

Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik

# **Der Durchschlag in SF<sub>6</sub> unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung**

**Thomas Hinterholzer**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät  
für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ. - Prof. Dr. - Ing. J. Eberspächer

Prüfer der Dissertation: 1. Univ. - Prof. Dr. - Ing. W. Boeck, em.

2. Univ. - Prof. Dr. - Ing. Dr. h. c. K. Feser  
Universität Stuttgart

3. Univ. - Prof. Dr. - Ing. G. Färber

Die Dissertation wurde am 26.02.2002 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 01.09.2002 angenommen.

*Weit hinaus über die Grenzen der jeweiligen Erkenntnis  
und des jeweiligen Wissens liegen aber  
- nur verschleiert dem Auge der Phantasie erkennbar -  
die Grenzen des auf dem Gebiet der Technik Erreichbaren.*

***Karl Gölsdorf, 1898***

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfram Boeck für die Anregung des Themas und seine wertvolle Unterstützung im Verlauf der Arbeit. Die ausgezeichneten Arbeitsmöglichkeiten an seinem Institut haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Meinen Dank möchte ich auch Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Eberspächer für die Leitung der Prüfungskommission und Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Feser, sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Färber für die Übernahme des Koreferats aussprechen.

Insbesondere danke ich denjenigen ehemaligen und derzeitigen Mitarbeitern am Lehrstuhl, die mich bei der Durchführung meiner Arbeit hilfreich unterstützt haben. Meine besondere Anerkennung gilt dabei allen Mitarbeitern der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn Max Auer für die sehr prompte und vor allem gewissenhafte Anfertigung der Versuchseinrichtungen.

Nicht unerwähnt bleiben sollen auch alle Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten und auch ihrer hilfswissenschaftlichen Tätigkeiten ihren Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Darüber hinaus danke ich Herrn Dr.-Ing. Andreas Blasczyk von der Firma ABB für die Anregungen und Diskussionen auf dem Gebiet der elektrostatischen Feldberechnung und Herrn Dipl.-Ing. Wolfgang Schlinke von der Firma Siemens für seine Hilfe bei der Erstellung der Licht- und Rasterelektronenmikroskopaufnahmen.

Abschließend möchte ich mich ganz besonders auch bei meinen Eltern bedanken, die mir zum einen das Studium erst ermöglichten und mich auch während meiner Arbeit vor allem mental unterstützten.

Mein Dank gebührt ferner der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die großzügige finanzielle Unterstützung. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

München, im Februar 2002

Thomas Hinterholzer

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Gasphysikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Bewegung geladener Teilchen im Gasraum.....	7
2.1.1	Mittlere freie Weglänge.....	7
2.1.2	Beweglichkeit und Driftgeschwindigkeit.....	9
2.1.3	Diffusion.....	11
2.2	Entstehung von Ladungsträgern.....	12
2.2.1	Photoionisation.....	12
2.2.2	Stoßionisation.....	13
2.2.3	Thermoionisation.....	13
2.2.4	Ionisations- und Anlagerungskoeffizient.....	14
2.2.5	Ion-Ion-Rekombination.....	15
2.3	Entladungsmechanismen in SF <sub>6</sub> .....	16
2.3.1	Entladungseinsatz und Streamerentwicklung.....	16
2.3.2	Streamer-Leader-Übergang.....	17
2.3.3	Stem-Mechanismus.....	17
2.3.4	Precursor-Mechanismus.....	18
2.3.5	Hochfrequenz-Mechanismus.....	21
2.3.6	Energie-Mechanismus.....	22
2.3.7	Leaderwachstum.....	25
2.4	Vorentladungsprozesse und Raumladungsstabilisierung.....	26
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>29</b>
3.1	Versuchsanlage.....	29
3.1.1	Aufbau der Versuchsanlage.....	29
3.1.2	Elektrodenanordnungen.....	31
3.1.3	Verwendete Spannungsformen.....	34
3.2	Messeinrichtungen.....	35
3.2.1	Spannungsmessung.....	35
3.2.2	Fotomultiplier.....	36
3.2.3	Kamerasystem zur Erfassung des Entladungskanals.....	38
3.3	Aufzeichnung und Verarbeitung der Messwerte.....	40
3.3.1	Spannungsmessung.....	41
3.3.2	Fotomultipliersignale.....	43

---

3.3.3	Auswertung der Entladungskanäle .....	43
<b>4</b>	<b>Durchschlagverhalten inhomogener Elektrodenanordnungen</b>	<b>48</b>
4.1	Bestimmung der 50% - Durchschlagspannung .....	49
4.1.1	Einfluss der Spannungsform und des SF <sub>6</sub> -Gasdrucks .....	50
4.2	Spannungs-Zeit-Kennlinien.....	53
4.2.1	Einfluss der Spannungsform und des SF <sub>6</sub> -Gasdrucks .....	53
4.3	Bestimmung der mittleren Durchschlagspannung .....	56
4.3.1	Einfluss der Spannungssteilheit und des SF <sub>6</sub> -Gasdrucks .....	58
4.4	Spannungs-Druck-Kennlinien.....	62
4.4.1	Einfluss der Spannungsform.....	65
4.4.2	Beschreibung des Entladungsablaufes .....	70
<b>5</b>	<b>Austrittswinkelverteilungen</b>	<b>80</b>
5.1	Durchführung und Auswertung der Messungen .....	82
5.2	Diskussion der Ergebnisse.....	83
<b>6</b>	<b>Theoretische Überlegungen</b>	<b>91</b>
6.1	Driftmodell .....	91
6.1.1	Herleitung des Driftmodells .....	92
6.1.2	Anwendung des vereinfachten Kriteriums .....	96
6.2	Das Berechnungsprogramm „KORSTAB“ .....	98
6.2.1	Notwendige Eingabedaten.....	98
6.2.2	Berechnung der elektrischen Feldstärke.....	99
6.2.3	Berechnung des Entladungseinsatzes .....	103
6.2.4	Berechnung der zeitabhängigen Ausdehnung und Vorwachsengeschwindigkeit des kritischen Volumens.....	104
6.2.5	Berechnung der Ladungsträgerdrift.....	107
6.3	Abschätzung des Raumladungseinflusses .....	110
6.3.1	Finite-Elemente-Methode.....	110
6.3.2	Realisierung des Driftmodells .....	112
6.3.3	Diskussion der Rechenergebnisse .....	114
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>120</b>
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>124</b>

## Abbildungsverzeichnis

Bild 2.1:	Modellvorstellung nach [Bey-86] für die freie Weglänge und den Wirkungsquerschnitt.....	8
Bild 2.2	Feldstärkeabhängigkeit des bezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten von SF <sub>6</sub> .....	14
Bild 2.3:	Schematische Darstellung des Stem-Mechanismus nach [Nie-89] .....	18
Bild 2.4:	Schematische Darstellung des Precursor-Mechanismus nach [Nie-89] .....	20
Bild 2.5:	Prinzip des Hochfrequenz-Mechanismus nach [Hie-91] .....	21
Bild 2.6:	Prinzip des Energie-Mechanismus nach [Buc-95] .....	24
Bild 2.7:	Stufenweise Leaderentwicklung mit Wiederaufleuchten .....	25
Bild 2.8:	Einfluss der Raumladungsstabilisierung auf die resultierende Feldverteilung .....	26
Bild 3.1:	Aufbau der Versuchsanlage .....	30
Bild 3.2:	Ersatzschaltbild des Stoßkreises .....	31
Bild 3.3:	Elektrodenanordnung und Prüfspitzen .....	32
Bild 3.4:	REM-Aufnahme einer neuen halbrunden Prüfspitze.....	33
Bild 3.5:	REM-Aufnahme einer neuen kegelförmigen Prüfspitze .....	33
Bild 3.6:	Realisierbare Anstiegszeiten der Stoßspannung in Abhängigkeit von der Belastungskapazität C <sub>b</sub> .....	34
Bild 3.7:	Entladung ohne und mit Koronastabilisierung .....	39
Bild 3.8:	Vertikale CCD-Kamera mit Stromversorgung .....	39
Bild 3.9:	Verlauf einer Blitzstoßspannung nach VDE 0432 Teil 1 .....	41
Bild 3.10:	Schaltstoßspannung .....	42
Bild 3.11:	Ermittlung des räumlichen Austrittswinkels .....	44
Bild 3.12:	Horizontales und vertikales Originalbild.....	45
Bild 3.13:	Horizontales und vertikales Schwarz/Weiß-Bild .....	45
Bild 3.14:	Horizontale (links) und vertikale (rechts) Projektion des Funkenpfades ....	46
Bild 3.15:	Definition des Koordinatensystems.....	46
Bild 3.16:	Räumlicher Verlauf des Funkenpfades.....	47

Bild 4.1:	Up & Down – Methode mit Definition des Streubereiches $s$ .....	50
Bild 4.2:	50 % - Durchschlagspannungen $U_{d50}$ und Streubereiche $s$ der halbrunden Spitze in Abhängigkeit der Anstiegszeit $T_I$ und des Gasdrucks $p$ .....	51
Bild 4.3:	50 % - Durchschlagspannungen $U_{d50}$ und Streubereiche $s$ der kegelförmigen Spitze in Abhängigkeit der Anstiegszeit $T_I$ und des Gasdrucks $p$ .....	52
Bild 4.4:	Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung ( $T_I = 1,6 \mu\text{s}$ ) .....	53
Bild 4.5:	Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Schaltstoßspannung ( $T_I = 50 \mu\text{s}$ ) .....	54
Bild 4.6:	Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Schaltstoßspannung ( $T_I = 100 \mu\text{s}$ ) .....	55
Bild 4.7:	Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Schaltstoßspannung ( $T_I = 400 \mu\text{s}$ ) .....	56
Bild 4.8:	Abhängigkeit der Stirnzeit $T$ der Stoßspannung von der Spannungssteilheit $S$ .....	57
Bild 4.9:	Mittlere Durchschlagspannungen $U_m$ und Streubereiche $s$ der halbrunden Spitze in Abhängigkeit der Spannungssteilheit $S$ und des Gasdrucks $p$ .....	58
Bild 4.10:	Mittlere Durchschlagspannungen $U_m$ und Streubereiche $s$ der kegelförmigen Spitze in Abhängigkeit der Spannungssteilheit $S$ und des Gasdrucks $p$ .....	61
Bild 4.11:	Druckabhängiger Verlauf der Durchschlagspannung an einer inhomogenen Anordnung .....	63
Bild 4.12:	Spannungs-Druck-Kennlinie der halbkugelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	65
Bild 4.13:	Spannungs-Druck-Kennlinien der halbkugelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	66
Bild 4.14:	Spannungs-Druck-Kennlinien der halbkugelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	66
Bild 4.15:	Spannungs-Druck-Kennlinie der kegelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	67
Bild 4.16:	Spannungs-Druck-Kennlinie der kegelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	68
Bild 4.17:	Spannungs-Druck-Kennlinie der kegelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	68

Bild 4.18:	Druck- und steilheitsabhängiger Verlauf der maximalen Durchschlagspannung der halbkugelförmigen Spitze .....	69
Bild 4.19:	Druck- und steilheitsabhängiger Verlauf der maximalen Durchschlagspannung der kegelförmigen Spitze .....	70
Bild 4.20:	Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ Spannungsteilheit ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ , $l = 25 \text{ mm}$ keglig) .....	72
Bild 4.21:	Detail der Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit $S=4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ Spannungsteilheit ( $p=0,2 \text{ MPa}$ , $l=25 \text{ mm}$ keglig) .....	74
Bild 4.22:	Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ Spannungsteilheit ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ , $l = 25 \text{ mm}$ keglig) und Raumladungsstabilisierung.....	76
Bild 4.23:	Detail der Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ Spannungsteilheit ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ , $l = 25 \text{ mm}$ keglig) und Raumladungsstabilisierung.....	77
Bild 4.24:	Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ Spannungsteilheit ( $p = 0,3 \text{ MPa}$ , $l = 25 \text{ mm}$ halbrund).....	78
Bild 4.25:	Detail der Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ Spannungsteilheit ( $p = 0,3 \text{ MPa}$ , $l = 25 \text{ mm}$ halbrund).....	79
Bild 5.1:	Modell der Streamerentwicklung in $\text{SF}_6$ .....	81
Bild 5.2:	Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der halbrunden Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $p = 0,2 \text{ MPa}$ ; $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	84
Bild 5.3:	Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der halbrunden Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $p = 0,2 \text{ MPa}$ ; $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	85
Bild 5.4:	Spannungs-Zeit-Kennlinie der 25 mm langen halbrunden Spitze bei rampenförmiger Stoßspannung ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ , $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	85
Bild 5.5:	Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der halbrunden Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $p = 0,2 \text{ MPa}$ ; $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	87
Bild 5.6:	Räumliche Austrittswinkelverteilung der halbrunden Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $p = 0,2 \text{ MPa}$ ; $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	87
Bild 5.7:	Räumliche Austrittswinkelverteilungen der kegelförmigen Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	88
Bild 5.8:	Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der kegelförmigen Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $p = 0,3 \text{ MPa}$ ; $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	89

Bild 5.9:	Horizontale Projektion der Entladungskanäle der kegelförmigen Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ; $p = 0,3 \text{ MPa}$ ; $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).....	89
Bild 6.1:	Verlauf des elektrischen Feldes, Ausdehnung $r_{krit}$ und Vorwachsgeschwindigkeit $v_{krit}$ (blau markiert) des kritischen Volumens $V_{krit}$ vor der Prüfspitze; Driftgeschwindigkeit $v_l$ (rot markiert) der positiven $\text{SF}_6$ -Ionen an der Grenze der Raumladungszone.....	92
Bild 6.2:	Vorwachsgeschwindigkeit $v_{krit}$ des kritischen Volumens $V_{krit}$ .....	95
Bild 6.3:	Feldberechnungsverfahren in der Hochspannungstechnik .....	99
Bild 6.4:	Feldstärkeverlauf im Nahbereich der kegelförmigen 25 mm langen Prüfspitze in $[\text{V}/\text{m}]$ bei Einheitspotenzial .....	101
Bild 6.5:	Zeitlicher Verlauf der Ausdehnung $r_{krit}(t)$ des kritischen Volumens $V_{krit}$ bei einer Spannungssteilheit von $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze).....	105
Bild 6.6:	Zeitlicher Verlauf der Vorwachsgeschwindigkeit $v_{krit}(t)$ des kritischen Volumens $V_{krit}$ bei einer Spannungssteilheit von $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze) .....	106
Bild 6.7:	Zeitlicher Verlauf der Vorwachsgeschwindigkeit $v_{krit}(t)$ des kritischen Volumens $V_{krit}$ bei einer Spannungssteilheit von $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze) .....	106
Bild 6.8:	Ausdehnung $r_{krit}(t)$ des kritischen Volumens und Ionenpositionen bei einer Spannungssteilheit von $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze).....	108
Bild 6.9:	Vorwachsgeschwindigkeit $v_{krit}(t)$ des kritischen Volumens und Ionengeschwindigkeiten, Spannungssteilheit $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze) .....	108
Bild 6.10:	Ausdehnung $r_{krit}(t)$ des kritischen Volumens und Ionenpositionen bei einer Spannungssteilheit von $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze).....	109
Bild 6.11:	Vorwachsgeschwindigkeit $v_{krit}(t)$ des kritischen Volumens und Ionengeschwindigkeiten, Spannungssteilheit $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (kegelförmige Spitze) .....	109
Bild 6.12:	Vermaschungsnetzwerk im Nahbereich der Spitze .....	111
Bild 6.13:	Raumladungszone vor der 25 mm langen halbkugelförmigen Spitze, $p = 0,2 \text{ MPa}$ , $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	114
Bild 6.14:	Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Rotationsachse bei halbkugelförmiger Spitze, $p = 0,2 \text{ MPa}$ , $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .....	115

Bild 6.15: Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Elektrodenoberfläche bei halbkugelförmiger Spitze, $p = 0,2$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s .....	116
Bild 6.16: Räumlicher Feldverlauf vor der halbkugelförmigen Spitze bei einer Raumladungsdichte von $80$ pC/mm <sup>3</sup> , $p = 0,2$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s .....	116
Bild 6.17: Raumladungszone vor der $25$ mm langen kegelförmigen Spitze, $p = 0,3$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s .....	117
Bild 6.18: Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Rotationsachse bei kegelförmiger Spitze, $p = 0,3$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s.....	118
Bild 6.19: Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Elektrodenoberfläche bei kegelförmiger Spitze, $p = 0,3$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s .....	118
Bild 6.20: Räumlicher Feldverlauf vor der kegelförmigen Spitze bei einer Raumladungsdichte von $220$ pC/mm <sup>3</sup> , $p = 0,3$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s .....	119
Bild 6.21: Räumlicher Feldverlauf vor der kegelförmigen Spitze bei einer Raumladungsdichte von $300$ pC/mm <sup>3</sup> , $p = 0,3$ MPa, $S = 1$ kV/ $\mu$ s .....	119

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1:	Schwaiger'sche Ausnutzungsfaktoren $\eta_A$ der verwendeten Prüfspitzen .....	33
Tabelle 3.2:	Kenndaten der kapazitiven Sonde.....	36
Tabelle 3.3:	Kenndaten der verwendeten Fotomultiplier.....	37
Tabelle 4.1:	Bezogene maximale elektrische Feldstärken an den Prüfspitzen .....	59
Tabelle 4.2:	Einsatz- und Streamereinsatzspannungen für die 25 mm langen Spitzen.....	73
Tabelle 6.1:	Nach dem vereinfachten Kriterium für die 25 mm lange kegelförmige Prüfspitze (100 $\mu\text{m}$ Spitzenradius) berechnete Werte für $E'_m r_{sp} / p$ . Einheit: [kV/(MPa $\cdot\mu\text{s}$ )] blau: keine Koronastabilisierung, rot: Koronastabilisierung.....	97
Tabelle 6.2:	Nach dem vereinfachten Kriterium für die 25 mm lange halbkugelförmige Prüfspitze (500 $\mu\text{m}$ Spitzenradius) berechnete Werte für $E'_m r_{sp} / p$ . Einheit: [kV/(MPa $\cdot\mu\text{s}$ )] blau: keine Koronastabilisierung, rot: Koronastabilisierung.....	97

## Formelzeichen und Abkürzungen

$A$	Teilchenart
$A$	Querschnitt des Kunststoffrohres für den Flüssigkeitswiderstand
ADPL	ANSYS Parametric Design Language
$a_S$	Wirkungsquerschnitt
$B$	Teilchenart
$B$	Bandbreite
$B_{\text{sys}}$	Systembandbreite
$B_{\text{sys},T}$	Systembandbreite der Spannungsmessung
$b$	Beweglichkeit der Ladungsträger
$b_I$	Beweglichkeit der Ionen
$b_+$	Beweglichkeit der positiven Ionen
$b_-$	Beweglichkeit der negativen Ionen
$C$	Konstante
$C(t)$	zeitabhängige Kapazität des Streamergebiets zur Gegenelektrode
$C_{\text{anl1}}$	Anlagenkapazität der Speiseseite
$C_{\text{anl2}}$	Anlagenkapazität des Prüfkessels
$C_b$	Belastungskapazität
CCD	Video-Chip (Charge Coupled Device)
$C_{\text{ext}}$	Zusatzkapazität des kapazitiven Spannungsteilers
CH1, CH2	Kanal 1 bzw. Kanal 2 des digitalen Speicheroszilloskops
CH3, CH4	Kanal 3 bzw. Kanal 4 des digitalen Speicheroszilloskops
$C_S(t)$	Stoßkapazität
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$D$	Diffusionskonstante
Delphi	Programmierungsumgebung (Pascal)
$D_S$	Streamerausdehnung
$D_S(t)$	zeitabhängiger Durchmesser des Streamergebietes
$D_{SK}$	Ausdehnung der Streamerkorona
$d$	Abstand zur Gegenelektrode
$E$	elektrische Feldstärke
$E(r,t)$	orts- und zeitabhängige Feldstärke
$\Delta E$	Feldverzerrung, Feldüberhöhung
$\overline{E}$	mittlere gerichtete Feldstärke
$\overline{E}_0$	kritische Feldstärke
$\overline{E}_0$	mittlere Grenzfeldstärke
$E_{\text{außen}}$	äußerer Feldstärkeverlauf im Streamergebiet
$E_{\text{innen}}$	(konstanter) Feldstärkeverlauf im ionisierten Streamergebiet

$E_{max,keglig}$	max. Feldstärke an der kegelförmigen Spitze
$E_{max,rund}$	max. Feldstärke an der halbrunden Spitze
$E_m(t)$	zeitlicher Verlauf der maximalen Feldstärke an der Spitze
$E_m'$	Geschwindigkeit des Feldstärkeanstiegs
$E_n(x)$	normierter Feldstärkeverlauf
Excel	Tabellenkalkulationsprogramm
$E/p$	druckbezogene elektrische Feldstärke
$(E/p)_0$	druckbezogene kritische Feldstärke
$e$	Elementarladung
$f$	Frequenz
$f_{li}$	untere Grenzfrequenz des Spannungsteilers
$f_{ls}$	obere Grenzfrequenz des Spannungsteilers
GIS	Gasisolierte Schaltanlage
HP-VEE	Programmpaket zur Messgerätsteuerung
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum
$h_{krit}$	kritische Enthalpie
IR	infraroter Spektralbereich
$i$	Ausgleichsstrom im Precursor-Kanal, Laufvariable
$i(t), i_v(t)$	zeitabhängiger Verschiebungsstrom
$i_C(t)$	zeitabhängiger kapazitiver Strom im Streamer
$i_R(t)$	zeitabhängiger Ionisationsstrom im Streamer
$K$	Konstante
$K_{stab}$	Grenzwert für das Auftreten von Koronastabilisierung
$K_{stab}^*$	korrigierter Grenzwert für das Auftreten von Koronastabilisierung
$k$	Boltzmann-Konstante
$k_r$	Rekombinationsrate
$L$	Induktivität
LWL	Lichtwellenleiter
$l$	Spitzenlänge, Länge
$\Delta l$	Länge eines Leadersegments
M1...M4	Messpunkte in der Versuchsanlage
MathCad	Mathematikprogramm
$m$	Masse (eines Teilchens)
$m_1$	Masse des Teilchens 1
$m_2$	Masse des Teilchens 2
$m_e$	Masse eines Elektrons
$m_I$	Masse eines Ions
$N$	Moleküldichte, Elektronenzahl
$N_0$	Zahl der Anfangselektronen
$N_2$	Stickstoff
$N_{krit}$	kritische Elektronenzahl
$n$	Teilchendichte, Anzahl der Stöße, Anzahl der Ersatzladungen
$n_d$	Anzahl der Durchschläge
$n_e$	Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit

$n_i$	Anzahl der Stöße mit Scheitelwert $U_i$
$n_+$	Anzahl der positiven Ionen pro Volumeneinheit
$n_-$	Anzahl der negativen Ionen pro Volumeneinheit
P6202	aktiver Tastkopf
PC	Personalcomputer
PMT	Fotomultiplier (Photo Multiplier Tube)
$p$	Druck des Isoliergases, Wahrscheinlichkeit
$p(t)$	zeitabhängige Leistungszufuhr
$p_c, p_k$	kritischer Druck (Grenze der Koronastabilisierung)
$p_D$	Durchschlagwahrscheinlichkeit
$p_l$	Grenzwert des Gasdruckes
$p_{xx}$	Potenzialkoeffizient
$Q$	Ladung
$Q_i$	Punktladung
$Q_{krit}$	kritische Ladung für Leadereinsatz
$q$	Ladung
$q(t)$	zeitabhängige Raumladung
$R_d$	Dämpfungswiderstand des Stoßgenerators
$R_{de}$	externer Dämpfungswiderstand
$R_{di}$	interner Dämpfungswiderstand
$R_e$	Entladewiderstand des Stoßgenerators
R166	UV-empfindlicher Fotomultiplier
R955	IR-empfindlicher Fotomultiplier
$R$	Radius, Abstand von der Spitze
$r_A$	Teilchenradius
$r_B$	Teilchenradius
$r_{Ki}$	Abstand Punktladung - Konturpunkt
$r_{krit}$	Ausdehnung des kritischen Volumens
$r_{krit}(t)$	zeitabhängige Ausdehnung des kritischen Volumens
$r_S$	Radius des Streamerkanaals
$r_{sp}$	Radius der Prüfspitze
$S$	Steilheit der Prüfspannung
SENSICAM <sup>®</sup>	gekühlte CCD-Kamera
SF <sub>6</sub>	Schwefelhexafluorid
$s$	Standardabweichung, Streubereich
$T$	Temperatur (des Gases)
$T_1$	Stirnzeit
$T_2$	Rückenhalfwertszeit
$T_{a,T}$	Anstiegszeit des Teilers
$T_d$	Scheiteldauer
TDS 754 C	Digitalspeicheroszilloskop
TEK P6202A	aktiver Tastkopf
THEO	Programmpaket zur Datenauswertung
$T_p$	Scheitelzeit

$t$	Zeit
$\Delta t$	Zeitdifferenz
$t_0$	Zeitpunkt bei dem $(E/p)_0$ erreicht wird
$t_l$	Zeitpunkt nach Ablauf der statistischen Streuzeit
$t_{akt}$	aktueller Betrachtungszeitpunkt
$t_{DS}$	Durchschlagzeit
$t_{krit}$	Zeitpunkt an dem die krit. Feldstärke an der Spitze überschritten ist
$t_S$	Pausenzeit zwischen zwei Leaderschritten
$t_W$	Zeit zwischen dem Wiederaufleuchten des Leaders
$U$	Spannung
$\hat{U}$	Scheitelwert der Prüfspannung
$\Delta U$	Spannungsdifferenz
$U_{10}$	10%-Wert der maximalen Spannung
$U_{90}$	90%-Wert der maximalen Spannung
$U_{d50}$	50%-Durchschlagspannung
$U_i$	Scheitelwert des i-ten Stoßes
$U_{LE}$	Leadereinsatzspannung
$U_m$	mittlere Durchschlagspannung
$U_{max}$	maximaler gemessener Spannungswert
$U_{min}$	minimaler gemessener Spannungswert
$U_{SE}$	Streamereinsatzspannung
$U_{si}$	Streamereinsatzspannung
UV	ultravioletter Spektralbereich
$u(t)$	zeitabhängige Spannung an der Elektrodenanordnung
$u_S(t)$	zeitabhängiger Spannungsfall entlang des Streamergebietes
$u^*(t)$	zeitabhängiger Spannungsfall zwischen Streamerkopf und Gegenelektrode
$\ddot{u}$	Übersetzungsverhältnis
$V$	(Gas)volumen
$V_{krit}$	kritisches Volumen
$v$	Geschwindigkeit
$v_D$	mittlere gerichtete Driftgeschwindigkeit
$v_{di}$	Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen
$v_E$	Geschwindigkeitszuwachs eines Teilchens im elektrischen Feld
$v_I$	Driftgeschwindigkeit der positiven SF <sub>6</sub> -Ionen am Randbereich des kritischen Volumens
$v_I^*$	korrigierte Driftgeschwindigkeit der positiven SF <sub>6</sub> -Ionen am Randbereich des kritischen Volumens
$v_{krit}$	Ausdehnungsgeschwindigkeit des krit. Volumens
$v_{krit}(t)$	zeitabhängige Ausdehnungsgeschwindigkeit des krit. Volumens
$v_{krit,m}$	maximale Ausdehnungsgeschwindigkeit des krit. Volumens
$v_m$	mittlere Teilchengeschwindigkeit
$v_x$	Geschwindigkeit in Richtung der x-Achse

$W$	Bewegungsenergie eines Teilchens, im Feldraum gespeicherte elektrische Energie
$\Delta W$	beim Stoß übertragene Bewegungsenergie eines Teilchens, Energiedifferenz
$W_A$	Anregungsenergie eines Teilchens
$W_I$	Ionisierungsenergie eines Teilchens
$W(t)$	zeitabhängige ohmsche Energiezufuhr ins Innere des Streamergebietes
$x$	x-Koordinate
$x_{akt}$	aktuelle Position
$x_{ion}[i]$	Position des Ions zum i-ten Zeitschritt
$y$	y-Koordinate, Interpolationsfunktion
$y_i$	Stützpunkt, Datenpunkt
$y'$	erste Ableitung der Interpolationsfunktion
$y''$	zweite Ableitung der Interpolationsfunktion
$y_i''$	Stützpunkt, Datenpunkt der zweiten Ableitung
$z$	z-Koordinate, Kernladungszahl
$\alpha$	Ionisationskoeffizient, horizontaler Austrittswinkel
$\beta$	vertikaler Austrittswinkel
$\delta$	bez. bei Stoßvorgängen übertragene Energie, räumlicher Austrittswinkel
$\delta_e$	bez. beim Elektronenstoß übertragene Energie
$\delta_I$	bez. beim Ionenstoß übertragene Energie
$\varepsilon$	Permittivität
$\varepsilon_0$	Dielektrizitätskonstante
$\phi$	Potenzial
$\phi_K$	Potenzial eines Konturpunktes
$\gamma_{xx}$	Element der Elementmatrix
$\eta$	Anlagerungskoeffizient, Ausnutzungsfaktor, Wirkungsgrad
$\eta_A$	Schwaigerscher Ausnutzungsfaktor
$\Phi_{au\beta en}$	äußerer Potenzialverlauf im Streamergebiet
$\Phi_{in n en}$	(linearer) Verlauf des Potentials im ionisierten Streamergebiet
$\Delta\phi$	Potenzialdifferenz
$\lambda$	Wellenlänge, freie Weglänge
$\lambda_m$	mittlere freie Weglänge
$\lambda_{me}$	mittlere freie Weglänge eines Elektrons
$\lambda_{mi}$	mittlere freie Weglänge eines Ions
$\lambda^*$	wirksame freie Weglänge eines Elektrons
$\mu$	spezifische Leitfähigkeit des Elektrolyten, (äußere) Elektronenbahn
$\nu$	(innere) Elektronenbahn
$\pi$	Kreiszahl
$\rho_0$	mittlerer spezifischer elektrischer Widerstand des Streamers
$\tau_p$	Pausenzeit

# 1 Einleitung

Als Folge des nach wie vor wachsenden Bedarfs an elektrischer Energie und der steigenden Lastdichte in Ballungsräumen und Großstädten werden zunehmend herkömmliche luftisolierte Hochspannungsschaltanlagen durch metallgekapselte SF<sub>6</sub>-isolierte Anlagen ersetzt.

Schon in den dreißiger Jahren wurden diese Anlagen vor allem in England neben den in konventioneller offener Bauform ausgeführten Freiluft- und Innenraumschaltanlagen hergestellt. Als Isoliermedium zwischen den spannungsführenden Teilen und der Kapselung wurde dabei meistens Öl verwendet. Die heute zum Einsatz kommenden vollgekapselten und mit dem Schwergas SF<sub>6</sub> isolierten Schaltanlagen gleichen rein äußerlich den damals für die 33 kV–Spannungsebene gebauten Anlagen [Hap-78]. Allerdings lässt sich auf etwa gleichem Raum heute bereits eine Hochspannungsschaltanlage unterbringen. Verglichen mit konventionellen Freiluftanlagen haben SF<sub>6</sub>-isolierte Anlagen daher nur einen Platzbedarf von etwa 10 % [Eri-91].

Als weitere Vorteile gekapselter gasisolierter Anlagen sind zudem die hohe Betriebssicherheit, die Unabhängigkeit von Umwelteinflüssen wie salzhaltige Atmosphäre in Küstenregionen und Luftverschmutzung, sowie die erhöhte Sicherheit für das Bedienungspersonal durch den vollständigen Berührschutz zu nennen [Krü-90].

Seit der Einführung dieser Technik in der 123 kV-Ebene vor ca. 35 Jahren bis heute haben sich SF<sub>6</sub>-isolierte Anlagen durchgesetzt. Dies ist vor allem auf die beiden herausragenden Eigenschaften von SF<sub>6</sub>, die hohe Spannungsfestigkeit, bedingt durch die Fähigkeit von Schwefelhexafluorid zur Anlagerung von freien Elektronen (Elektronegativität), und die gute Eignung zur Lichtbogenlöschung, bedingt durch den großen Abstand zwischen der Ionisations- und Dissoziationsenergie [Boe-90b], zurückzuführen.

Um die damit möglichen hohen Betriebsfeldstärken auch nutzen zu können, darf der Feldverlauf im Isoliergas an keiner Stelle wesentlich gestört werden. Unter optimalen Betriebsbedingungen ist somit ein quasihomogenes elektrisches Feld im Inneren einer gasisolierten Schaltanlage vorhanden. Bei der Prüfung vor der Inbetriebnahme ist diese Bedingung aber oft nicht erfüllt und es muss mit dem Vorhandensein von Graten, Spänen oder metallischen Partikeln in Folge von Schaltheandlungen oder Montagefehlern gerechnet werden. Diese kleinen lokal begrenzten Störungen können zu erheblichen Feldüberhöhungen führen und damit die Durchschlagspannung erheblich herabsetzen.

Wegen des Trends zur zunehmend kompakteren Bauweise von Schaltanlagen wird die SF<sub>6</sub>-Isolierung seit einiger Zeit auch im Bereich der Mittelspannung verwendet [Lüb-81], [Sch-84]. Von vielen Herstellern werden dazu die meistens für eine reine Luftisolierung entwickelten Bauteile von Mittelspannungsanlagen mit einer entsprechenden Kapselung versehen und mit einem relativ geringen Isoliergasdruck von 0,1 MPa ... 0,2 MPa beaufschlagt. Auf eine weitgehende Feldoptimierung der verbauten Komponenten wird hierbei, auch wegen der relativ geringen Betriebsspannung solcher

Anlagen, meist verzichtet. So führen die bei konventioneller Bauweise verwendeten Verschraubungen und Verbindungen bereits zu mäßig inhomogenen Feldverläufen. Zudem muss in der Mittelspannungsebene eine gewisse Mindestbaugröße der stromführenden Komponenten eingehalten werden, um die relativ großen Betriebsströme ohne zusätzliche Kühlmaßnahmen beherrschen zu können [Lau-85]. Eine Optimierung der Elektrodengeometrie in Hinblick auf eine möglichst homogene Feldverteilung ist daher in der Mittelspannungstechnik nur bedingt mit vertretbarem Fertigungsaufwand möglich. Die durch die SF<sub>6</sub>-Isolierung erzielte Verringerung der Isolationsabstände ist bei diesen Anlagentypen im Vergleich zu üblichen SF<sub>6</sub>-isolierten Hochspannungsschaltanlagen daher geringer.

Für die dielektrische Festigkeit von konventionellen SF<sub>6</sub>-isolierten Hochspannungsschaltanlagen sind vor allem Feldstörungen durch ortsfeste Störstellen, infolge von Beschädigungen an Elektroden oder durch freibewegliche Teilchen in Gasräumen [Woh-95] von Interesse. Stationäre mäßig inhomogene Felder, wie sie in SF<sub>6</sub>-isolierten Mittelspannungsschaltanlagen auftreten, können durch die klassische Stab-Platten-Anordnung nachgebildet werden [Lau-85]. Dabei wird die Isolationsauslegung metallgekapselter Anlagen mit SF<sub>6</sub>-Isolation neben dem Gasdruck und der Elektrodengeometrie primär durch das Verhalten bei Impulsspannung, Wechselspannung und schwingender Steilstoßspannung bestimmt. Vor allem die unterschiedliche Steilheit der Überspannung hat wesentlichen Einfluss auf das Durchschlagverhalten.

Eine Modellierung der physikalischen Vorgänge bei der Entladungsentwicklung ist daher erforderlich, um das Isolationsverhalten bei einer Prüfung bewerten zu können. Für die Entladungsentwicklung ohne die sogenannte Koronastabilisierung ist dies weitgehendst gelungen. Unter Berücksichtigung sowohl der statistischen Streuzeit bis zum Auftreten eines lawinenwirksamen Anfangselektrons [Boe-75b], [Boe-83], als auch des Streamerkriteriums [Nih-71] konnte die Streamerentwicklung simuliert werden [Wie-88].

Im Betrieb von gasisolierten Schaltanlagen unter praxisnahen Bedingungen reicht die Streamerausdehnung für einen reinen Streamerdurchschlag nicht aus. Vielmehr konnte gezeigt werden, dass es, wenn das Leadereinsatzkriterium erfüllt ist, vorher zu einem Streamer-Leader-Übergang und somit zum Leaderdurchschlag kommt [Wie-88]. Abhängig vom Gasdruck und der Feldinhomogenität in der Anlage erfolgt der Leadereinsatz unmittelbar bei Streamereinsatz, d.h. ohne messbare Vorentladungen, oder aber erst nach weiterer Spannungssteigerung unter Streamerwachstum und Vorentladungen, die auch messtechnisch erfasst werden können. Bei der angewandten Modellierung [Wie-88] wird dabei ein hochionisierter, ladungsneutraler Streamer angenommen. Diese Ladungsneutralität bleibt jedoch nur bis zum Leadereinsatz erhalten, wenn es nicht zuvor durch die innere elektrische Feldstärke zur Ladungstrennung kommt, wie es bei Impulsspannungen mit einer von der Feldinhomogenität und dem Gasdruck abhängigen Steilheit der Fall ist. Dabei baut sich eine feldverzerrende Raumladung auf, die den Leadereinsatz verzögert und zu einer Umgehung des Raumladungsgebietes führen kann. Dieses Phänomen wird meist als Koronastabilisierung bezeichnet.

Häufig wird in der englischsprachigen Literatur auch die Streamerentwicklung vor dem Leadereinsatz als Koronastabilisierung bezeichnet. Verwendet man den Begriff

Koronastabilisierung als übergeordnete Bezeichnung für diese beiden Phänomene, wäre es sinnvoller, zwischen der Vorentladungs- und der Raumladungsstabilisierung zu unterscheiden.

### Vorarbeiten

Die Koronastabilisierung in  $\text{SF}_6$  wird neben der Stoßspannungsform auch durch die Geometrie der Elektrodenanordnung und durch den  $\text{SF}_6$ -Gasdruck beeinflusst. Der Schwerpunkt der bisher auf diesem Gebiet durchgeführten Untersuchungen lag daher meist in der Modifikation der drei oben genannten Parameter. Da die Durchschlagmechanismen für schwingende Steilstoßspannungen bereits ausführlich untersucht wurden [Hie-91], [Buc-95], wird im Folgenden nur der Stand der Forschung für Blitz- und Schaltstoßspannungsbeanspruchung dargestellt.

Farish et al [Far-78], [Far-79] haben den Entladungsablauf an einer inhomogenen Stab-Platte-Anordnung bei Gleich-, Wechsel- und Impulsspannungsbeanspruchung in Abhängigkeit vom Gasdruck für reines  $\text{SF}_6$  und  $\text{SF}_6/\text{N}_2$ -Mischungen untersucht und dabei eine Anhebung der Durchschlagspannung in einem gewissen Druckbereich festgestellt. Es wurden drei Typen der Koronaentladung beobachtet. Bei niedrigen Gasdrücken tritt lediglich eine Glimmentladung auf, welche für das Phänomen der Koronastabilisierung hauptsächlich verantwortlich ist. Bei steigendem Gasdruck treten zunehmend auch Streamerentladungen auf. In diesem Bereich erreicht die 50%-Durchschlagspannung ihr Maximum. Bei einer weiteren Steigerung des Gasdrucks werden auch Leaderentladungen festgestellt. Oberhalb eines kritischen Druckes  $p_c$  treten nur noch vorentladungsfreie Durchschläge auf. Die Durchschlagspannung beim kritischen Druck  $p_c$  ist nahezu unabhängig vom Radius der verwendeten Prüfspitze.

Von Chalmers et al [Cha-89] werden diese drei Druckbereiche noch näher spezifiziert. Bis zu einem Druck  $p_l$  geht dem Durchschlag eine Koronaentladung an der Spitze voraus. Die durch diese Entladung produzierte Raumladung stabilisiert die Entladung in dem sie das elektrische Feld an der Spitze auf einen Wert nahe der Korona-Einsatzbedingung aufrecht erhält. Gleichzeitig wird durch die Anhäufung positiver Raumladung das Feld in der Elektrodenanordnung zwischen Raumladungszone und Platte erhöht. Es wird ein radiales Raumladungsschild um die Spitze ausgebildet, die Entladungsentwicklung wird dadurch verzögert. Zwischen  $p_l$  und  $p_c$  werden bereits von der Rotationsachse der Anordnung abweichende Leaderentladungen beobachtet, während der Schirmeffekt der Korona langsam geringer wird. In diesem Bereich wird die Durchschlagspannung maximal. Oberhalb von  $p_c$  findet der Durchschlag in Form eines reinen Leaderdurchschlags statt. Teilweise Koronastabilisierung wurde nicht beobachtet. Alle Durchschläge fanden entweder mit oder ohne Koronastabilisierung statt. Ein konkretes physikalisches Modell für dieses Verhalten wurde nicht vorgestellt.

Von Anis et al [Ani-81] wurde durch Messung der Entladungsströme ebenfalls die Druckabhängigkeit der Koronastabilisierung gezeigt. Auch hier wurden ähnliche Zusammenhänge zwischen der 50%-Durchschlagspannung und dem Gasdruck festgestellt. Bei den Messungen wurde eine große Streuung der Einsatzspannung in den für die Koronastabilisierung maßgebenden Druckbereichen gemessen. Der kritische Druck  $p_c$ , ab dem der Durchschlag ohne Koronastabilisierung direkt erfolgt wird mit zunehmender Inhomogenität der Elektrodenanordnung immer größer. Der Effekt der Koronastabilisierung ist also bei kleineren Elektrodendurchmessern oder bei scharfkantigen Störstellen stärker ausgeprägt.

In der Arbeit von Hauschild et al [Hau-85] wurde vor allem der Einfluss der Form der Stoßspannung und der Störstellenlänge auf das Durchschlagverhalten untersucht. Die Tendenz zu höheren Durchschlagspannungen und somit zur Koronastabilisierung war für zunehmende Stirnzeiten der Schaltstoßspannung und für abnehmende Störstellenlängen deutlich zu erkennen. Zu ähnlichen Ergebnissen kamen auch Matsumoto et al [Mat-89]. In den aufgenommenen Spannungs-Zeit-Kennlinien ist ebenfalls ein deutliches Ansteigen der Durchschlagspannungen bei langen Anstiegszeiten zu erkennen. Bei kürzerer Spitzenlänge tritt dieser Effekt bereits bei kleineren Stirnzeiten auf. Die bei bestimmten Stirnzeiten und manchen Störstellengeometrien auftretenden großen Streuungen der 50%-Durchschlagspannungen wurden jedoch nicht näher betrachtet.

Van der Zel [Zel-91] benutzte eine fotografische Methode um das Vorhandensein von Koronastabilisierung nachzuweisen. Dabei wurde unter anderem der räumliche Winkel zwischen den Entladungskanälen und der Rotationsachse einer Stab-Platten-Funkenstrecke gemessen und die statistische Verteilung dieser Austrittswinkel bei Blitzstoßspannungsbeanspruchung mit denen bei einer Beanspruchung mit Schaltstoßspannung 75/2000  $\mu\text{s}$  verglichen. Zu Grunde liegt dabei die Annahme, dass die Verteilung des elektrischen Feldes um die Spitzenelektrode durch eine Raumladungswolke, die sich bei Schaltstoßspannungen ausbildet, verzerrt wird. Dementsprechend müssen die ersten Leaderschritte, und somit der ganze Entladungskanal, bei Blitz- und Schaltstoßspannung anders verlaufen. Bei der benutzten Elektrodenanordnung wurden bei der Schaltstoßspannung 75/2000  $\mu\text{s}$  relativ hohe Durchschlagspannungen und eine breite Winkelverteilung im Bereich von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  gemessen. Als Kriterium für das Vorhandensein von Koronastabilisierung wurden dabei Austrittswinkel größer  $60^\circ$  postuliert. Bei Blitzstoßspannung reduzierte sich die Durchschlagspannung deutlich, ferner traten die Austrittswinkel nur in einem relativ schmalen Band bis maximal  $40^\circ$  um die Rotationsachse auf.

Von Lautenschläger [Lau-85] wurde das Durchschlagverhalten einer Stab-Platten-Anordnung bei Wechsel- und Blitzstoßspannungsbeanspruchung untersucht. Auch hier wurde das charakteristische Maximum-Minimum-Verhalten der Durchschlagspannungs-Druck-Charakteristik beobachtet. Bei niedrigen Gasdrücken erfolgte der Durchschlag nach dem Streamermechanismus. Durch die sich vor der Spitze ausbreitende Raumladung erhöht sich die elektrische Feldstärke vor der Plattenelektrode, gleichzeitig

sinkt die Feldstärke vor der Spitze. Der Durchschlag erfolgt, wenn die Feldstärke vor der Plattenelektrode in etwa eine gewisse Streamer-Ausbreitungsfeldstärke erreicht hat. Bei Beanspruchung der Elektrodenanordnung mit positiver Blitzstoßspannung konnte jedoch kein druckabhängiges Maximum der Durchschlagspannung festgestellt werden. Mit wachsendem Gasdruck steigt die Durchschlagspannung zuerst an. Anschließend folgt ein Druckbereich in dem die Durchschlagspannung unabhängig vom Gasdruck ist. Studien der Entladungsentwicklung mit einer Bildwandlerkamera zeigten, dass der Durchschlag in diesem Bereich nach dem Leadermechanismus abläuft. Weiterhin wurde der Einfluss von geringen Anteilen an Fremdgasen zum  $\text{SF}_6$  auf den Koronastabilisierungseffekt untersucht. Zumischgase mit niedrigerer Ionisierungsenergie als  $\text{SF}_6$ , wie z.B. Sauerstoff, bewirken im Vergleich zu reinem  $\text{SF}_6$  eine Vergrößerung des vorentladungsstabilisierten Bereiches.

Rong [Ron-94] führte eine umfangreiche Parameterstudie zum Durchschlagverhalten von scharfkantigen Störstellen in  $\text{SF}_6$ -isolierten Anlagen unter Stoßspannungsbeanspruchung durch. Ziel der Arbeit war es, eine für die Vor-Ort-Prüfung von gasisolierten Schaltanlagen geeignete Spannungsform zu finden. Zur Untersuchung wurden Prüfspannungen mit konstanter Steilheit verwendet. Die Ergebnisse decken sich im Wesentlichen mit den vorangegangenen Arbeiten. Die tiefste Durchschlagspannung wird bei Durchschlägen ohne Koronastabilisierung und unter Stoßspannungen mit kurzer Stirnzeit erreicht. Die Wahrscheinlichkeit für Koronastabilisierung steigt mit zunehmender Stirnzeit bzw. fallender Steilheit der Stoßspannung an. Eine Zunahme der Störstelllänge dagegen bewirkt bei konstanter Spannungsform und konstantem Gasdruck einen Rückgang der Koronastabilisierung und der Durchschlagfestigkeit.

### **Motivation und Zielsetzung der Arbeit**

In der vorliegenden Arbeit wird die Entladungsentwicklung unter Einfluss des Koronastabilisierungseffektes an stark inhomogenen Elektrodenanordnungen in  $\text{SF}_6$  bei Beanspruchung mit positiven Stoßspannungen untersucht. Dabei werden alle Versuche bei positivem Störstellenpotenzial durchgeführt, da für diesen Fall bei Elektrodenanordnungen mit inhomogener Feldverteilung die kritischsten Isolationspegel erreicht werden.

Erstes Ziel der Arbeit ist es daher, das Isolationsverhalten von reinem  $\text{SF}_6$  für derartige Geometrien und vor allem für die für die Koronastabilisierung verantwortlichen langsam ansteigenden Stoßspannungen experimentell zu untersuchen. Während der Versuche sollen aus den zahlreichen für den Koronastabilisierungseffekt verantwortlichen Parametern hauptsächlich die folgenden Einflussgrößen näher betrachtet werden:

- Störstellengeometrie (Störstellenlänge und –form).
- SF<sub>6</sub>-Gasdruck.
- Form der Stoßspannung, vor allem verschiedene Steilheiten.

Zuerst wird dabei das Gebiet aktiver Koronastabilisierung durch Beanspruchung mit Blitzstoßspannungen bis hin zu Schaltstoßspannungen mit großen Stirnzeiten eingegrenzt. Anschließend wird der genaue Ablauf des Durchschlagmechanismus bei Koronastabilisierung geklärt.

Zur Erfassung der notwendigen Messdaten muss zuerst ein geeigneter Versuchsaufbau erstellt werden, der die Messung der Spannung, der optischen Erscheinungen während des Entladungsvorganges und des räumlichen Verlaufes des Entladungskanals gleichzeitig ermöglicht.

Der erste Schwerpunkt dieser Arbeit liegt also in der experimentellen Ermittlung und Untersuchung der Koronastabilisierung unter den drei oben genannten Einflussparametern.

Zweites Ziel der Arbeit ist es, auf der Grundlage der experimentell gefundenen Ergebnisse ein Kriterium zur Abgrenzung des Bereiches aktiver Koronastabilisierung zu entwickeln, da in den bisherigen Arbeiten lediglich Modellansätze zu finden sind. Dazu ist die Raumladungsbildung vor der Störstellenspitze und deren Einfluss auf den zeitlichen und räumlichen Leadereinsatz und –verlauf zu untersuchen und zu modellieren. Hierzu sollen die bereits entwickelten Modelle für Durchschläge ohne Koronastabilisierung als Grundlage dienen. Wichtige Hilfsmittel werden hier, wie auch bei den vorangegangenen Arbeiten, Methoden zur elektrostatischen Feldberechnung sein.

## 2 Gasphysikalische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden zuerst die grundlegenden physikalischen Mechanismen für die Entstehung und Bewegung von geladenen Teilchen im Gasraum vorgestellt. Besonderer Wert wird dabei auf die Herleitung der für die Koronastabilisierung wichtigen Driftbewegung der Ladungsträger gelegt. Für umfassendere Ausführungen sei auf die einschlägige Fachliteratur [Web-99], [Bey-86] verwiesen.

Durch zahlreiche in den letzten Jahren durchgeführte Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass im Falle von inhomogenen Anordnungen der Durchschlagsvorgang in SF<sub>6</sub> aus einzelnen, zum Teil mehrfach ablaufenden Teilprozessen besteht. Diese Teilvorgänge, wie Entladungseinsatz mit nachfolgender Streamerentwicklung, der Streamer-Leader-Übergang und das stufenweise Leaderwachstum werden anschließend beschrieben.

Zum Abschluss werden die bei einer Vorentladung in SF<sub>6</sub> ablaufenden grundsätzlichen Vorgänge erläutert.

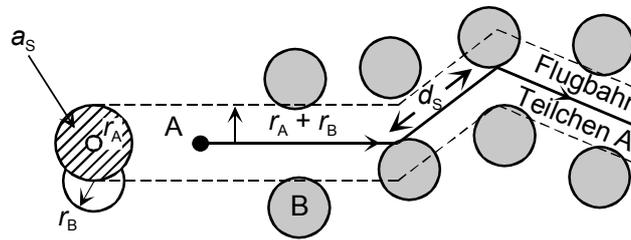
### 2.1 Bewegung geladener Teilchen im Gasraum

Für die Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen im Gasraum sind zwei grundlegende Mechanismen verantwortlich: Diffusions- und Driftvorgänge. Während die Diffusion in erster Linie von der ortsabhängigen Dichte der Teilchen abhängt, ist die Driftbewegung stark von der anliegenden Feldstärke und der Teilchenbeweglichkeit  $b$  abhängig.

#### 2.1.1 Mittlere freie Weglänge

Für elektrische Entladungen in Gasen sind vor allem die Wechselwirkungen zwischen geladenen Teilchen (Elektronen oder Ionen) und den elektrisch neutralen Molekülen bzw. Atomen des Gases von Bedeutung. Durch die Einwirkung des elektrischen Feldes auf die geladenen Teilchen überlagert sich der ungeordneten, rein temperaturabhängigen Bewegung eine zusätzliche Bewegung in oder entgegen der Richtung der Feldlinien. Dabei durchlaufen die Teilchen zwischen zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden Stoßvorgängen die freie Weglänge  $\lambda$ .  $\lambda$  selbst ist mit einer statistischen Streuung behaftet und lässt sich durch seinen Mittelwert, die mittlere freie Weglänge  $\lambda_m$  beschreiben. Um eine Modellvorstellung zu erhalten, kann der Weg eines Teilchens der Teilchenart A (z.B. ein positives SF<sub>6</sub>-Molekül) durch ein Gas der Teilchenart B (elektrisch neutrale SF<sub>6</sub>-Moleküle) wie in Bild 2.1 gezeigt dargestellt werden. Wenn man die Teilchen B als

ruhend betrachtet, ist ein Zusammenstoß mit dem Teilchen A nur dann möglich, wenn der Mittelpunkt eines Teilchens B innerhalb der schraffierten Fläche liegt.



**Bild 2.1:** Modellvorstellung nach [Bey-86] für die freie Weglänge und den Wirkungsquerschnitt

Diese schraffierte Fläche wird als Wirkungsquerschnitt  $a_s$  bezeichnet und lässt sich aus den Radien der an der Kollision beteiligten Moleküle ermitteln:

$$a_s = \pi \cdot (r_A + r_B)^2. \quad (2.1)$$

Mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung

$$pV = NkT \quad (2.2)$$

erhält man aus einer Betrachtung der Kollisionswahrscheinlichkeit von Teilchen A mit Teilchen B auf der Strecke  $ds$  die mittlere freie Weglänge zu [Bey-86]

$$\lambda_m = \frac{1}{\pi \cdot (r_A + r_B)^2} \cdot \frac{kT}{p}, \quad (2.3)$$

in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ , dem Gasdruck  $p$  und der Boltzmann'schen Konstante  $k$ .

Mit den Partikelradien der an der Kollision beteiligten Teilchen erhält man schließlich die mittlere freie Weglänge für Elektronen  $\lambda_{me}$  (hier ist  $r_A \ll r_B$  und kann somit vernachlässigt werden) und Ionen  $\lambda_{mi}$  (hier ist  $r_A \approx r_B$ , da die Radien von Molekülen und ihren Ionen nahezu gleich groß sind) [Web-99].

$$\lambda_{me} \approx \frac{1}{\pi r_B^2} \cdot \frac{kT}{p} \quad (2.4)$$

$$\lambda_{mi} \approx \frac{1}{4\pi r_B^2} \cdot \frac{kT}{p} \quad (2.5)$$

Für das in dieser Arbeit verwendete Isoliergas SF<sub>6</sub> lassen sich daraus die mittleren freien Weglängen von Elektronen zu  $\lambda_{me} = 0,13 \mu\text{m}$  und für Ionen und neutrale Gasmoleküle zu  $\lambda_{mi} = 0,025 \mu\text{m}$  berechnen.

### 2.1.2 Beweglichkeit und Driftgeschwindigkeit

Die geladenen Teilchen werden je nach Polarität des anliegenden elektrischen Feldes in oder gegen die Feldrichtung beschleunigt. Gleichzeitig werden sie durch Stöße mit den neutralen Gasmolekülen abgebremst, es stellt sich eine mittlere gerichtete Driftgeschwindigkeit  $v_D$  ein. Da die Dichte der Gasmoleküle wesentlich größer als die Ladungsträgerdichte ist, müssen Kollisionen zwischen geladenen Teilchen nicht weiter beachtet werden. Der Stoßvorgang selbst wird dabei als zentraler unelastischer Stoß modelliert. Diese Annahme setzt auch voraus, das bei der Kollision keine Ionisations- oder Anregungsvorgänge stattfinden. Nach [Bey-86] lässt sich der Quotient  $\delta$  aus der auf ein ruhendes Teilchen der Masse  $m_2$  übertragenen Energie  $\Delta W$  und der Bewegungsenergie  $W$  des anfliegenden Teilchens der Masse  $m_1$  bei Berücksichtigung aller möglicher Stoßrichtungen zu

$$\delta = \frac{\Delta W}{W} = 2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (2.6)$$

berechnen. Elektronen geben wegen ihrer sehr kleinen Masse ( $m_e \ll m_2$ ) nur einen entsprechend kleinen Teil ihrer Bewegungsenergie an das Gasmolekül ab ( $\delta_e \ll 1$ ). Daher erreichen Elektronen bei anliegendem elektrischen Feld eine weitaus höhere Geschwindigkeit als Gasmoleküle.

Aus den Molekülen des Gases entstandene Ionen weisen nahezu die gleiche Masse wie das Gas selbst auf ( $m_I \approx m_2$ ). Daher wird bei einem Stoß mit einem neutralen Gasmolekül nach Gl. ( 2.6 ) nahezu die Hälfte der Bewegungsenergie des Ions ( $\delta_I = 1/2$ ) abgegeben. Die erreichbare kinetische Energie der Ionen liegt daher nur wenig über der der neutralen Gasmoleküle.

Der Geschwindigkeitszuwachs  $v_E$  eines mit  $q$  geladenen Teilchens der Masse  $m$  zwischen zwei Stößen kann unter Berücksichtigung der Kraftwirkung des elektrischen Feldes  $qE$ , der mittleren freien Weglänge  $\lambda_m$  und der durch die Temperatur des Gases bedingten mittleren Geschwindigkeit  $v_m$  der neutralen Gasmoleküle berechnet werden.

$$v_E = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \cdot \frac{\lambda_m}{v_m} E \quad (2.7)$$

Der mittlere Geschwindigkeitszuwachs  $v_E$  zwischen zwei Stößen wird vereinfachend als klein gegenüber  $v_m$  angenommen. Daher lässt sich  $v_m$  aus der Grundbeziehung für die thermische bedingte Teilchenbewegung ermitteln.

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = \frac{3}{2} k T \quad (2.8)$$

Mit diesen Vorüberlegungen können nun zwei grundlegende Beziehungen für die Bewegung geladener Teilchen im Gas hergeleitet werden.

1. Die zwischen zwei Stößen über eine freie Weglänge  $\lambda_m$  aufgenommene Energie aus dem elektrischen Feld ist wesentlich kleiner als die durch die thermische Molekularbewegung auf den Ladungsträger übertragene Energie. Der Einfluss des elektrischen Feldes auf die thermische Bewegung kann deshalb vernachlässigt werden. Bei den im Vergleich zu den Gasmolekülen nahezu gleichschweren Ionen tritt dieser Fall bis in den Bereich üblicher Feldbeanspruchungen auf [Bey-86]. Durch Einsetzen von Gl. ( 2.8 ) in Gl. ( 2.7 ) erhält man die mittlere feldbedingte Driftgeschwindigkeit  $v_E$  zu

$$v_E = \frac{1}{2} \frac{q \lambda_m}{\sqrt{3 k T m}} E. \quad (2.9)$$

Mit dem Ansatz  $v = bE$  ergibt sich daraus eine feldunabhängige Beweglichkeit von

$$b = \frac{1}{2} \frac{q \lambda_m}{\sqrt{3 k T m}}. \quad (2.10)$$

2. Die zwischen zwei Stößen durch die thermische Molekularbewegung auf den Ladungsträger übertragene Energie ist wesentlich kleiner als die aus dem anliegenden elektrischen Feld über eine freie Weglänge  $\lambda_m$  aufgenommene Energie. Der Einfluss der thermischen Energie kann also nahezu vernachlässigt werden. Für Elektronen ( $\delta_e \ll 1$ ) ist diese Bedingung für übliche, in der Isolationstechnik vorkommende Feldstärken erfüllt. Die für diesen Fall gültige Beziehung für die mittlere feldbedingte Driftgeschwindigkeit  $v_E$  kann aus einer Energiebilanz hergeleitet werden. Der bei einem Stoßvorgang abgegebene Energieanteil muss gleich der zwischen zwei Kollisionen aus dem anliegenden elektrischen Feld aufgenommenen gerichteten Energie sein [Bey-86]:

$$\delta \frac{1}{2} m v_m^2 = \frac{1}{2} m \cdot (2 v_E)^2 \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen der mittleren Teilchengeschwindigkeit  $v_m$  aus Gl. ( 2.7 ) erhält man

$$v_E = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sqrt{\delta} q \lambda_m}{m E}} E = b E \quad (2.12)$$

Die Beweglichkeit ist in diesem Fall also feldstärkeabhängig und nimmt mit wachsender Feldstärke ab.

Mit Hilfe dieser einfachen Modellvorstellung (Bild 2.1), die die realen Verhältnisse im Gas nur ansatzweise berücksichtigt, können die Beweglichkeiten jedoch nur näherungsweise ermittelt werden und sind deshalb mit entsprechenden Korrekturfaktoren zu versehen.

Für die im Rahmen dieser Arbeit benötigte feldstärkeunabhängige Beweglichkeit von positiven SF<sub>6</sub>-Ionen werden in der Literatur Werte im Bereich von  $b_I = 0,6 \dots 0,8 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$  für 0,1 MPa Gasdruck [Mos-79], [Bey-86] angegeben.

### 2.1.3 Diffusion

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt wurde, ist die Zahl der Ladungsträger im Vergleich zur Gesamtanzahl der Gasmoleküle sehr klein. Daher können elektrostatische Kräfte zwischen den einzelnen geladenen Teilchen vernachlässigt werden. Allerdings wird sich auch ohne den Einfluss eines anliegenden elektrischen Feldes eine Bewegung von Ladungsträgern durch räumliche Dichteunterschiede im Gasraum ergeben. Die Diffusionsgeschwindigkeit eines Teilchens in eine beliebige Richtung (z.B. entlang der x-Achse)  $v_x$  kann mit Hilfe des Diffusionsgesetzes durch den Diffusionskoeffizienten  $D$  und die ortsabhängige Teilchenkonzentration  $n$  der verwendeten Teilchenart ausgedrückt werden [Gän-53]:

$$v_x = -\frac{D}{n} \cdot \text{grad}(n) \quad (2.13)$$

In der Literatur [Mos-79] wird für negative SF<sub>6</sub>-Ionen ein geschätzter Wert von  $D = 0,25 \text{ cm}^2/\text{s}$  bei einer bezogenen Feldstärke  $(E/p) = 88,5 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$  und Raumtemperatur angegeben.

## 2.2 Entstehung von Ladungsträgern

Nachfolgend werden die wichtigsten Ionisationsprozesse für gasförmige Isolierstoffe kurz beschrieben. Da in der vorliegenden Arbeit für die experimentellen Untersuchungen eine inhomogene Anordnung mit positiver Störstellenpolarität verwendet wurde, wird der für negative Störstellenpolarität typische Feldemissionsprozess hier nicht näher behandelt.

### 2.2.1 Photoionisation

Durch die Absorption eines Photons mit ausreichend großer Energie kann ein Gasmolekül ionisiert werden. Dazu muss die Energie  $hf$  des aufgenommenen Photons größer als die Ionisierungsenergie  $W_I$  des entsprechenden Gases sein. Die notwendige Strahlung muss entsprechend energiereich sein und die Wellenlänge  $\lambda$  daher der Bedingung

$$\lambda \leq \frac{c_0 h}{W_I} \quad (2.14)$$

genügen. Dabei ist  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum. Durch Photoionisation werden die für jeden Entladungseinsatz notwendigen Anfangselektronen zur Verfügung gestellt. Maßgebend hierfür ist die terrestrische Strahlung mit Energiequanten bis einigen MeV und die natürliche Höhenstrahlung. Auf Grund des hohen Energieinhaltes der Höhenstrahlung von 2 bis 60 MeV wird sie durch die Wandungen von SF<sub>6</sub>-isolierten Anlagen kaum abgeschirmt und ist deshalb auch hier wirksam [Bey-86].

Reicht die Energie eines Photons für einen direkten Ionisationsvorgang nicht aus, kann es auch über mehrere Anregungsschritte zur Ionisation kommen. Durch die Absorption eines Photons wird dabei ein Elektron von einer inneren auf eine äußere und damit höherenergetische Elektronenschale gehoben. Die dazu erforderliche Anregungsenergie  $W_A$  kann für einen Hub von der  $\nu$ -ten zur  $\mu$ -ten Schale des Atomkerns mit der Kernladungszahl  $z$  berechnet werden [Bey-86]:

$$W_A = 13,61 \cdot z^2 \cdot \left( \frac{1}{\nu^2} - \frac{1}{\mu^2} \right). \quad (2.15)$$

Dementsprechend muss die Wellenlänge der Strahlung der Bedingung

$$\lambda \leq \frac{c_0 h}{W_A} \quad (2.16)$$

genügen. Nach einer äußerst kurzen Verweilzeit von etwa  $10^{-8}$  s fallen die angeregten Elektronen unter Abgabe der eben aufgenommenen Anregungsenergie  $W_A$  in Form eines Lichtquants wieder in den Grundzustand zurück. Steht jedoch während der Verweilzeit im angeregten Zustand ein weiteres Energiequant mit ausreichender Energie zu Verfügung, kommt es zu weiteren Anregungsvorgängen bis schließlich die vollständige Ionisation erreicht ist. Bedingt durch die sehr kurzen Verweilzeiten ist hierzu aber eine sehr hohe Photonendichte notwendig, wie sie z.B. im Lawinenkopf einer Streamerentladung auftritt. Durch Photoionisation bedingte Sekundärionisationsprozesse sind so in starkem Maß von der Photonendichte abhängig.

### 2.2.2 Stoßionisation

Der Stoßionisationsprozess ist primär für die Entstehung von Ladungsträgern im Gas verantwortlich. Der Stoßvorgang selbst kann mit der gleichen Modellvorstellung (Bild 2.1), die auch schon zur Herleitung der freien Weglänge  $\lambda_m$  benutzt wurde, betrachtet werden. An der Kollision mit einem Gasmolekül können entweder Ionen oder Elektronen beteiligt sein. Während ein Ion nur ca. 50 % seiner Bewegungsenergie beim Stoßvorgang abgibt, übertragen die sehr leichten Elektronen nahezu ihre gesamte Energie auf ein Molekül und sind somit für den Ionisationsvorgang wesentlich wirksamer. Die im anliegenden elektrischen Feld aufgenommene kinetische Energie

$$W = eE\lambda^* \quad (2.17)$$

der Elektronen muss dabei die Ionisationsenergie des Gases  $W_I$  überschreiten. Mit  $\lambda^*$  wird die im Vergleich zu Ionen sehr viel größere, für den Ionisationsvorgang wirksame, freie Weglänge des Elektrons bezeichnet.

### 2.2.3 Thermoionisation

Beim Thermoionisationsprozess handelt es sich prinzipiell um eine Stoßionisation bei der die Gasmoleküle selbst als Stoßpartner fungieren und so die Ionisation bewirken. Bei normaler Umgebungstemperatur tritt dieser Ionisationsprozess wegen der hierbei zu niedrigen Teilchengeschwindigkeiten nicht auf. Erst ab sehr hohen Temperaturen von mehreren 1000 K ist damit eine Ionisation über mehrere Anregungsstufen möglich. Bei  $\text{SF}_6$  ist bei den für Thermoionisation erforderlichen Temperaturen bereits mit der Dissoziation des Gases zu rechnen [Mos-79]. Bei Vorentladungen im Umgebungstemperaturbereich spielt dieser Prozess also keine Rolle.

### 2.2.4 Ionisations- und Anlagerungskoeffizient

Für die Ladungsträgervermehrung in Gasentladungen ist, wie bereits erwähnt, die Ionisation durch Elektronenstoß verantwortlich. Dazu muss die freie Weglänge  $\lambda$  den für eine Ionisation erforderlichen feldstärkeabhängigen Wert  $\lambda_I$  überschreiten. Von einem Elektron werden je Längeneinheit

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_m} \cdot e^{-\frac{\lambda_I}{\lambda_m}} \quad (2.18)$$

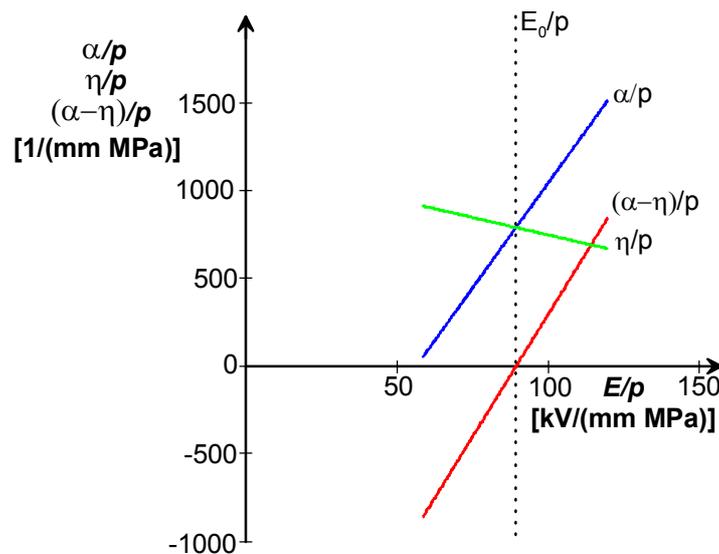
neue Elektronen erzeugt [Bey-86]. Die kinetische Energie der Elektronen steigt mit zunehmender Feldstärke, was zu einer größeren Ionisationshäufigkeit und zum Anstieg des Ionisationskoeffizienten  $\alpha$  führt.

Ist die kinetische Energie der Elektronen kleiner als die Anlagerungsenergie  $W_B$ , haben elektronegative Gase wie  $\text{SF}_6$  die Eigenschaft, freie Elektronen anzulagern, welche dann für die Ladungsträgervermehrung im Gas nicht mehr zur Verfügung stehen. Die Anlagerungswahrscheinlichkeit eines Elektrons

$$\eta = \frac{1}{\lambda_m} \cdot \left( 1 - e^{-\frac{\lambda_B}{\lambda_m}} \right) \quad (2.19)$$

kann über die maximal für eine Anlagerung zulässige freie Weglänge  $\lambda_B$  beschrieben werden und sinkt mit wachsender Feldstärke.

Letztendlich maßgebend für die Vermehrung der freien Elektronen ist der effektive Ionisationskoeffizient  $(\alpha-\eta)$ ; Bild 2.2 zeigt die Abhängigkeit des bezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten  $(\alpha-\eta)/p$  von der bezogenen elektrischen Feldstärke  $(E/p)$ .



**Bild 2.2** Feldstärkeabhängigkeit des bezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten von  $\text{SF}_6$

Für bezogene Feldstärken  $E/p < 88,5 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$  überwiegt der Anlagerungsprozess,  $(\alpha-\eta)/p$  ist negativ und es kann somit keine Ladungsträgervermehrung stattfinden. Erst oberhalb der bezogenen kritischen Feldstärke  $(E/p)_0$  überwiegt der Ionisationsvorgang, damit ist eine Grundvoraussetzung für den Entladungseinsatz gegeben.

### 2.2.5 Ion-Ion-Rekombination

Im Gasraum wirkt der Entstehung von positiven und negativen Ionen der Prozess der Volumenrekombination entgegen. Dabei wird die zeitabhängige Anzahl von positiven Ionen  $n^+$  und negativen Ionen  $n^-$  pro Volumeneinheit durch ihre Rekombinationsrate

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -k_r n^+ n^- \quad (2.20)$$

beschrieben [Kin-86]. Im Druckbereich über 0,1 MPa lässt sich der Rekombinationskoeffizient  $k_r$  über die Beweglichkeit der positiven  $b_+$  und negativen Ionen  $b_-$  und über die Permittivität  $\varepsilon$  ausdrücken:

$$k_r = (b_+ + b_-) \cdot \frac{e}{\varepsilon} \quad (2.21)$$

$k_r$  besitzt für einen Druck von 0,1 MPa und Raumtemperatur ungefähr den Wert  $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$  [Kin-86].

## 2.3 Entladungsmechanismen in SF<sub>6</sub>

### 2.3.1 Entladungseinsatz und Streamerentwicklung

Damit eine selbstständige Entladung in SF<sub>6</sub> ablaufen kann, müssen einige Voraussetzungen erfüllt sein. Um überhaupt eine Vermehrung von Ladungsträgern zu ermöglichen, müssen im Gasraum die Ionisationsvorgänge gegenüber den Anlagerungsvorgängen überwiegen ( $\alpha > \eta$ ). Dazu ist gemäß Bild 2.2 eine minimale druckbezogene Feldstärke von  $(E/p)_0 = 88,5 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$  erforderlich, d.h. es muss in einem kritischen Volumen  $V$  die kritische Feldstärke  $E_0 = (E/p)_0 p$  überschritten werden. Zusätzlich ist ein Anfangselektron erforderlich. Die Wahrscheinlichkeit  $p$ , dass sich zum Zeitpunkt  $t_0$  nach dem Überschreiten von  $E_0$  ein zur Ladungsträgervermehrung wirksames Elektron im kritischen Volumen  $V$  befindet, ist stark feldstärkeabhängig und wird durch das Volumen-Zeit-Gesetz [Boe-75b] beschrieben:

$$p = 1 - e^{-\int_{t_0}^{t_1} \int_V \frac{dn_e(E)}{dt} \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) dV dt} \quad (2.22)$$

mit  $\frac{dn_e}{dt}(E)$  als feldstärkeabhängiger Elektronenproduktionsrate

Die durch das anliegende elektrische Feld beschleunigten Elektronen können durch Stoßionisationsvorgänge neue Elektronen ablösen, die weitere Stoßionisationen zur Folge haben. Es ergibt sich eine Elektronenlawine, deren Elektronenzahl

$$N = N_0 e^{\int_0^x (\alpha - \eta) dx} \quad (2.23)$$

ausgehend von der Zahl der Anfangselektronen  $N_0$  berechnet werden kann. Während die Elektronen im Lawinenkopf wegen ihrer hohen Beweglichkeit schnell zur Anode wandern, bleiben die schwereren positiven Ionen im Lawinenschwanz zurück. Übersteigt die Anzahl der Elektronen im Lawinenkopf den kritischen Wert von  $10^6$  bis  $10^8$  [Rae-64], [Ped-84], wird das elektrische Feld im Lawinenkopf stark angehoben und die Intensität der Photonenbildung und damit die Photonendichte gesteigert. Durch die in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Photoionisation über mehrere Anregungsniveaus werden weitere Anfangselektronen erzeugt, die wiederum neue Lawinen auslösen. Der in der Literatur als Streamer bezeichnete Entladungskanal wächst in nahezu homogenen Anordnungen auf die Elektroden zu und wird beim Erreichen der Elektrodenoberfläche in kurzer Zeit thermoionisiert und somit hochleitend, es kommt zu einem Streamerdurchschlag.

Bei den, auch in der vorliegenden Arbeit verwendeten, stark inhomogenen Elektrodenanordnungen ist jedoch kein reiner Streamerdurchschlag möglich, da die druckbezogene kritische Feldstärke  $(E/p)_0$  nur in einem sehr kleinen Bereich vor der stärker gekrümmten kritischen Elektrode überschritten wird. Nur dort kommt es in Folge der ständigen Lawinenerzeugung zur Ausbildung eines vollständig ionisierten Gebietes. Im Inneren des Streamers ist die elektrische Feldstärke, bedingt durch das Gleichgewicht zwischen den Ionisations- und Anlagerungsvorgängen, nahezu gleich der kritischen Feldstärke  $E_0$  [Wie-85a]. Bei einem Anstieg der Feldstärke steigt die Ionisationsrate, die Elektronenvermehrung nimmt zu und die effektive Feldstärke wird erniedrigt. Andererseits würde bei sinkender Feldstärke die Anlagerung überwiegen, die Elektronenzahl sinkt und die effektive Feldstärke steigt wieder. Auf Grund der geringen räumlichen Ausdehnung des Streamergebietes wird ein vollständiger Durchschlag erst durch eine einsetzende Leaderentwicklung ermöglicht [Nie-89].

### 2.3.2 Streamer-Leader-Übergang

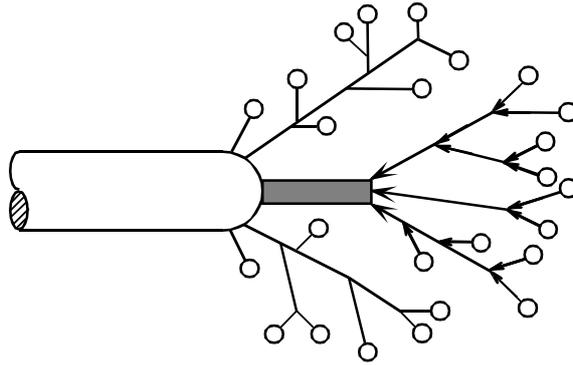
Charakteristisch für den Streamer-Leader-Übergang ist der Wechsel von einem Zustand hoher Feldstärke von 88,5 kV/(mm MPa) entlang des Streamerkanales zu einem Zustand hoher Leitfähigkeit und relativ niedriger Feldstärke von ca. 1 – 2 kV/cm entlang des neu entstandenen Leaderkanals. Diese geringe Feldstärke im Leaderkanal ist wegen der dann überwiegenden Anlagerungsprozesse normalerweise für kaltes SF<sub>6</sub> nicht erklärbar. Erst bei Temperaturen im Dissoziationsbereich kann diese Feldstärke aus den Eigenschaften von atomarem Fluor abgeleitet werden [Nie-89]. Das Aufheizen des Gases auf Dissoziationstemperatur spielt also für den Streamer-Leader-Übergang eine entscheidende Rolle. Bei Temperaturen oberhalb 1000 K verliert SF<sub>6</sub> seine thermische Stabilität und ist bei ca. 2500 K vollständig zu atomarem Fluor und Schwefel dissoziiert [Nie-89].

Folgende Mechanismen für die Aufheizung und Dissoziation von SF<sub>6</sub> sind dabei zu unterscheiden:

- Stem-Mechanismus
- Precursor-Mechanismus
- Hochfrequenz-Mechanismus
- Energie-Mechanismus

### 2.3.3 Stem-Mechanismus

Der Stem-Mechanismus ist hauptsächlich für den Leadereinsatz in langen Luftfunkenstrecken verantwortlich. Bei elektronegativen Gasen wie SF<sub>6</sub> konnte er nur vereinzelt und in Verbindung mit dem Precursor-Mechanismus nachgewiesen werden [Gal-87]. Das Prinzip des Stem-Mechanismus ist in Bild 2.3 dargestellt:



**Bild 2.3:** Schematische Darstellung des Stem-Mechanismus nach [Nie-89]

Mehrere Streamer entwickeln sich von einem gemeinsamen Stamm (stem) aus zu einer verzweigten Struktur. Die Teilströme der einzelnen Verästelungen (in Bild 2.3 mit Pfeilspitzen angedeutet) fließen in den gemeinsamen Stem. Bei genügend großer eingespeister Ladung kommt es durch den schnellen ohmschen Energieeintrag zu einer Aufheizung und der Stem dehnt sich, bedingt durch den steigenden Wärmeinhalt, aus. Dadurch wird die Gasdichte und, in Folge davon, auch die kritische Feldstärke im Stem abnehmen. Sobald das von außen anstehende Feld unterschritten wird, werden neue Ionisationsprozesse im Stem eingeleitet und es kommt schließlich zum Leadereinsatz [Nie-89], [Ron-94].

### 2.3.4 Precursor-Mechanismus

Der Precursor-Mechanismus wurde bis jetzt nur in elektronegativen Gasen beobachtet und ist bei positiver und größtenteils auch bei negativer Beanspruchung mit doppel-exponentiellen Impulsspannungen in  $\text{SF}_6$  der dominierende Mechanismus bei der Leaderentwicklung [Gal-86], [Wie-88], [Nie-89]. Entscheidend für die Entwicklung eines Precursors ist dabei die Ladungstrennung im Feldraum durch Drift der während der Streamerentwicklung entstandenen positiven und negativen Ionen. Unmittelbar nach dem Streameraufbau sind positive und negative Ionen im Streamerkanal gleichverteilt. Die Ionendichte liegt bei einem Isoliergasdruck von 0,1 MPa im Bereich  $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  [Gal-86]. Der Streamerkanal mit dem Radius  $r_S$  ist damit weitgehendst ladungsneutral (Bild 2.4 a). Durch den Einfluss des anliegenden elektrischen Feldes wird eine Driftbewegung der positiven und negativen Ionen eingeleitet. Die positiven Ionen bewegen sich dabei mit der Driftgeschwindigkeit  $v_{di}$  zur Kathode, die negativen Ionen zur Anode (Bild 2.4 b). Diese Drift der Ladungsträger führt zu einer Ladungstrennung und zur Ausbildung dipolähnlicher Raumladungsbereiche im Streamerkopf, die mit einer lokalen Erhöhung der Feldstärke  $\Delta E$  einhergehen (Bild 2.4 c).

Diese Feldstärkeüberhöhung kann in grober Näherung durch den Feldverlauf einer Punktladung abgeschätzt werden [Hie-91]:

$$\Delta E \approx \frac{q(t)}{4\pi \epsilon_0 r_S^2} \quad (2.24)$$

$$\text{mit } q(t) = 2 n v_{di} e \pi r_S^2 t \quad (\text{Raumladung})$$

Die Felderhöhung  $\Delta E$  überlagert sich dem Grundfeld und führt in den Zonen mit Feldanhebungen zu neuen Ionisationsvorgängen. Durch die neu entstehenden Ionen an den Enden der Dipole wird dort das Feld weiter angehoben, es setzen vermehrt Ionisationsvorgänge ein, die den Dipolcharakter noch verstärken. Durch den im Inneren des Dipols fließenden Ausgleichsstrom  $i$  wird der Precursor-Kanal aufgeheizt und expandiert (Bild 2.4 d). Durch die Ausdehnung nehmen die Gasdichte und damit verbunden die kritische Feldstärke im Kanal wieder ab, wodurch neue Ionisationsvorgänge eingeleitet werden. Im folgenden wechseln sich Ionisationsvorgänge, Ladungsausgleich und Expansion des Precursor-Kanals ab, der Kanal wächst stufenweise in beide Richtungen. Die anodengerichteten Ionisationen wachsen dabei mit hoher Geschwindigkeit in ein Gebiet steigender Feldstärke, die kathodengerichteten Ionisation in ein Gebiet fallender Feldstärke (Bild 2.4 e). Die negativen Ionen werden nach Erreichen der Anode dort neutralisiert. Dadurch wird das Feld an der Spitze des Precursor-Kanals zusätzlich angehoben und leitet die Ausbildung einer neuen Streamerkorona ein. Durch den damit verbundenen Stromimpuls wird der Precursor thermisch aufgeheizt und die Dissoziation ermöglicht. Auf diese Weise entsteht ein hochleitfähiges Leadersegment, das als fiktive vorgeschobene Elektrode wirkt. Vor der Spitze des neu entstandenen Leaderkanals wird das Feld erheblich angehoben, es bilden sich neue Streamerentladungen aus und die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich. Der Leader wächst in mehreren Ruckstufen zur Gegenelektrode vor. In einer inhomogenen Feldanordnung kann die gesamte Schlagweite nur durch mehrere Leaderschritte überbrückt werden.

Der Streamer-Leader-Übergang nach dem Precursor-Mechanismus lässt sich näherungsweise durch zwei vereinfachte empirisch ermittelte Kriterien beschreiben:

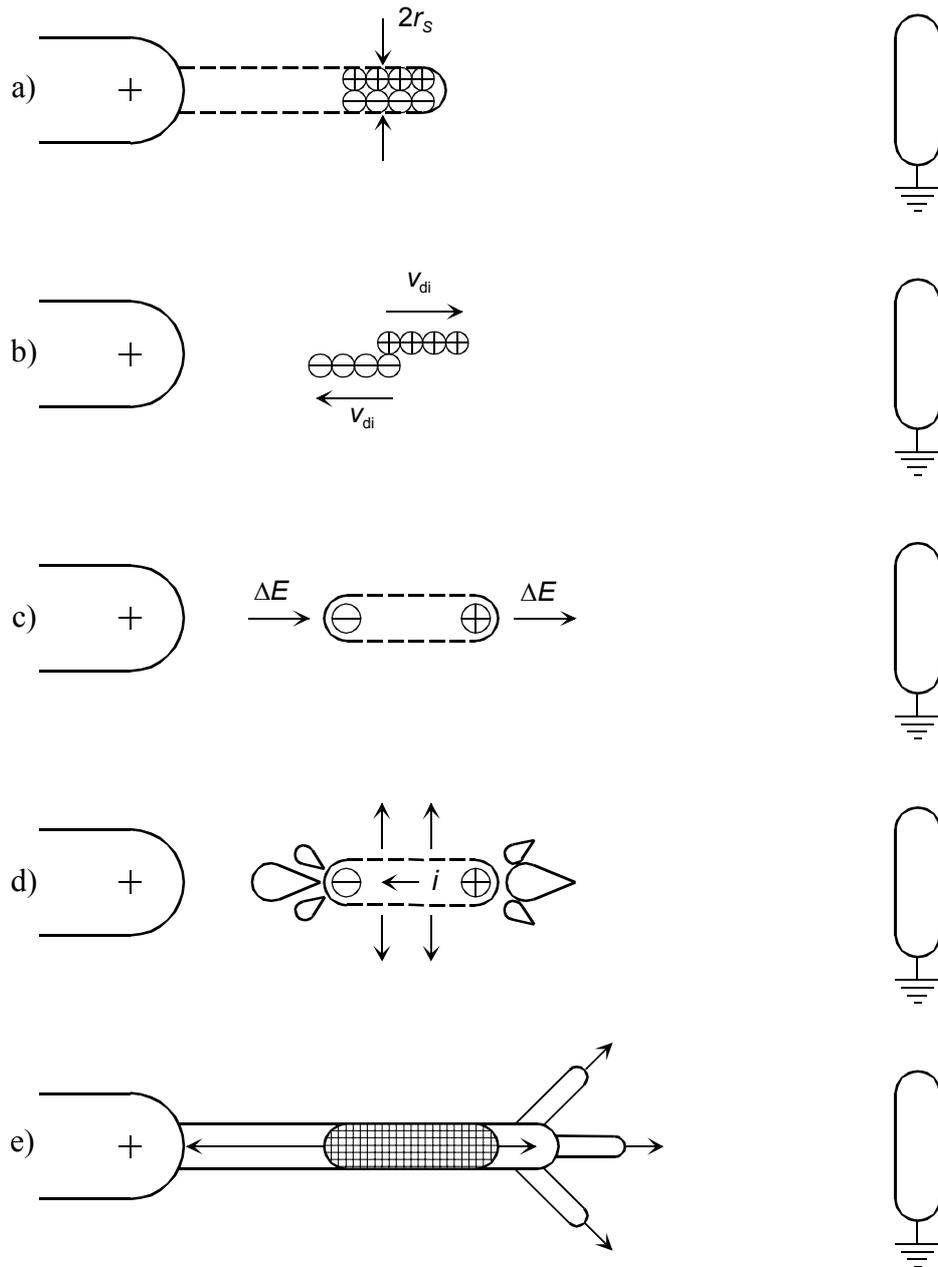
Für die Ausbildung eines Precursor-Kanals und somit auch als Voraussetzung für die Leaderentwicklung muss die durch die Ladungstrennung entstandene Raumladung  $q(t)$  eine druckabhängige kritische Ladung  $Q_{krit}$  überschreiten [Nie-89].

$$Q_{krit} = 50 \cdot \frac{[\text{Pa}^2]}{p^2} \text{ in [C]} \quad (2.25)$$

Da die Driftgeschwindigkeit der  $\text{SF}_6$ -Ionen begrenzt ist, benötigt die Ladungstrennung im Streamerkanal Zeit. Daher verstreicht bis zur Ausbildung des Leaderkanals eine druck- und spannungsabhängige Pausenzeit  $\tau_p$  [Nie-89]:

$$\tau_p = 4 \cdot 10^8 \cdot \frac{[\text{Pa}^2 \cdot \text{V}]}{p^2 U} \text{ in [s]} \quad (2.26)$$

Diese beiden Kriterien reichen aus, um für inhomogene Elektrodenanordnungen die Leadereinsatzspannungen mit ausreichender Genauigkeit zu berechnen.



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

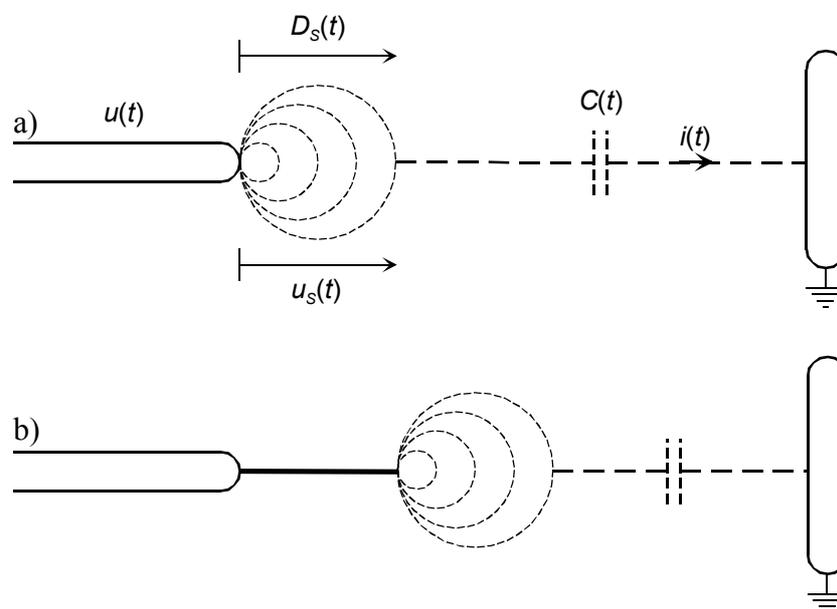
- a) Gleichmäßige Ionenverteilung im Streamerkanal
- b) Ladungstrennung durch die Drift positiver und negativer Ionen in entgegengesetzte Richtungen
- c) Lokale Feldanhebung  $\Delta E$
- d) Aufheizung und Expansion des Kanals durch erneute Ionisationsvorgänge
- e) Vollständige Ausbildung des Precursors, Streamer-Leader-Übergang und erneutes Streamerwachstum an der Spitze des entstandenen Leadersegments

### 2.3.5 Hochfrequenz-Mechanismus

Der Hochfrequenz-Mechanismus konnte für Spannungsbeanspruchungen mit monofrequenten Steilstoßspannungen mit niedriger Amplitudendämpfung (VFT) nachgewiesen werden [Hie-91]. Im Gegensatz zum Precursor-Mechanismus erfolgt hier die zum Leaderübergang erforderliche Energiezufuhr durch die ohmsche Heizung des Streamervolumens, welche durch den hohen Verschiebestrom zwischen Streamervolumen und Gegenelektrode verursacht wird. Dabei ist die Grundfrequenz der transienten Überspannung entscheidend für den ablaufenden Leadermechanismus. Für transiente Überspannungen mit Frequenzen größer als der Kehrwert der Pausenzeit  $\tau_p$  aus Gl. ( 2.26 ) wird der Hochfrequenz-Mechanismus dominieren, bei kleineren Frequenzen dagegen der Precursor-Mechanismus überwiegen.

Durch Auswertung von Streakaufnahmen und Fotomultipliersignalen konnte ein signifikanter Zusammenhang zwischen Spannungsverlauf und Entladungsablauf festgestellt werden. Entgegen dem sehr unregelmäßigen Kanalaufbau bei Blitzstoßbeanspruchung ist bei VFT-Beanspruchung das Leaderwachstum mit der Grundfrequenz der anliegenden Überspannung gekoppelt. Der Streamer-Leader-Übergang erfolgt dabei in der ansteigenden Flanke der Transienten, die Entladungsentwicklung wird also scheinbar unmittelbar von der Amplitude und der Form der anliegenden hochfrequenten Überspannung beeinflusst.

Aus diesen Beobachtungen heraus wurde das Modell des Hochfrequenz-Mechanismus entwickelt, dessen Prinzip für eine inhomogene Spitze-Platte-Anordnung nachfolgend beschrieben wird.



**Bild 2.5:** Prinzip des Hochfrequenz-Mechanismus nach [Hie-91]

Der Streamereinsatz erfolgt gemäß Abschnitt 2.3.1 nach Überschreiten der druckabhängigen kritischen Feldstärke, sobald ein lawinenwirksames Anfangselektron zur Verfügung steht. Vor der Spitze bilden sich anschließend viele parallele Streamer aus, zur

Modellierung wird die Struktur des Streamergebietes durch eine Kugel nachgebildet (Bild 2.5 a). Der Durchmesser  $D_S(t)$  des Streamergebietes ist von der anliegenden transienten Überspannung abhängig. In Folge von verstärkten Ionisationsvorgängen wächst  $D_S(t)$  in der steigenden Spannungsflanke und verkleinert sich in der fallenden Flanke. Durch das sich ständig ändernde Volumen ist die Kapazität  $C(t)$  des Streamergebietes zur geerdeten Gegenelektrode zeitabhängig. Zusammen mit der hochfrequent oszillierenden Überspannung  $u(t)$  wird ein ebenfalls hochfrequenter Verschiebestrom  $i(t)$

$$i(t) = C(t) \cdot \frac{du(t)}{dt} + u(t) \cdot \frac{dC(t)}{dt} \quad (2.27)$$

über die Spitze und das Streamergebiet zur Gegenelektrode fließen. Im Streamergebiet herrscht nach Abschnitt 2.3.2 in etwa die kritische Feldstärke  $(E/p)_0 \cdot p$ . Damit kann der Spannungsfall  $u_S(t)$  über das Streamergebiet entlang der Rotationsachse berechnet werden:

$$u_S(t) = D_S(t) \cdot \left( \frac{E}{p} \right)_0 \cdot p. \quad (2.28)$$

Dieser bewirkt zusammen mit dem durch das Streamergebiet fließenden Verschiebestrom  $i(t)$  eine ohmsche Energiezufuhr  $W(t)$  in das Streamergebiet:

$$W(t) = \int (u_S(t) \cdot i(t)) dt. \quad (2.29)$$

Durch die zugeführte Energie wird das Isoliergas SF<sub>6</sub> im Inneren des Streamerbereiches bis auf Dissoziationstemperatur aufgeheizt. Nach der Zufuhr der kritischen Enthalpie  $\Delta h_{krit} = 10^7$  J/kg erfolgt der Streamer-Leader-Übergang und das bisherige Streamergebiet wird zu einem Segment des Leaderkanals. Dabei entspricht die Länge  $\Delta l$  des neuen Leadersegmentes dem Momentanwert des Streamerdurchmessers  $D_S(t)$  [Hie-91]. Wegen des geringen Spannungsfalls längs des hochleitfähigen Leaders liegt an der Leaderspitze nahezu die volle Spannungsamplitude  $u(t)$  an. Analog zum Precursor-Mechanismus kommt es erneut zur Streamerbildung und die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich schrittweise bis zum Erreichen der Gegenelektrode.

### 2.3.6 Energie-Mechanismus

Der Energie-Mechanismus erlaubt die Simulation und Berechnung von Entladungsabläufen in SF<sub>6</sub> für Beanspruchungen mit allen üblichen steilen transienten Überspannungen und stellt im wesentlichen eine Erweiterung und Modifikation der bereits bestehenden Modelle, insbesondere dem des Hochfrequenz-Mechanismus, dar. Daher spielt auch hier die Energiebilanz im Streamerbereich eine maßgebende Rolle und das zugehörige Simulationsprogramm baut in seiner Grundstruktur auf dem Modell des Hochfrequenz-

Mechanismus auf. Im Gegensatz zur relativ einfachen Energiebetrachtung beim Hochfrequenz-Mechanismus werden beim Energie-Mechanismus zusätzlich frequenzabhängige Verlustprozesse im Streamerbereich berücksichtigt [Buc-95]. Auf ein empirisches Pausenzeitkriterium wie beim Precursor-Mechanismus (Abschnitt 2.3.4) kann beim Energiekriterium durch die zeitdiskrete Betrachtung des Entladungsablaufes verzichtet werden. Am Beispiel einer Spitze-Platte-Anordnung soll das Prinzip des Energie-Mechanismus dargestellt (Bild 2.6) und dabei speziell auf die gegenüber dem Hochfrequenz-Mechanismus veränderte Energiebetrachtung im Streamerbereich eingegangen werden.

Der Entladungseinsatz erfolgt, wie bei den bereits beschriebenen Modellen, gemäß Abschnitt 2.3.1 nach Überschreiten der druckabhängigen kritischen Feldstärke  $(E/p)_0$  und nach dem Vorhandensein eines lawinenwirksamen Anfangselektrons. Analog zum Hochfrequenz-Mechanismus wird das sich vor der Spitze ausbildende Streamergebiet, dessen Durchmesser  $D_S(t)$  vom Verlauf der anliegenden transienten Überspannung  $u(t)$  abhängig ist (Bild 2.6 a), näherungsweise als kugelförmig angenommen. Die Kapazität  $C(t)$  des Streamergebietes zur Gegenelektrode hängt direkt vom zeitveränderlichen Streamerdurchmesser  $D_S(t)$  ab und muss deshalb für jeden Zeitschritt neu berechnet werden. Der Spannungsfall  $u_S(t)$  längs des Streamergebietes lässt sich nach Gl. ( 2.28 ) ermitteln. Zwischen dem Streamerkopf und der Gegenelektrode stellt sich der transiente Spannungsfall  $u^*(t) = u(t) - u_S(t)$  ein, der einen Verschiebestrom  $i_V(t)$  durch das Streamergebiet erzeugt (Bild 2.6 b). Dieser lässt sich mit Hilfe der Kapazität  $C(t)$  und des Spannungsfalls  $u^*(t)$  berechnen:

$$i_V(t) = C(t) \cdot \frac{du^*(t)}{dt} + u^*(t) \cdot \frac{dC(t)}{dt} \quad (2.30)$$

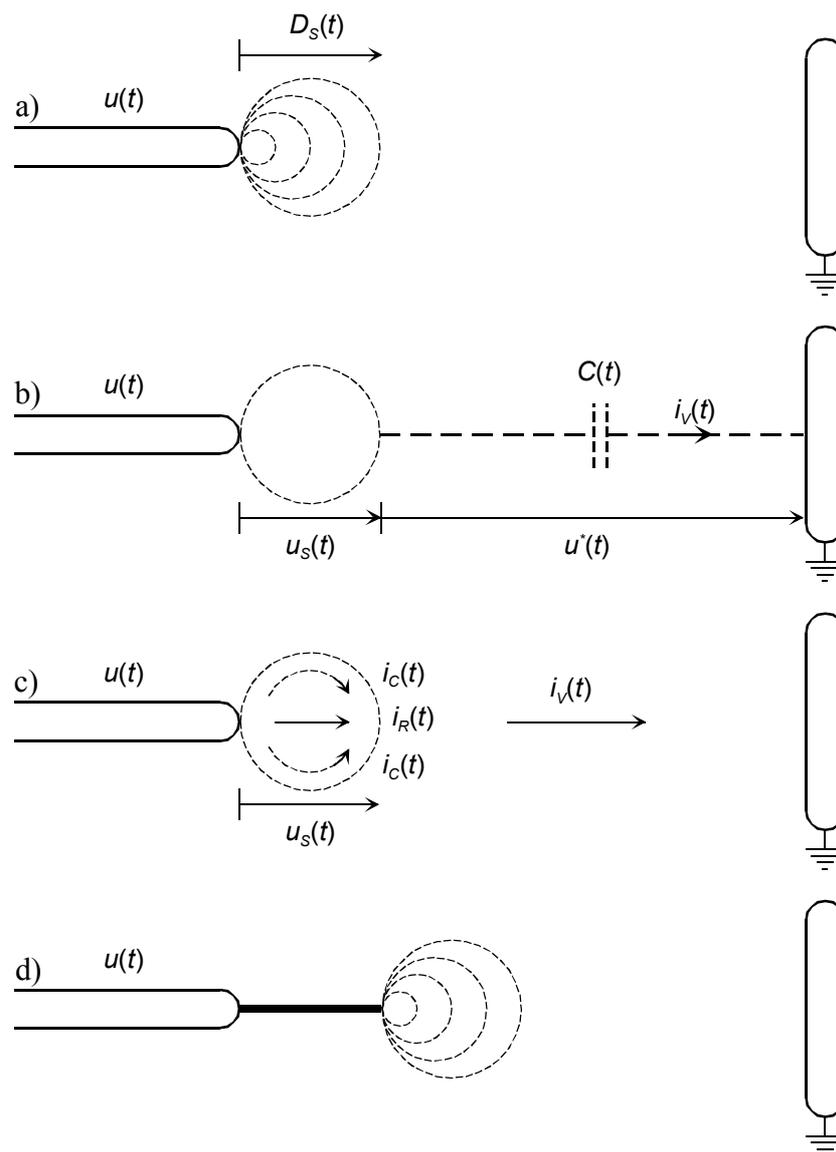
Der ohmsche Anteil  $i_R(t)$  des Verschiebestromes  $i_V(t)$  führt über Stoßvorgänge zu einer Erwärmung des Streamergebietes. Dagegen wird der Anteil  $i_C(t)$  von  $i_V(t)$  auf Grund der Eigenkapazität des Streamerbereiches kapazitiv durchgekoppelt und trägt somit nicht zu den Verlustprozessen im Streamerinneren bei (Bild 2.6 c). Mit Hilfe des spezifischen elektrischen Widerstandes  $\rho_0$  und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$  lässt sich  $i_R(t)$  bestimmen [Buc-95]:

$$i_V(t) = i_R(t) + \epsilon_0 \cdot \rho_0 \cdot \frac{d}{dt}(i_R(t)) \quad (2.31)$$

Der Spannungsabfall  $u_S(t)$  längs des Streamergebietes und der ohmsche Anteil  $i_R(t)$  des Verschiebestromes bewirken eine Energiezufuhr  $W(t)$  ins Innere der Streamerkorona von

$$W(t) = \int p(t) dt = \int (u_S(t) \cdot i_R(t)) dt, \quad (2.32)$$

wobei nur positive Leistungsanteile berücksichtigt werden.



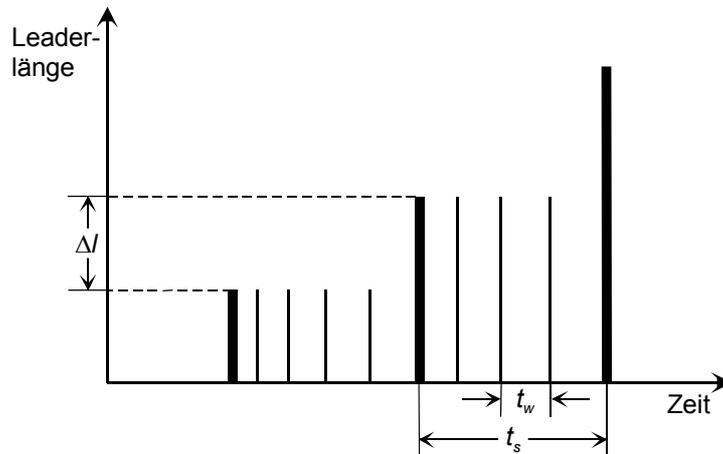
**Bild 2.6:** Prinzip des Energie-Mechanismus nach [Buc-95]

- Spannungsabhängige Streamerausdehnung
- Berechnung des Verschiebungsstromes  $i_V(t)$  und des Spannungsfalles  $u^*(t)$
- Energieumsatz im Streamergebiet durch den ohmschen Anteil  $i_R(t)$  des Verschiebungsstromes
- Leaderwachstum

Durch diesen Energieeintrag wird das Isoliergas  $\text{SF}_6$  im Bereich des Streamers stark aufgeheizt, bis das Gas bei Temperaturen von bis zu 2500 K schließlich vollständig dissoziiert ist und der Streamer-Leader-Übergang erfolgt (Bild 2.6 d). Die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich nun wieder schrittweise, bis schließlich die gesamte Schlagweite überbrückt ist. Eine genauere Beschreibung dieser Vorgänge ist in den Ausführungen über den Hochfrequenz-Mechanismus im vorherigen Abschnitt zu finden.

### 2.3.7 Leaderwachstum

Bei stark inhomogenen SF<sub>6</sub>-isolierten Anordnungen ist unmittelbar nach dem Entladungseinsatz, wie auch in den vorhergehenden Ausführungen über die möglichen Durchschlagsmechanismen gezeigt wurde, die Streamerausdehnung zuerst auf einen kleinen Bereich vor der kritischen Elektrode begrenzt. Um die gesamte Schlagweite überbrücken zu können, muss daher die Sequenz Streameraufbau, Streamer-Leader-Übergang und Leaderschritt mehrmals durchlaufen werden. Dabei wächst das Potenzial der Anode, reduziert um den Spannungsfall längs des entstandenen Leaderkanals, stufenweise der Kathode entgegen.



**Bild 2.7:** Stufenweise Leaderentwicklung mit Wiederaufleuchten

Die Pausenzeit  $t_s$  zwischen zwei Leaderschritten kann bei langsam ansteigenden Spannungen aus den Kriterien für den Precursor-Mechanismus Gl. ( 2.26 ) bestimmt werden [Nie-89]:

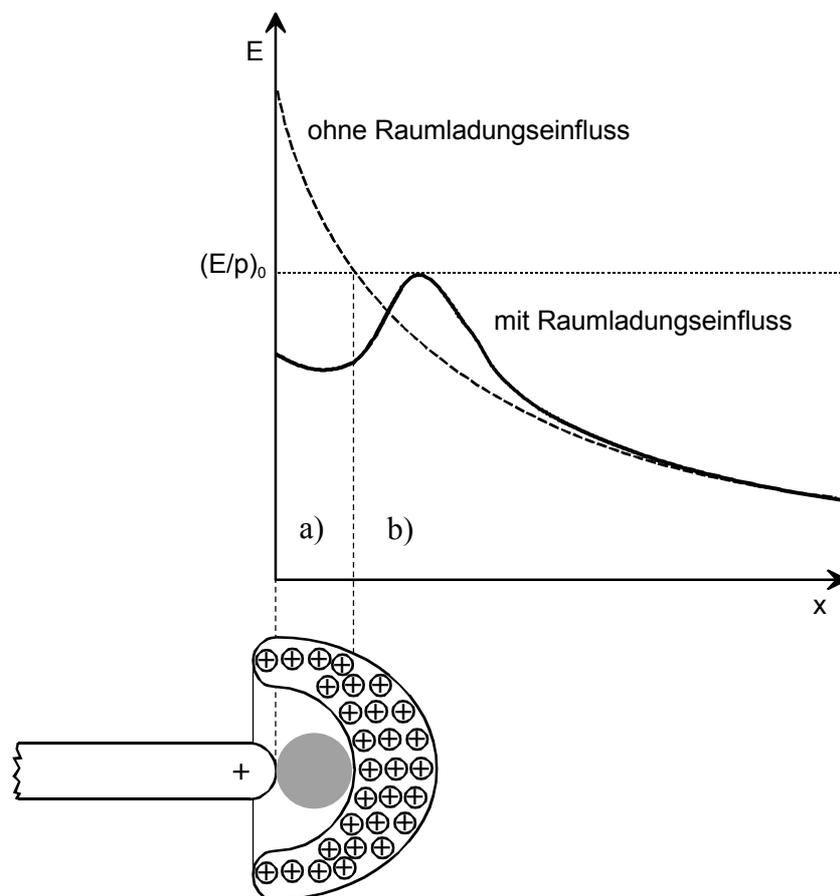
$$t_s \approx \tau_p = 4 \cdot 10^8 \cdot \frac{[\text{Pa}^2 \cdot \text{V}]}{p^2 U} \text{ in [s]} \quad (2.33)$$

Der Längenzuwachs  $\Delta l$  je Leaderschritt ergibt sich dabei aus der jeweiligen Ausdehnung des Streamergebietes  $D_S(t)$  unmittelbar vor dem Streamer-Leader-Übergang. Durch die wachsende radiale Ausdehnung des Leaderkanals zwischen den einzelnen Leaderschritten sinkt die Gasdichte im ionisierten Volumen, die Feldstärke steigt dadurch an. Die steigende Zahl von Ionisationsvorgängen lässt den bestehenden Kanal kurz aufleuchten. Dieses Phänomen wiederholt sich zwischen den Leaderschritten in unregelmäßigen Abständen  $t_w$  mehrmals.

Das letzte Stück der verbleibenden Schlagweite wird durch den sogenannten ‚Final Jump‘ überbrückt, bei dem durch die Ausbildung eines hochleitfähigen Plasmakanals schließlich die Durchschlagsentwicklung beendet wird. Diese letzte Phase bestimmt maßgebend die Steilheit des Spannungszusammenbruchs. Die dadurch ausgelösten Wanderwellenvorgänge können zu weiteren sog. Sekundärdurchschlägen in der Anlage führen und wurden in vorangegangenen Arbeiten ausführlich untersucht [Web-95].

## 2.4 Vorentladungsprozesse und Raumladungsstabilisierung

Nach Abschnitt 2.3.1 muss als Grundvoraussetzung für den Start einer Entladung bei inhomogenen Anordnungen mit positiver Störstellenpolarität die kritische Feldstärke  $(E/p)_0 \cdot p$  vor der stärker gekrümmten Anode überschritten sein und auch ein lawinenwirksames Anfangselektron zur Verfügung stehen. Durch die im kritischen Volumen vor der Anode auftretenden Ionisationsprozesse werden sowohl positive  $\text{SF}_6$ -Ionen als auch negative  $\text{SF}_6$ -Ionen durch Anlagerungsvorgänge erzeugt. Die negativen Ionen driften zur Anode, die positiven Ionen dagegen driften unter Einfluss des anliegenden elektrischen Feldes in Richtung Kathode und bilden in dem als Driftbereich bezeichneten Gebiet (Bild 2.8 b) eine positive Raumladung vor dem kritischen Volumen (Bild 2.8 a). Für die bis jetzt betrachteten Leadermechanismen, die für schnell ansteigende Spannungen (VFT-Spannungen) gültig sind, können diese relativ langsamen Driftbewegungen der Ionen vernachlässigt werden, eine Beeinflussung durch Raumladungen findet daher, zumindest bei reinem  $\text{SF}_6$ , nicht statt.



**Bild 2.8:** Einfluss der Raumladungsstabilisierung auf die resultierende Feldverteilung

Bei langsam ansteigenden Spannungen (bei starker Feldinhomogenität in SF<sub>6</sub> teilweise auch Blitzstoßspannung, Schaltstoßspannung, Wechsel- und Gleichspannung) jedoch bildet sich schon während der Streamerentwicklung eine positive Raumladung vor der Spitze. Die Raumladungsdichte ist unmittelbar vor dem kritischen Volumen am größten und nimmt in Richtung Gegenelektrode rasch ab. Das durch die verteilte Raumladung verursachte Feld überlagert sich dem raumladungsfreien Feld und reduziert so die ursprüngliche Feldverteilung vor der Spitze bis unter die kritische Feldstärke (Bild 2.8), wodurch weitere Ionisationsprozesse gestoppt werden.

Durch den stetigen Anstieg der an den Elektroden anliegenden Spannung setzt die Entladungsentwicklung wieder ein, was zunächst den Ausbau der positiven Raumladungszone begünstigt. Dieser Prozess setzt sich jedoch nicht beliebig mit der Spannungsentwicklung fort, da die Ausdehnung der Raumladungswolke nur auf einen relativ kleinen Bereich vor der Spitze beschränkt ist. Die Entladungsentwicklung kann sich schließlich ausgehend von den Maxima der resultierenden Feldverteilung, die sich sowohl unmittelbar vor der Anode als auch an der Grenze der Raumladungszone ergeben, fortsetzen und somit zum Durchschlag führen.

Entscheidendes Kriterium für das Auftreten dieser Korona- oder auch Raumladungsstabilisierung ist die Ausbildung einer positiven Raumladung im Driftbereich vor dem kritischen Volumen. Da der Aufbau der Raumladung Zeit benötigt, spielt daher die Steilheit, mit der die anliegende Spannung zunimmt, eine große Rolle. Unter Berücksichtigung des zeitlichen Verlaufs der anliegenden Spannung wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Kriterium für die Koronastabilisierung aufgestellt. Mit diesem Driftmodell ist zusätzlich zur Berechnung der Ausdehnung des kritischen Volumens und des Driftbereiches eine Abschätzung der Ladungsträgerbewegung möglich. Einzelheiten dieses Modells werden im Abschnitt 6.1 beschrieben.

Für die Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen im Gasraum sind nach Abschnitt 2.1 zwei grundlegende Mechanismen verantwortlich: Diffusion und Drift.

Nimmt man an, dass sich die Diffusionszahlen für positive und negative SF<sub>6</sub>-Ionen nicht wesentlich unterscheiden, kann bei einer geschätzten Ionendichte von etwa  $6 \cdot 10^6$  Ionen/cm<sup>3</sup> mit Hilfe von Gl. ( 2.13 ) eine betragsmäßige Diffusionsgeschwindigkeit von  $v \approx 0,2$  cm/s für positive SF<sub>6</sub>-Ionen berechnet werden [Lau-85].

Gemäß den Betrachtungen in Abschnitt 2.1.2 kann die Beweglichkeit der positiven SF<sub>6</sub>-Ionen als feldstärkeunabhängig und somit nahezu konstant angenommen werden. Am Rand des kritischen Volumens beim Übergang in den Driftbereich beträgt bei einem Gasdruck von 0,1 MPa die kritische Feldstärke von  $E_0 = 88,5$  kV/cm. Die positiven Ionen erreichen hier eine Driftgeschwindigkeit von ca. 620 m/s [Hin-01], mit der sie sich in Richtung auf die Kathode bewegen. Die Diffusionsvorgänge können also für die Betrachtung der Ladungsträgerbewegung gegenüber den Driftvorgängen vernachlässigt werden.

Bei impulsförmiger Spannungsbeanspruchung sind die für die Lawinenbildung und somit für den Streamereinsatz erforderlichen Anfangselektronen in SF<sub>6</sub> nur in geringer Zahl vorhanden. Dadurch werden die wenigen Lawinen nicht gleichmäßig vor der

Spitze verteilt sein, zudem wird durch die zur Bereitstellung von Sekundärelektronen ablaufenden Photoionisationsvorgänge, mit ihrer kurzen Reichweite, eine weitere räumliche Konzentration der Ionisationsbereiche bewirkt [Lau-85]. Die aus positiven SF<sub>6</sub>-Ionen bestehende Raumladung kann sich daher nicht gleichmäßig um die Anode verteilen, die abschirmende Wirkung und somit der Stabilisierungseffekt wird verringert. Für steigende Anstiegszeiten bzw. fallende Steilheiten der Impulsspannung steht eine entsprechend längere Zeit zur Ausbildung einer gleichmäßigen Raumladungsverteilung zur Verfügung und der Koronastabilisierungseffekt ist daher prinzipiell stärker ausgeprägt.

## 3 Versuchsaufbau

Um ein Kriterium für Raumladungs- oder auch Koronastabilisierung zu finden, sind zunächst umfangreiche experimentelle Parameterstudien erforderlich. Eine der wesentlichen Einflussgrößen auf den Koronastabilisierungseffekt ist die Steilheit der anliegenden Überspannung. Da sich die meisten bisherigen Untersuchungen auf Blitzstoß- und Wechselladungsbeanspruchung beschränkten, soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Hauptaugenmerk auf Schaltstoßspannungen unterschiedlicher Anstiegszeiten gerichtet werden. Die Untersuchungen werden dabei an einer praxisnahen SF<sub>6</sub>-isolierten Anlage erfolgen.

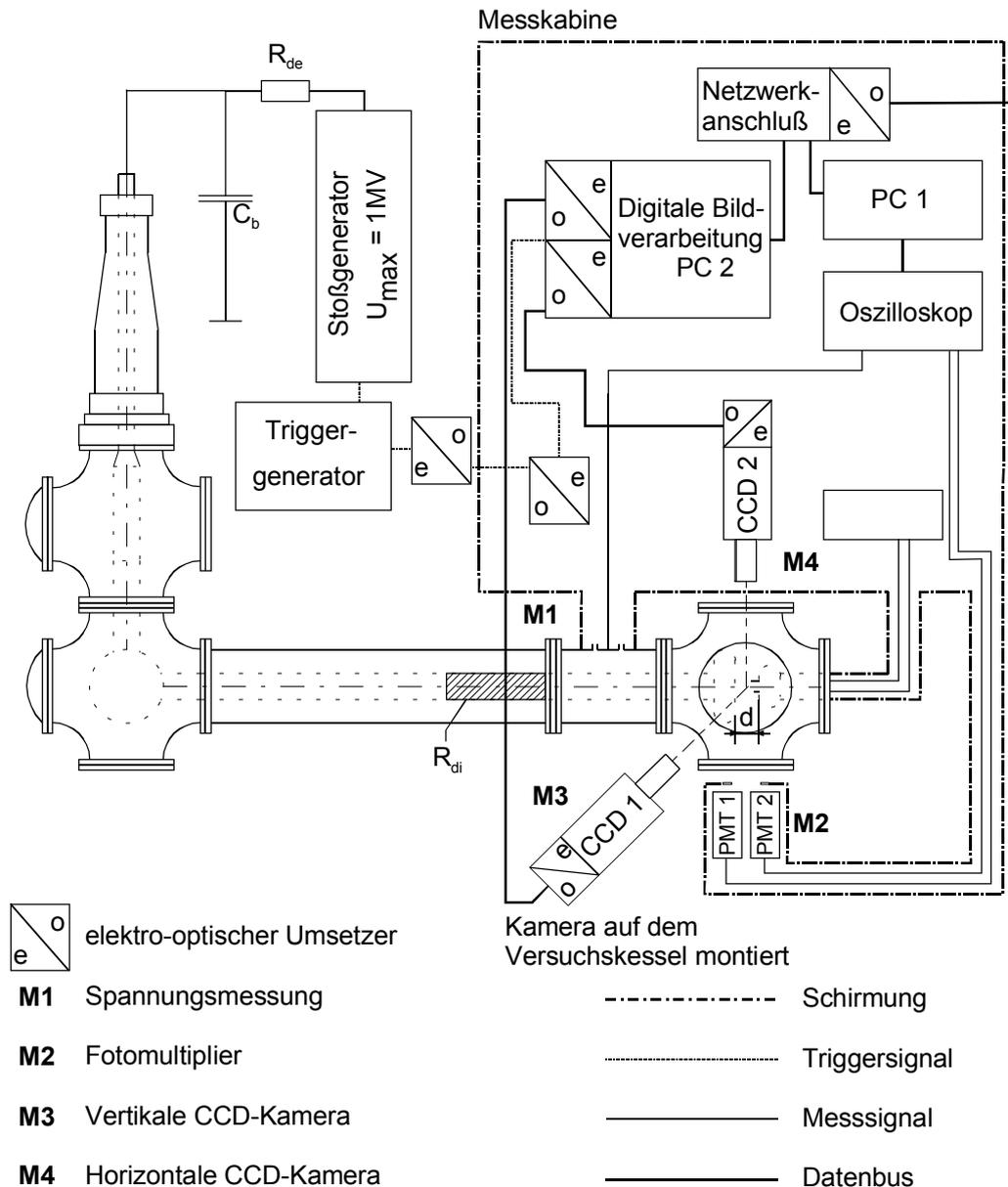
### 3.1 Versuchsanlage

#### 3.1.1 Aufbau der Versuchsanlage

Die verwendete Versuchsanlage wurde aus handelsüblichen, einphasig gekapselten 420 kV-Schaltanlagenkomponenten erstellt und ist schematisch in Bild 3.1 dargestellt. Neben einer gasisolierten Epoxydharz-Durchführung besteht die Anlage aus mehreren T-Stücken, einem koaxialen Rohrleiterstück und einem abschließenden Prüfgefäß, die jeweils mit den dazugehörigen Gießharz-Isolatoren versehen sind. Der Innenleiter der koaxialen Anordnung besitzt einen Außendurchmesser von 160 mm, der Innendurchmesser der umgebenden Kapselung beträgt 520 mm.

Das gesamte Gasvolumen wird durch Schottungstützer in mehrere kleinere Teilvolumina getrennt. Diese Teilbereiche sind dadurch voneinander hermetisch abgeschlossen und können unabhängig mittels entsprechender Armaturen mit SF<sub>6</sub>-Gas befüllt bzw. entleert werden. Dies ist besonders für das Prüfgefäß von Vorteil, da es zum Wechseln der Prüfspitze häufig geöffnet werden muss. Der anschließend erforderliche Zeitaufwand für die Evakuierung kann auf diese Weise relativ klein gehalten werden.

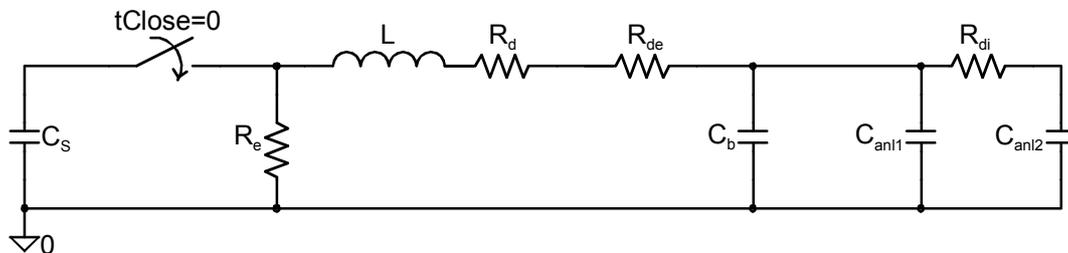
Die Prüfspannung wird durch einen fünfstufigen Stoßgenerator nach Marx mit einer maximalen Summenladespannung von 1 MV erzeugt und über die Durchführung in die gekapselte SF<sub>6</sub>-Anlage geführt. Die erreichbaren Stirnzeiten (siehe Abschnitt 3.1.3) werden durch den variablen externen Dämpfungswiderstand  $R_{de}$  und die externe Belastungskapazität  $C_b$  bestimmt. Im waagrecht liegenden koaxialen Rohrleiterstück wurde auf der dem Prüfkessel zugewandten Seite, unmittelbar vor dem Stützer, ein 4,8 k $\Omega$ -Widerstand eingebaut. Dieser zusätzliche innere Dämpfungswiderstand  $R_{di}$  entkoppelt zum einen die Vorgänge im Prüfkessel von der Speiseseite der Anlage und begrenzt andererseits den bei einem Durchschlag an der Störstelle fließenden Strom.



**Bild 3.1:** Aufbau der Versuchsanlage

Für die beim Spannungszusammenbruch auftretenden Wanderwellenvorgänge wirkt dieser Widerstand fast wie ein offenes Leitungsende mit einem Reflexionsfaktor nahe 1.  $R_{di}$  verhindert somit eine Auskopplung der beim Spannungszusammenbruch entstehenden Schwingungen und eine damit verbundene transiente Anhebung des Massepotenzials der Anlage, was zu erheblichen Störbeeinflussungen der Messsignale führen kann. In  $SF_6$ -isolierten Prüfanlagen wird der Großteil der unmittelbar bei einem Durchschlag umgesetzten Energie aus der Anlagenkapazität selbst zur Verfügung gestellt. Durch den Widerstand  $R_{di}$  wird die unmittelbar auf den Durchschlagskanal speisende Kapazität im wesentlichen auf die des Prüfkessels und des T-Stücks mit eingebauter Feldsonde zur Spannungsmessung beschränkt. Zusätzlich begrenzt  $R_{di}$  den anschließend über die Störstelle fließenden Kurzschlussstrom auf unkritische Werte, wodurch Abschmelzun-

gen an der Prüfspitze minimiert werden. Durch diese Maßnahme erhöht sich die minimal erreichbare Stirnzeit der Stoßspannung auf  $1,6 \mu\text{s}$ , dies ist aber für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit völlig ausreichend. Die Wirksamkeit dieser Maßnahme wurde durch PSpice-Simulationen bestätigt, das dafür verwendete detaillierte Ersatzschaltbild des Stoßkreises ist in Bild 3.2 dargestellt.



**Bild 3.2:** Ersatzschaltbild des Stoßkreises

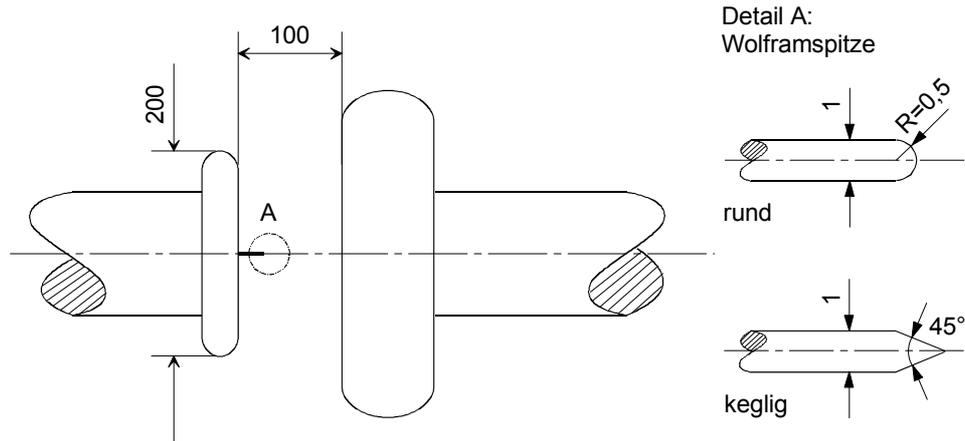
$C_s$ :	Stoßkapazität	$C_b$ :	Belastungskapazität
$C_{anl1}$ :	Anlagenkapazität der Speiseseite	$C_{anl2}$ :	Anlagenkapazität des Prüfkessels
$R_d$ :	Dämpfungswiderstand des Stoßgenerators	$R_e$ :	Entladewiderstand des Stoßgenerators
$R_{de}$ :	ext. Dämpfungswiderstand	$R_{di}$ :	int. Dämpfungswiderstand
$L$ :	Induktivität des Stoßgenerators und der Leitungen		

Im Prüfgefäß am Ende der Anlage befindet sich die Spitze-Platte-Anordnung, deren exakter Aufbau im folgenden Abschnitt beschrieben wird. In zusätzliche Montageöffnungen des Prüfkessels wurden Sichtfenster zur Beobachtung der Entladungsentwicklung eingesetzt. Die Fenster bestehen, je nach Anforderung, aus Borsilikat-Sicherheitsglas oder aus oberflächenentspiegeltem Quarzglas, um eine ausreichende UV-Durchlässigkeit zu gewährleisten.

### 3.1.2 Elektrodenanordnungen

SF<sub>6</sub>-isolierte Anlagen sind im Allgemeinen koaxial und rotationssymmetrisch aufgebaut und weisen im Inneren quasihomogene Feldverteilungen auf. Bei idealen Bedingungen ohne innere Defekte führen z.B. durch Schalthandlungen verursachte Überspannungen zu keinen Isolationsproblemen. Erst bei Vorhandensein von ortsfesten oder auch beweglichen Störstellen, wie Partikel oder Späne, die durch Montagearbeiten oder Schalthandlungen entstehen können, wird lokal das elektrische Feld stark erhöht und die Isolationsfestigkeit geht, abhängig von der Spannungsform, zurück.

Die gestörte Feldgeometrie wird im Rahmen dieser Arbeit durch Spitze-Platte-Anordnungen nachgebildet. Die in Bild 3.3 dargestellte Elektrodenanordnung besteht prinzipiell aus zwei parallelen Platten mit einem Abstand von 100 mm. Auf der kleineren geerdeten Platte werden die Prüfspitzen der Längen 25 mm, 20 mm und 15 mm eingesetzt.

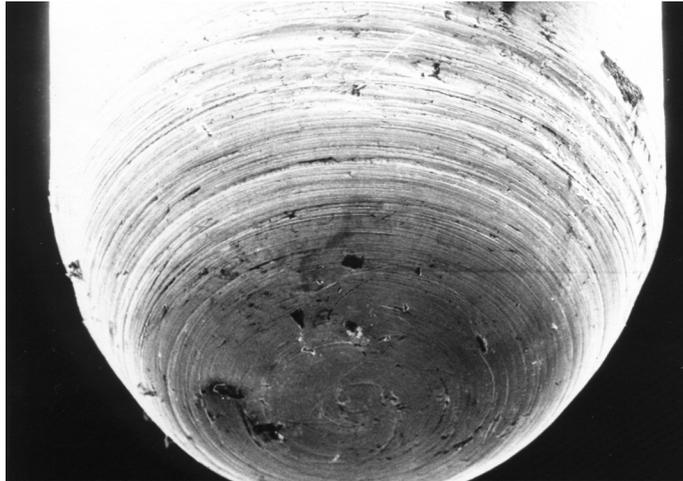


**Bild 3.3:** Elektrodenanordnung und Prüfspitzen (Maße in mm)

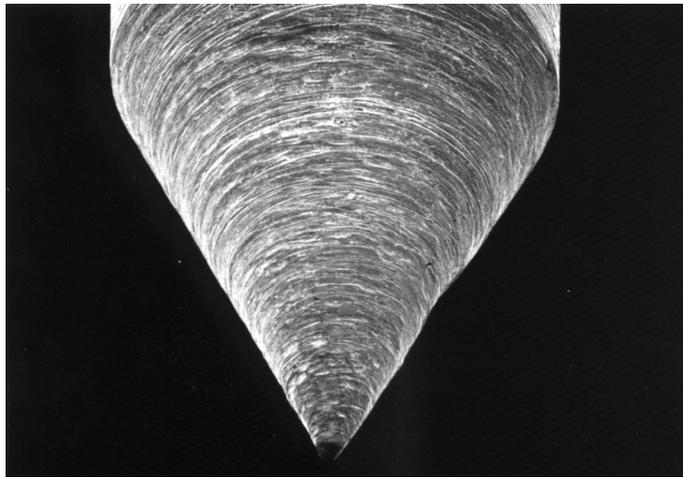
Die Spitzen mit zylindrischem Schaft von 1 mm Durchmesser besitzen einen halbkugel- oder kegelförmigen Abschluss. Wegen der großen Anzahl durchzuführender Versuchsreihen sollten sich die Prüfspitzen mit vertretbarem Aufwand fertigen, und möglichst exakt reproduzieren lassen.

Um die Veränderungen der Störstellengeometrie durch Abschmelzungen während einer Versuchsreihe zu minimieren, muss das Material mechanisch stabil und vor allem hitzebeständig sein. Nach mehreren Voruntersuchungen wurden schließlich Spitzen aus reinem Wolfram verwendet, um diese Anforderungen zu realisieren. Da Wolfram einen Schmelzpunkt von  $3380^\circ\text{C}$  aufweist, sind hohe Standzeiten pro Spitze realisierbar. Das Metall Wolfram selbst ist außerordentlich spröde und lässt sich deshalb nicht in der Drehbank bearbeiten. Die gesinterten Rohlinge mit exakt 1 mm Durchmesser wurden auf die passende Länge abgeschnitten und anschließend der gewünschte Spitzenabschluss mit Hilfe eines Schleifvorganges aufgebracht. Durch das Schleifen der Spitzenabschlüsse konnten Rauigkeiten der Oberfläche von maximal  $5\ \mu\text{m}$  erreicht werden. In Bild 3.4 und Bild 3.5 sind Rasterelektronenmikroskop(REM)-Aufnahmen der beiden Spitzentypen zu sehen, die Schleifspuren sind jeweils deutlich erkennbar. Aufnahmen mit dem Rasterelektronen-Mikroskop weisen gegenüber konventionellen lichtmikroskopischen Aufnahmen eine wesentlich größere Schärfentiefe auf. Veränderungen der Spitzengeometrie lassen sich so leichter erkennen.

Auch nach einer Versuchsreihe mit ca. 750 Spannungsbeaufschlagungen waren bei der halbrunden Prüfspitze keine wesentlichen Abschmelzungen erkennbar. Bei der kegelförmigen Spitzenform dagegen vergrößerte sich der Radius an der Kegelspitze von  $20\ \mu\text{m}$  im Neuzustand bis in den Bereich von  $50 - 100\ \mu\text{m}$ . Der maximale effektive Spitzenradius von  $100\ \mu\text{m}$  wurde daher den Feldberechnungen in den folgenden Abschnitten zu Grunde gelegt. Ursache für diese Abschmelzungen ist die höhere Stromdichte unmittelbar an der Spitze, bedingt durch den dort wesentlich kleineren Materialquerschnitt im Vergleich zur halbkugelförmigen Geometrie. Außerdem finden alle Durchschläge an dieser Spitze statt, während sie sich beim Halbkugelabschluss auf diesem verteilen. Der kugelförmige Abschluss des Kegels ermöglicht zudem die einfachere Anwendung von Feldberechnungsprogrammen bei der Entwicklung eines Kriteriums für Koronastabilisierung.



**Bild 3.4:** REM-Aufnahme einer neuen halbrunden Prüfspitze



**Bild 3.5:** REM-Aufnahme einer neuen kegelförmigen Prüfspitze

Die Schwaiger'schen Ausnutzungsfaktoren  $\eta_A$  der Anordnung sind in Tabelle 3.1 für die halbkugelförmig abgeschlossene Spitze und für die kegelförmig abgeschlossenen Spitzen mit 50 und 100  $\mu\text{m}$  Radius des Kegelabschlusses jeweils für unterschiedliche Längen dargestellt.

**Tabelle 3.1:** Schwaiger'sche Ausnutzungsfaktoren  $\eta_A$  der verwendeten Prüfspitzen

Spitzenlänge	25 mm	20 mm	15 mm
rund	2,33 %	2,76 %	3,44 %
keglig 100 $\mu\text{m}$	0,79 %	0,93 %	1,16 %
keglig 50 $\mu\text{m}$	0,56 %	0,66 %	0,83 %

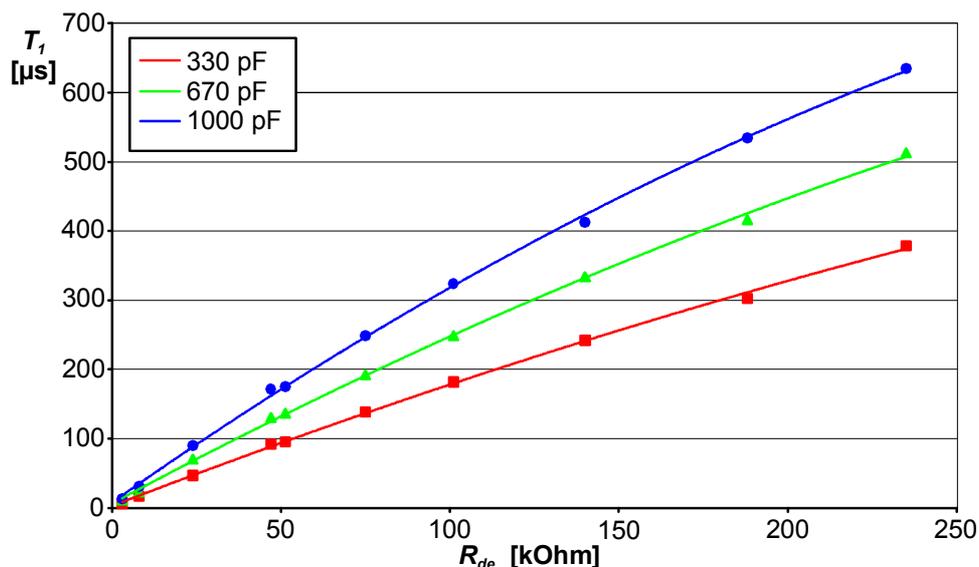
### 3.1.3 Verwendete Spannungsformen

Zur Erzeugung einer doppel-exponentiellen Stoßspannung wurde, wie in Abschnitt 3.1.1 erwähnt, ein fünfstufiger Marx-Generator eingesetzt. Die innere Beschaltung des Generators wurde während der Versuchsreihen nicht verändert. Damit die für Raumladungsstabilisierung notwendigen Stoßspannungen mit unterschiedlichen Stirnzeiten erzeugt werden konnten, wurde ein zusätzlicher Reihenwiderstand  $R_{de}$  zwischen Stoßgenerator und Prüfanlage geschaltet (siehe auch Bild 3.2). Zusätzlich kann der Wert der parallel zur Versuchsanlage geschalteten Belastungskapazität  $C_b$  verändert werden.

Um den Widerstandswert von  $R_{de}$  und somit auch die Anstiegszeit der Prüfspannung in weiten Grenzen variieren zu können, wurden für  $R_{de}$  Flüssigkeitswiderstände verwendet. Diese besitzen den Vorteil, nahezu jeden beliebigen Widerstandwert stufenlos einstellen zu können. Prinzipiell wird dazu in ein mit Elektroden versehenes Kunststoffrohr eine Elektrolytlösung mit definierter Leitfähigkeit gefüllt. Der Widerstand dieser Anordnung kann nach folgender Formel berechnet werden:

$$R_{de} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{A}, \quad (3.1)$$

wobei für  $\mu$  die spezifische Leitfähigkeit des benutzten Elektrolyten, für  $l$  die Länge und für  $A$  der Innenquerschnitt des verwendeten Kunststoffrohres einzusetzen sind. Als Elektrolytlösung wurde für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche, je nach gewünschter spezifischer Leitfähigkeit, mit vollentsalztem Wasser verdünnte Schwefelsäure verwendet. Durch die Benutzung geeigneter inerte Elektroden wird beim Stromfluss durch den Flüssigkeitswiderstand lediglich das zur Verdünnung dienende Wasser zersetzt, die Konzentration der Schwefelsäure hingegen bleibt nahezu konstant.



**Bild 3.6:** Realisierbare Anstiegszeiten der Stoßspannung in Abhängigkeit von der Belastungskapazität  $C_b$

Die mit den realisierbaren Werten von  $R_{de}$  und den zur Verfügung stehenden unterschiedlichen Belastungskapazitäten  $C_b$  erreichbaren Werte der Stirnzeit der Stoßspannung sind in Bild 3.6 dargestellt.

Zur Erzielung langer Anstiegszeiten sind große Werte für  $R_{de}$  erforderlich. Dadurch sinkt der Ausnutzungsfaktor  $\eta$  der Stoßanlage um bis zu 20 % ab, da ein Teil der Stoßenergie in  $R_{de}$  in Wärmeverluste umgesetzt wird. Bei der Einstellung der Ladespannung des Stoßgenerators muss dies entsprechend berücksichtigt werden.

## 3.2 Messeinrichtungen

Zur umfassenden Untersuchung der während der Entladungsentwicklung an der Prüfspitze ablaufenden Vorgänge, wurden mehrere Messeinrichtungen im Versuchsaufbau integriert. Insgesamt stehen an der Anlage (siehe Bild 3.1) vier verschiedene Messpunkte zur Verfügung:

- **M1** Spannungsmessung
- **M2** Fotomultiplier unterschiedlicher spektraler Empfindlichkeit
- **M3** Vertikale CCD-Kamera
- **M4** Horizontale CCD-Kamera

Der extrem steile Spannungszusammenbruch beim Durchschlag im Isoliergas  $\text{SF}_6$  verursacht beträchtliche elektromagnetische Störfelder. Daher ist es zwingend notwendig sowohl alle Messgeräte, als auch die zur Auswertung benötigten Rechner, in einer Schirmkabine unterzubringen. Die Stromversorgung aller Geräte in dieser Kabine erfolgt über einen Trenntransformator mit nachgeschaltetem Breitband-Netzfilter. Alle nach außen führenden Daten- und Steuerverbindungen wurden zur Potenzialtrennung mit Lichtwellenleitern (LWL) realisiert. Konventionelle Messleitungen (Kupferkabel) zwischen Versuchsaufbau und Messkabine wurden mit Flexwellrohren wirksam geschirmt. Um Mantelströme auf dem äußeren Schirm der Messleitungen zu verdrängen, wurden zusätzlich Ferritringe auf diese aufgeschoben und alle Leitungen an der Kabinenwand nochmals geerdet. Zur Vermeidung von Erdschleifen wurden Messkabine und Versuchsanlage isoliert über dem Laborboden aufgestellt und an einem zentralen Punkt starr geerdet.

### 3.2.1 Spannungsmessung

Die Spannungsmessung erfolgt mit Hilfe eines kapazitiven Teilers. Die Feldsonde wurde in eine Montageöffnung der Kapselung unmittelbar vor dem Versuchskessel eingebaut. Der auf einer Konstruktion von Witzmann [Wit-87] basierende Teiler wurde ursprünglich für die Erfassung von hochfrequent oszillierenden Überspannungen konzi-

piert und wies dementsprechend ein ausgeprägtes Hochpassverhalten mit einer unteren Grenzfrequenz von  $f_{li} = 375$  Hz auf. Während dies zur Erfassung von Blitzstoßspannungen noch ausreicht, musste die Sonde zur Erfassung von Schaltstoßspannungen mit Stirnzeiten bis zu  $400 \mu\text{s}$  modifiziert und neu kalibriert werden. Damit die verwendeten Spannungsformen fehlerfrei wiedergegeben werden, ist eine untere Grenzfrequenz von  $f_{li} = 3$  Hz erforderlich. Ein Verlust an Übertragungsbandbreite kann dabei wegen der fehlenden hochfrequenten Anteile im Spektrum der Schaltstoßspannung in Kauf genommen werden. Die geforderte Anpassung wurde zum einen durch die Wahl eines geeigneten Tastkopfes für den Abgriff der Sondenspannung und zum anderen durch eine Erhöhung der niederspannungsseitigen Teilerkapazität realisiert. Der Abgriff des Sondensignals erfolgte nun durch einen aktiven Tastkopf des Typs TEK P6202A mit einer Eingangsimpedanz von  $10 \text{ M}\Omega$  und einer Bandbreite von  $500 \text{ MHz}$ . Zur Erhöhung der Niederspannungskapazität wurden an den Sondenausgang induktivitätsarme Kondensatoren mit einer über einen weiten Frequenzbereich konstanten Kapazität angeschaltet. Die Zusatzkapazität  $C_{ext}$  wurde als externes Bauelement realisiert, das bei Bedarf auf den BNC-Stecker der Sonde aufgesetzt werden kann. Der kapazitive Teiler, dessen wichtigste Kenndaten in Tabelle 3.2 gegeben sind, kann somit sowohl zur Erfassung von Schaltstoßspannungen als auch, durch Entfernen der Zusatzkapazität, zur Erfassung von VFT-Spannungen verwendet werden.

**Tabelle 3.2:** Kenndaten der kapazitiven Sonde

	mit $C_{ext}$
Untere Grenzfrequenz $f_{li}$	3 Hz
Obere Grenzfrequenz $f_{is}$	32 MHz
Anstiegszeit $T_{a,T}$	10,9 ns
Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$	104300

Das Ausgangssignal des aktiven Tastkopfs wird mit einem Digitaloszilloskop des Typs TEK TDS 754 C mit einer analogen Bandbreite von  $500 \text{ MHz}$  aufgezeichnet. Dadurch erreicht die Spannungsmessung eine Systembandbreite von  $B_{sys,T} = 32 \text{ MHz}$ .

### 3.2.2 Fotomultiplier

Zur genaueren Analyse der Entladungsentwicklung während der Stoßspannungsbeanspruchung wurden Fotomultiplier eingesetzt, um die Lichterscheinungen vor der Störstelle zu erfassen. Dabei ist die Emission von Licht nur eine mittelbare Folge der ablaufenden Entladungsvorgänge, die Anregung oder Ionisation von  $\text{SF}_6$ -Molekülen selbst sendet kein Licht aus. Jedoch wird die durch die parallel ablaufenden Umkehrprozesse, wie z.B. das Rückfallen der Elektronen aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand, freiwerdende Energie in Form von Lichtquanten abgestrahlt. Dies führt zur Emission eines nahezu kontinuierlichen Spektrums von ultraviolettem bis blauem Licht

(150 - 470 nm) und ausgeprägten Linienspektren bis in den infraroten Bereich (bis zu 900 nm) [Hie-91].

Eine Detektion der ausgesendeten Lichtstrahlung ist mit Hilfe von Fotomultipliern möglich. Beim Auftreffen der Lichtquanten auf der lichtempfindlichen Fotokathode werden Elektronen aus dem Material ausgelöst. Dieser sehr kleine Elektronenstrom wird durch ein elektrisches Feld in einer Dynodenkaskade nach dem Sekundäremissionsprinzip vervielfacht. Die angelegte Beschleunigungsspannung muss hochstabilisiert sein, da der Elektronenverstärkungsfaktor stark spannungsabhängig ist. Das Ausgangssignal wird über ein geschirmtes Messkabel dem Digitaloszilloskop zur Aufzeichnung zugeführt.

Um Streamer- und Leaderwachstum im gemessenen Signal unterscheiden zu können, wurden Fotomultiplier (PMT) unterschiedlicher spektraler Empfindlichkeit eingesetzt.

Die für Streamereinsatz und –wachstum erforderlichen Energien liegen im Bereich von 4 – 7 eV [Wie-85a]. Mit Hilfe der Beziehung

$$\Delta W = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (3.2)$$

kann mit dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  die Wellenlänge des emittierten Lichts zu  $\lambda = 177 - 310$  nm berechnet werden. Zur Erfassung wurde dementsprechend ein UV-empfindlicher PMT verwendet.

Die Leaderentwicklung hat hohe Temperaturen bis ca. 2500 K im entstehenden Entladungskanal zur Folge. Das SF<sub>6</sub> ist dort nahezu vollständig zu atomarem Fluor dissoziiert, was ausgeprägte Linienspektren mit Wellenlängen um 690 nm zur Folge hat [Hie-91]. Zur Wahl des entsprechenden Spektralbereichs wurde ein passender Interferenzfilter vor einen breitbandigen PMT gesetzt. Durch die reduzierte Empfindlichkeit dieser Anordnung war die Verwendung einer zusätzlichen Sammeloptik notwendig.

Die PMTs, deren wichtigste Daten in Tabelle 3.3 zusammengestellt sind, wurden außerhalb des Prüfkessels hinter einem gasdichten und UV-durchlässigen Quarzglasfenster montiert.

**Tabelle 3.3:** Kenndaten der verwendeten Fotomultiplier

Fotomultiplier	Spektralbereich ohne Filter [nm]	Filter	Spektralbereich mit Filter [nm]	Sammeloptik
Hamamatsu R166	160-320	-	-	-
Hamamatsu R955	160-900	Interferenzfilter 694 nm	684-706	Quarzglas

### 3.2.3 Kamerasystem zur Erfassung des Entladungskanals

Für das Phänomen der Koronastabilisierung ist die Ausbildung einer aus positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen bestehenden Raumladungswolke vor der Störstelle entscheidend. Um ein Kriterium für das Vorhandensein von Raumladungsstabilisierung zu entwickeln, musste nach einer Möglichkeit gesucht werden, sowohl das Vorhandensein einer Raumladungswolke, als auch deren Größe abschätzen zu können.

Ein in der Physik seit längerer Zeit gebräuchliches Messverfahren zur Bestimmung von Dichteverteilungen in Gasen ist die Interferometrie. Durch die Verwendung von lichtstarken Lasern ist selbst die interferometrische Untersuchung von Plasmen möglich geworden. Unter Verwendung von holographischen Techniken wurden Verfahren wie die holographische Zwei-Wellenlängen-Interferometrie entwickelt [Bla-84], die prinzipiell mit einem Laserimpuls die lokale Teilchendichte eines Plasmas erfassen können. Da die Teilchendichten der bei Koronastabilisierung auftretenden Raumladungswolken aber sehr gering sind, der versuchstechnische Aufwand für eine solche Messung sehr groß und zudem nur schwer in eine Hochspannungsanlage zu integrieren ist, wurde dieser Weg nicht weiter verfolgt.

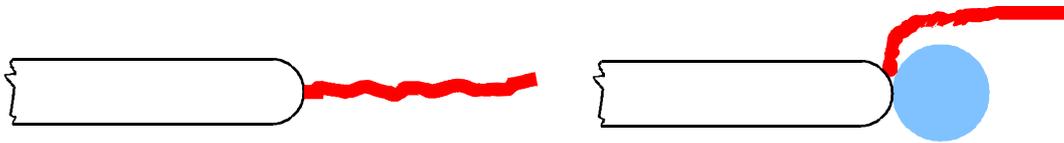
In den letzten Jahren wurden verstärkt optische Methoden zur Erfassung des elektrischen Feldes weiterentwickelt. Diese beruhen entweder auf dem Pockels-Effekt in Festkörpern oder auf dem Kerr-Effekt in Flüssigkeiten [Zah-98] und nutzen beide die sich ändernden Brechungszahlen spezieller Materialien bei anliegendem elektrischen Feld aus. Feldsensoren, die auf Pockels-Zellen basieren [Hid-99], werden bereits seit einiger Zeit für Untersuchungen in Luftfunkenstrecken verwendet. Über die Eignung für dynamische Untersuchungen bei kleineren Schlagweiten und  $\text{SF}_6$ -isolierten Anlagen lagen zu Beginn dieser Arbeit noch keine Erfahrungswerte vor, so dass zu einer weiteren, indirekten, Methode gegriffen wurde, um den Einfluss der Raumladung zu untersuchen.

Der Weg des Entladungskanals wird durch die Raumladungsverteilung vor der Prüfspitze beeinflusst. Da diese Raumladungswolke hauptsächlich aus positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen besteht, wird das lokale elektrische Feld vor der Störstelle stark verändert. Die Wahrscheinlichkeit  $p$ , mit der sich ein Leaderschritt in eine bestimmte räumliche Richtung entwickelt, kann mit folgender Proportionalitätsbedingung ausgedrückt werden [Nie-91]:

$$\begin{aligned} p &\propto (\bar{E} - \bar{E}_0) && \text{für } \bar{E} > \bar{E}_0 \\ p &= 0 && \text{für } \bar{E} \leq \bar{E}_0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Dabei ist  $\bar{E}$  die durchschnittliche gerichtete Feldstärke in eine bestimmte Richtung und  $\bar{E}_0$  eine Grenzfeldstärke, die proportional zur kritischen Ladung  $Q_{krit}$  für den Leader-einsatz ist. Eine geradlinige Ausbreitung des Leaderkanals wird also bei Vorhandensein einer genügend großen und dichten Raumladungszone sehr unwahrscheinlich. Nach van der Zel [Zel-93] verlässt der Entladungskanal die Anode in einem Austrittswinkel relativ zur Symmetrieachse der Störstelle, der groß genug ist, um die feldschwächende positive Raumladungswolke zu umgehen (Bild 3.7). Beim Auftreten von Koronastabili-

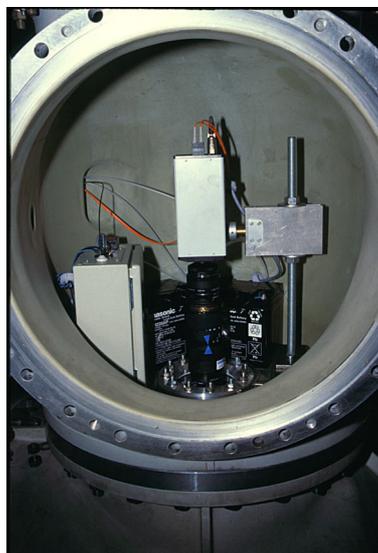
sierung ist dementsprechend mit großen Austrittswinkeln zu rechnen. Für Durchschläge ohne Koronastabilisierung ergeben sich kleine Winkel mit nahezu geradlinigen Verläufen des Entladungskanals.



**Bild 3.7:** Entladung ohne und mit Koronastabilisierung

Zur Erfassung der räumlichen Auslenkung des Entladungskanals wird dieser aus vertikaler und horizontaler Richtung mittels zweier CCD-Kameras, die orthogonal zueinander justiert sind, aufgenommen. Der räumliche Verlauf der Entladung kann anschließend durch Auswertung der aufgenommenen Bilder bestimmt werden.

Zum Schutz vor elektromagnetischer Störbeeinflussung befindet sich die horizontale Kamera (M4 in Bild 3.1) mit in der geschirmten Messkabine. Die vertikale Kamera (M3 in Bild 3.1) ist, wie in Bild 3.8 zu erkennen, zur Abschirmung in einem T-Bauelement auf dem Versuchskessel der Anlage angebracht. Um eine vollständige Potenzialtrennung der Signal- und Stromversorgungswege zu erreichen, erfolgt die Energieversorgung der vertikalen Kamera über Akkus. Die digitalisierten Bilddaten der Kameras werden über Lichtwellenleiter direkt an ein angeschlossenes Auswertesystem (PC 2) weitergegeben.



**Bild 3.8:** Vertikale CCD-Kamera mit Stromversorgung

Die Auslösung der beiden Kameras erfolgte bei den durchgeführten Versuchen synchron mit der Triggerung des Stoßgenerators. Das Eigenrauschen der verwendeten CCD-Sensoren wird durch eine Kühlung der Chips auf  $-12\text{ °C}$  stark herabgesetzt. Als Voraussetzung für eine genaue Auswertung der Austrittswinkel müssen beide Kameras trotz unterschiedlicher Objektstände einen exakt gleichen Bildbereich von

30 x 24 mm<sup>2</sup> aufnehmen, d.h. die Brennweite der verwendeten Optik muss für jede Kamera entsprechend angepasst werden. Daher wurde sowohl für den horizontalen als auch für den vertikalen Aufnahmezweig ein spezielles Zoom-Makro-Objektiv der Firma Nikon verwendet. Für das geforderte Vergrößerungsmaß musste die effektive Brennweite dieser Optiken von ursprünglich 70 – 180 mm durch zusätzliche Telekonverter verdoppelt werden. Die Anpassung der Bildhelligkeit an die Dynamikbereiche der Kameras erfolgt über die Blendeneinstellung der Objektive und über zusätzliche Graufilter vor den Eingangsoptiken.

Durch Wahl einer geeigneten Blende lässt sich für eine Abbildungen eine völlig ausreichende Schärfentiefe von 30 mm erreichen, d.h. der Lichtbogen kann um 15 mm aus der Symmetrieachse auswandern, ohne den scharf abgebildeten Bereich zu verlassen.

Bei konventioneller filmbasierender Aufnahmetechnik führt die hohe Dynamik der Lichtemission zu schwierigen Belichtungsverhältnissen, die Auswertung des Films gestaltet sich entsprechend aufwendig. Mit den hier verwendeten CCD-Kameras des Typs SENSICAM<sup>®</sup> der Firma PCO Computer Optics kann mit 4096 Diskretisierungsstufen je Bildpunkt und  $1280 \cdot 1024 = 1310720$  Bildpunkten auf dem CCD-Chip sowohl der notwendige Dynamikbereich, als auch eine bei weitem ausreichende Auflösung erzielt werden. Zudem wird die nachfolgend beschriebene Auswertung der Aufnahmen durch die digitale Bildverarbeitung wesentlich erleichtert.

### 3.3 Aufzeichnung und Verarbeitung der Messwerte

Zur Aufzeichnung der elektrischen Signale der Spannungsmessung und der beiden Fotomultipliersignale wird ein Digitaloszilloskop TEK TDS 754 C mit folgenden wesentlichen Eigenschaften verwendet:

- 4 Kanäle mit einer maximalen Abtastrate von 1 Giga-sample/Sekunde je Kanal
- maximale Speichertiefe 1 Million Werte pro Kanal
- 8 bit vertikale Auflösung
- 500 MHz Bandbreite

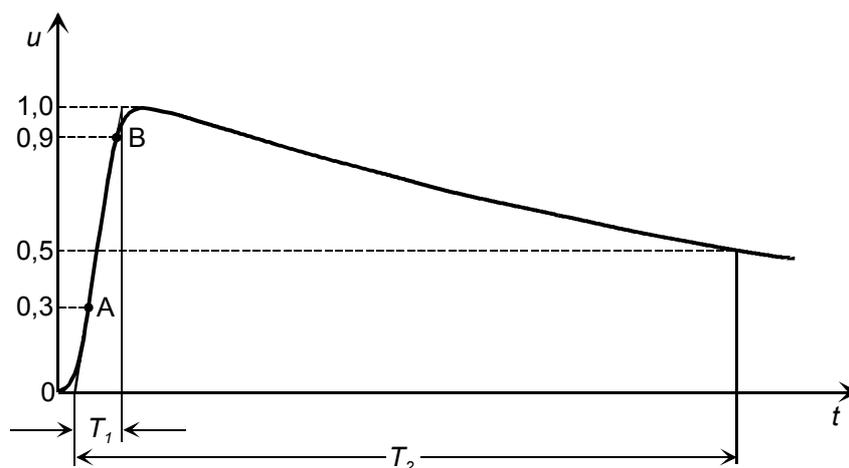
Bei Nutzung der 3 verwendeten Kanäle mit der vollen Speichertiefe sind somit pro Versuch 3 MByte an Daten zu verarbeiten. Hinzu kommen noch die beiden Bilder der CCD-Kameras mit jeweils 2,5 MByte. Da die Nutzung der vollen Speichertiefe des Oszilloskops nur für die hochaufgelösten PMT-Messungen notwendig ist, und hier allein das Auslesen der Daten bereits einen Zeitraum von mehreren Minuten in Anspruch nimmt, wurde ein Großteil der Messungen mit einer reduzierten Speichertiefe von 15000 Datenpunkten pro Kanal durchgeführt, was für eine exakte Messung des Spannungsverlaufes bei weitem ausreicht. Für die Aufzeichnung und Auswertung dieser

Datenmengen wurde auf Grundlage des Programmsystems HP-VEE ein neues Programmpaket mit den folgenden Funktionen erstellt:

- Automatische Messdatenerfassung über den IEEE-488-Bus
- Sicherung der Messdaten auf Festplatte und/oder Netzwerk
- Grafische Darstellung der aufgenommenen Daten
- Möglichkeiten zur Datenauswertung
- Konvertierung der aufgenommenen Daten zur Weiterverarbeitung in Standard-Programmsystemen wie MathCad oder Excel.

### 3.3.1 Spannungsmessung

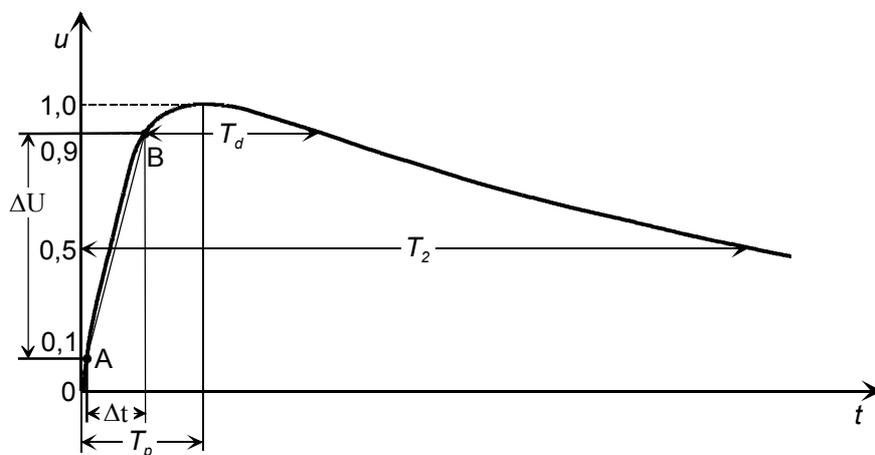
Der in der Versuchsanlage verwendete Marx-Generator erzeugt doppel-exponentielle Stoßspannungen mit variablen Anstiegszeiten. Häufig in der Praxis für Prüfzwecke verwendete Stoßspannungen sind die Blitzstoßspannung zur Nachbildung von Blitzüberspannungen und Schaltstoßspannungen zur Nachbildung der vor allem bei Schalt-handlungen entstehenden Überspannungen. Der genormte Verlauf einer Blitzstoßspannung nach VDE 0432 Teil 1 ist in Bild 3.9 dargestellt. Die Stirnzeit  $T_1$  einer Blitzstoßspannung wird dabei aus dem 1,67-fachen der Zeitdifferenz zwischen dem Erreichen des 30 %- und 90 %-Wertes des Impulses ermittelt. Die Rückenhalbwertzeit  $T_2$  gibt den Zeitraum zwischen dem Beginn der Stoßspannungsbeanspruchung und dem Erreichen des halben Scheitelwertes im Rücken des Spannungsverlaufes an.



**Bild 3.9:** Verlauf einer Blitzstoßspannung nach VDE 0432 Teil 1

Der Effekt der Raumladungsstabilisierung tritt vor allem bei Stoßspannungen mit längeren Anstiegszeiten auf, die üblicherweise unter dem Begriff Schaltstoßspannungen zusammengefasst werden. Eine Schaltstoßspannung wird nach VDE 0432 Teil 1 durch ihre Scheitelzeit  $T_p$ , dem Zeitraum zwischen dem tatsächlichen Beginn der Stoßspannungsbeanspruchung und dem Erreichen des Scheitelwertes und durch ihre Rückenthalbzeit  $T_2$  charakterisiert (Bild 3.10). Als einzig genormte Schaltstoßspannung ist der Wert  $T_p/T_2 = 250/2500 \mu\text{s}$  üblich.

Damit eine einheitliche Beschreibung der verwendeten Spannungsformen möglich wird, wurden die Parameter aller im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Stoßspannungen nach dem Modus für Blitzstoßbeanspruchung ermittelt, d.h. alle benutzten Spannungsformen werden durch ihre Stirnzeit  $T_1$  und die für alle Versuche konstante Rückenthalbzeit  $T_2$  bestimmt.



**Bild 3.10:** Schaltstoßspannung

Eines der wesentlichen Kriterien für Koronastabilisierung ist der Aufbau einer positiven Raumladungszone vor der Störstelle. Dieser Vorgang hängt, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, im wesentlichen von der Steilheit der Spannungsbeanspruchung ab und sie wurde daher, neben dem Einfluss der Stirnzeit  $T_1$ , als weiterer Parameter untersucht.

Um analog zur Arbeit von Rong [Ron-84] näherungsweise konstante Spannungssteilheiten zu erreichen, wurde die Versuchsanordnung mit Stoßspannungen, deren Scheitelwerte weit über dem zum Durchschlag notwendigen Wert lagen, beaufschlagt. Die Durchschläge finden somit allesamt in der Stirn der Stoßspannung, in der die Steilheit als näherungsweise konstant betrachtet werden kann, statt. Die Steilheit  $S$  der Spannungsbeanspruchung, die zwischen dem 10 %- und 90 %- Wert (Punkt A und B in Bild 3.10) der maximal erreichten Amplitude ermittelt wurde, lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$S = \frac{\Delta U}{\Delta t} = \frac{U_{90} - U_{10}}{t_{90} - t_{10}} \quad (3.4)$$

### 3.3.2 Fotomultipliersignale

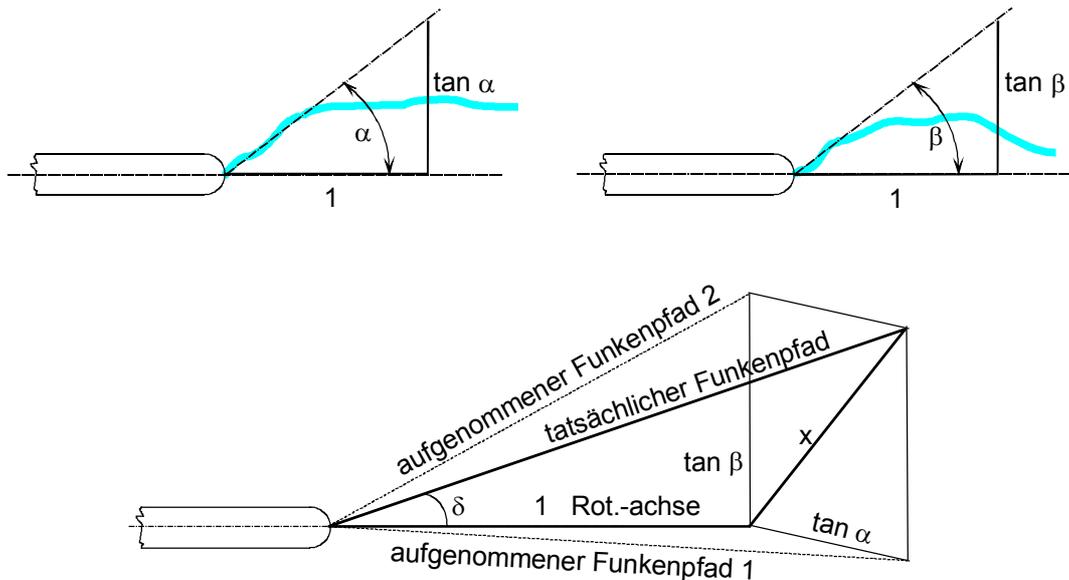
Durch Einsatz der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen PMTs kann die Entwicklung der Entladung analysiert werden. Die Fotomultiplier liefern impulsförmige Ausgangssignale mit sehr kurzer Impulsdauer. Für eine korrekte Wiedergabe der Entladungsentwicklung, auch bei langsam ansteigenden Stoßspannungen mit einigen hundert Mikrosekunden Anstiegszeit, muss die Abtastrate entsprechend hoch gewählt werden, was mit einer Erhöhung der erforderlichen Speichertiefe des Digitaloszilloskops einhergeht. Bei dem hier verwendeten Gerät des Typs TEK TDS 754 C lassen sich maximal 1 Million Datenpunkte bei einer Abtastrate von 1GS/s erfassen. Dies entspricht einem Betrachtungszeitraum von 1 ms. Obwohl bei den durchgeführten Untersuchungen die Speichertiefe des Oszilloskops nur etwa zur Hälfte ausgenutzt wurde, musste der Speicher gerätebedingt komplett ausgelesen werden. Da mit den handelsüblichen zur Verfügung stehenden Softwaretools eine Auswertung und vor allem auch eine vernünftige Darstellung dieser Datenmengen nicht möglich war, wurde ein in den vergangenen Jahren am Lehrstuhl entwickeltes Programmsystem in die Programmierumgebung Delphi portiert und um die entsprechenden Funktionen und Möglichkeiten erweitert. Voraussetzung für eine sinnvolle grafische Darstellung der Messergebnisse ist die Reduktion der gewonnenen Datenmenge. Dazu wird zuerst der interessierende Bereich des eingelesenen Datensatzes ausgewählt. Entsprechend der gewünschten Auflösung der Darstellung werden die selektierten Daten in Teilbereiche unterteilt. Anschließend werden in jedem Teilbereich die lokalen Extremwerte bestimmt und diese zur grafischen Darstellung verwendet. Mit Hilfe dieser Technik können auch extrem kurze Ereignisse in großen Betrachtungszeiträumen ohne Detailverlust dargestellt werden.

### 3.3.3 Auswertung der Entladungskanäle

Zur Bestimmung der Größe der sich vor der positiven Störstelle ausbildenden Raumladungszone wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Auswertemethoden angewendet.

1. Bei der auch von van der Zel [Zel-93] verwendeten Methode wird für jedes erhaltene Bildpaar der von der Symmetrieachse der Spitzenanordnung abweichende horizontale Austrittswinkel  $\alpha$  und der vertikale Austrittswinkel  $\beta$  des Entladungskanals gemessen. Mit Hilfe eines eigens erstellten Programms ist dies einfach per Mausklick durch Anlegen einer Tangente an den Entladungskanal möglich. Der räumliche Austrittswinkel  $\delta$  kann schließlich, wie in Bild 3.11 dargestellt, durch folgende trigonometrische Beziehung ermittelt werden [Zel-93]:

$$\delta = \arctan\left(\sqrt{(\tan\alpha)^2 + (\tan\beta)^2}\right) \quad (3.5)$$

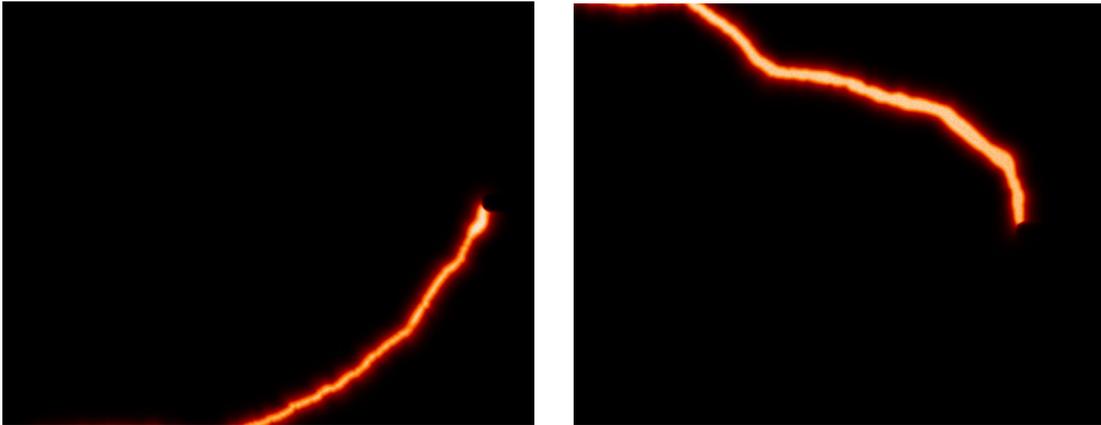


**Bild 3.11:** Ermittlung des räumlichen Austrittswinkels

- Um die Tendenz der räumlichen Austrittswinkel während einer gesamten Messreihe zu erfassen und um vor allem den Einfluss der Raumladungszone auch optisch darstellen zu können, wurde ein Programmpaket zur räumlichen Darstellung der Durchschlagkanäle entwickelt. Da Bildverarbeitungsprogramme im allgemeinen sehr rechenintensive Anwendungen sind, wurde wiederum der sehr leistungsstarke Delphi-Compiler zur Implementierung der Programme verwendet. Das Funktionsprinzip soll im Folgenden kurz an Hand eines Bildpaars einer Messreihe dargestellt werden:

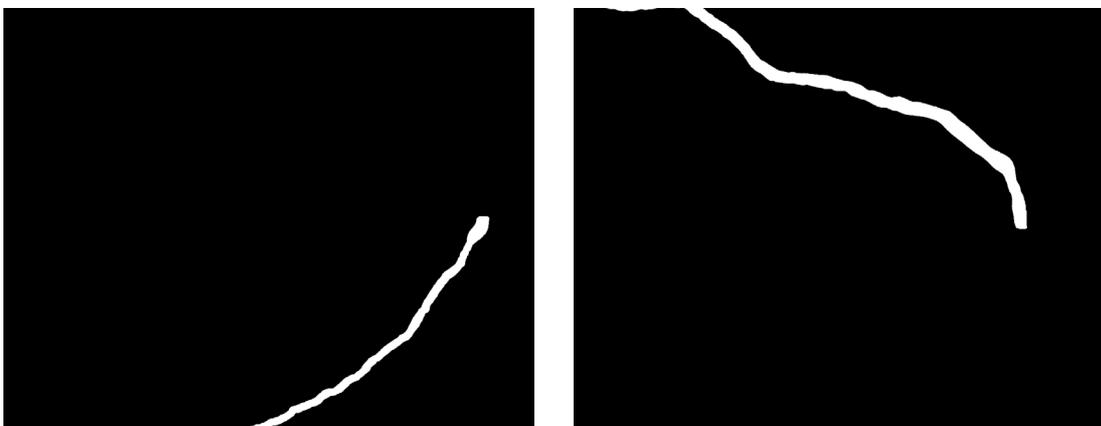
Die in einem speziellen Bildformat des Kameraherstellers PCO aufgenommenen Graustufenbilder werden zuerst in ein Standard-Graustufen-Bitmap-Bild gewandelt. In den in Bild 3.12 dargestellten Originalbildern, die zur Verstärkung des Kontrastes in einer Pseudofarbdarstellung gezeigt werden, ist an den rechten Bildrändern die Wolframspitze noch schwach zu erkennen. Parallel zur Wandlung des Bildformates wird die mittlere Helligkeit des aufgenommenen Durchschlagkanals durch Bewertung mit einem speziellen Algorithmus ermittelt.

Die Helligkeitsbewertung erfolgt für jedes einzelne Bild getrennt, da unter Umständen sehr hohe Intensitätsschwankungen, abhängig vom Zeitpunkt des Durchschlags und der dementsprechend im Lichtbogen umgesetzten Energie, auftreten können. Das Bild wird dazu in eine Vielzahl von Spalten zerlegt, in denen jeweils die mittlere Helligkeit des Entladungskanals bestimmt wird. Die sehr helle Austrittsstelle des Kanals aus der Wolframspitze, sowie auch das Hintergrundrauschen, werden dabei automatisch erkannt und nicht zur Bildung der mittleren Bildhelligkeit herangezogen.



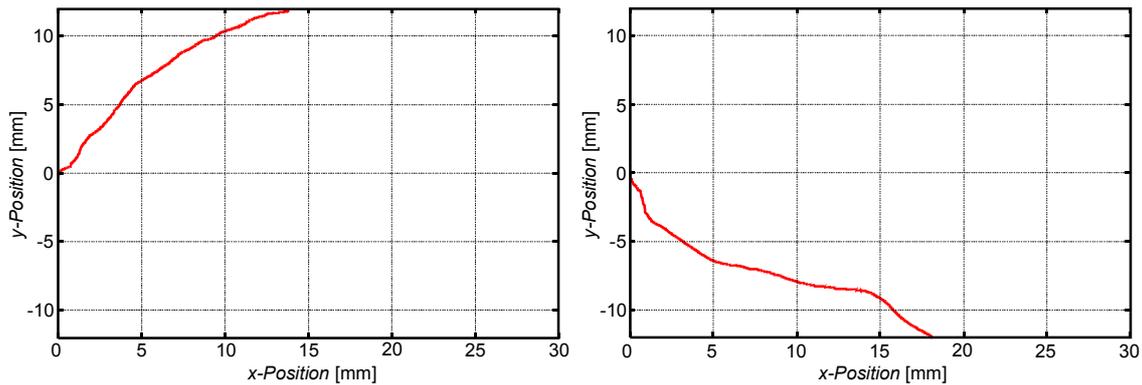
**Bild 3.12:** Horizontales und vertikales Originalbild

Mit den gewonnenen Daten wird anschließend aus dem Graustufenbild ein reines Schwarz/Weiß-Bild (Bild 3.13) erzeugt und zur manuellen visuellen Kontrolle abgespeichert. Äußerst selten vorkommende lokale Hell- bzw. Dunkelstellen im originalen Bild führen eventuell zu Unstetigkeiten im Kanalverlauf und müssen nachgearbeitet werden. Einzelne Störpixel im Verlauf des Kanals werden vom Programm automatisch erkannt und entsprechend korrigiert. Damit eine rationelle Weiterverarbeitung möglich ist, muss im nächsten Schritt die Datenmenge erheblich reduziert werden. Die noch immer als Pixeldaten vorliegenden Verläufe der Entladung werden deshalb in jeweils einen Satz von  $xy$  - Koordinaten konvertiert (vektorsiert).



**Bild 3.13:** Horizontales und vertikales Schwarz/Weiß-Bild

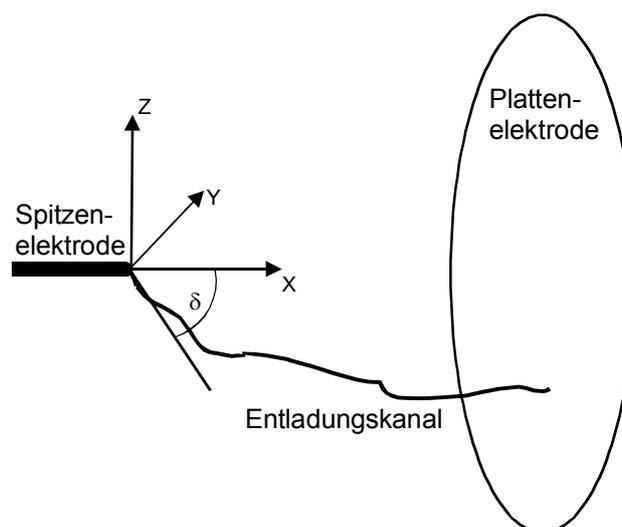
Dazu werden, ausgehend vom Schwarz/Weiß-Bild, die Ränder des Entladungskanals spaltenweise von rechts nach links ermittelt. Durch eine nachfolgende Mittelwertbildung wird, ähnlich wie in [Mac-99], die Breite des Kanals auf 1 Pixel reduziert, um eine weitere Reduktion der Datenmenge und somit eine leichtere Handhabung der gewonnenen Daten zu ermöglichen. Man erhält so pro Bild einen Datensatz mit ca. 1200  $xyz$ -Koordinaten. Der Startpunkt des Kanals wird dabei automatisch als mathematischer Ursprung des aufgespannten Koordinatensystems bestimmt. Im nachfolgenden Bild 3.14 sind daher, um eine korrekte mathematische Darstellung zu erhalten, die Projektionen des Funkenpfades um  $180^\circ$  gedreht dargestellt.



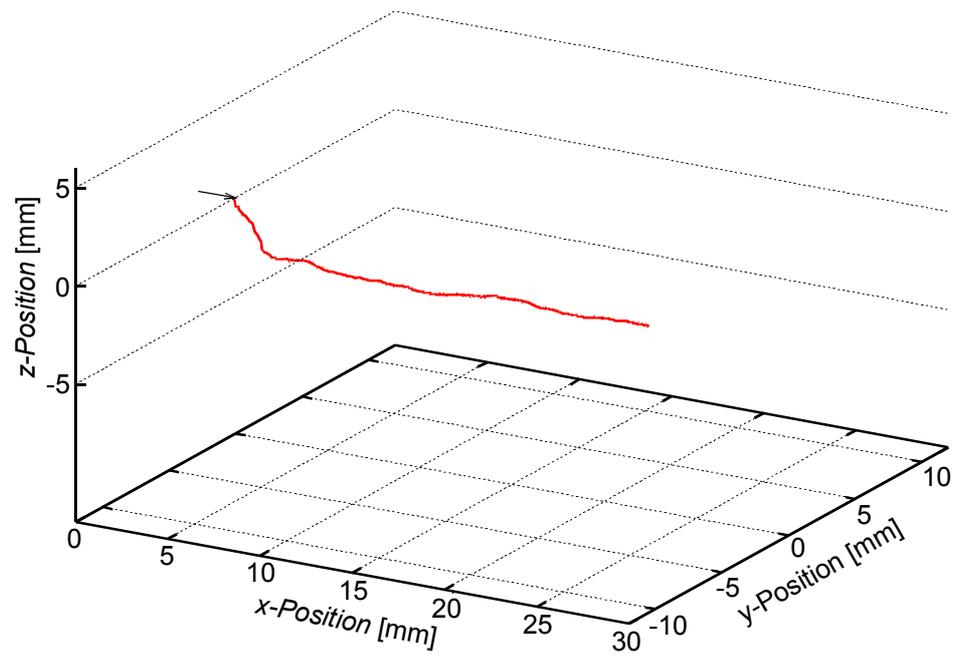
**Bild 3.14:** Horizontale (links) und vertikale (rechts) Projektion des Funkenpfades

Kombiniert man die beiden in Bild 3.14 gezeigten Kurvenverläufe eines Versuchs, erhält man auf diese Weise einen Datensatz mit ca. 1200 xyz-Koordinaten, der den räumlichen Verlauf des Entladungskanals beschreibt. Da der von den beiden CCD-Kameras erfasste Bildbereich während aller Versuche konstant gehalten wurde, kann man durch eine entsprechende Umrechnung den in Bild 3.16 gezeigten realen räumlichen Verlauf des Entladungskanals ermitteln. Als Ursprung des xyz-Koordinatensystems wird, um eine einheitliche Darstellung zu ermöglichen, die Spitze der Störstelle verwendet. Da nicht alle Entladungskanäle exakt aus der Störstellenspitze austreten, ergibt sich dadurch in einigen Fällen ein minimaler Darstellungsfehler. Die daraus resultierenden Ungenauigkeiten von einigen Prozent können für die Abschätzung der Größe der Raumladungszone vor der Spitze vernachlässigt werden.

Wie in Bild 3.15 gezeigt, wird auch in der räumlichen Darstellung die Rotationsachse der Elektrodenanordnung als x-Achse definiert, während y- und z-Achse vom Betrachter weg bzw. nach oben weisen. Zur besseren Orientierung wird zusätzlich in der räumlichen Darstellung der Entladungskanäle (Bild 3.16) die Position der Prüfspitze durch einen Pfeil markiert.



**Bild 3.15:** Definition des Koordinatensystems



**Bild 3.16:** Räumlicher Verlauf des Funkenpfades

## 4 Durchschlagverhalten inhomogener Elektrodenanordnungen

Zur Bewertung der Isolationsfestigkeit von SF<sub>6</sub>-isolierten Anlagen sind umfangreiche experimentelle Untersuchungen notwendig. In der Praxis werden die für das Durchschlagverhalten entscheidenden Feldstörungen überwiegend durch bewegte Partikel oder ortsfeste Störstellen hervorgerufen. Die im folgenden Abschnitt beschriebenen Experimente wurden, um definierte Randbedingungen zu schaffen, an einer ortsfesten Störstelle mit positivem Potenzial durchgeführt. Die unterschiedlichen Einflüsse der auf die Raumladungsstabilisierung einwirkenden Parameter können somit getrennt untersucht werden. Im einzelnen sind dies:

- Form der doppel-exponentiellen Überspannung
- Druck des Isoliergases (reines SF<sub>6</sub>)
- Geometrie (Spitzenradius, Länge) der Störstelle

Für sämtliche Untersuchungen wurden Stoßspannungen mit unterschiedlichen Stirnzeiten  $T_1$  von 1,6  $\mu$ s bis zu 400  $\mu$ s und einer festen Rückenhalbwertszeit  $T_2$  verwendet. Die jeweils verwendete Stoßspannungsform wird somit eindeutig durch ihre Stirnzeit  $T_1$  und ihren Scheitelwert  $\hat{U}$  festgelegt.

Um die Auswirkung der oben beschriebenen Parameter auf den Koronastabilisierungseffekt zu untersuchen, wurden für eine Messreihe, bei jeweils konstanten Parametern (Spannungsform, Gasdruck, Spitzengeometrie), nacheinander folgende Messungen durchgeführt:

- Ermittlung der 50% - Durchschlagspannung  $U_{d50}$
- Aufnahme der Spannungs-Zeit-Kennlinien
- Ermittlung der mittleren Durchschlagspannung  $U_m$  und der Austrittswinkelverteilungen

Die in der Anlage verwendete Störstelle wird bei jeder Messreihe etwa 120 mal mit der jeweiligen Spannungsform beaufschlagt. Die beim Durchschlag umgesetzte Energie hat mikroskopisch kleine Abschmelzungen an der Prüfspitze zur Folge. Damit die dadurch verursachten Änderungen der Spitzengeometrie vernachlässigt werden konnten, wurde die aus Wolfram bestehende Prüfspitze nach zwei (kegellige Prüfspitze) bzw. fünf Messreihen (halbrunde Prüfspitze) ausgetauscht. Zur Gewährleistung der statistischen Unab-

hängigkeit der einzelnen Messungen wurde zwischen den einzelnen Spannungsbeanspruchungen einer Messreihe eine Pausenzeit von 3 bis 6 Minuten eingehalten. Diese Zeit ist notwendig, um das natürliche Gleichgewicht der positiven und negativen Ionen im Prüfgefäß nahezu wiederherzustellen [Kin-86].

Da die Vielzahl der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen unmöglich vollständig dargestellt werden kann, werden in diesem Kapitel hauptsächlich die Ergebnisse für die Prüfspitzen der Länge  $l = 25$  mm dargestellt. Die verbleibende Schlagweite der Spitze-Platte-Anordnung beträgt somit 75 mm.

## 4.1 Bestimmung der 50% - Durchschlagspannung

Eine grundsätzliche Aufgabe der Hochspannungstechnik besteht darin, die elektrische Beanspruchung einer Anordnung unter allen Umständen geringer als die elektrische Festigkeit der Isolierung zu halten. Die elektrische Festigkeit ist jedoch eine Größe, die besonders bei aktiver Koronastabilisierung statistischen Schwankungen unterworfen ist. Üblicherweise wird die Durchschlagspannung durch die 50 % - Durchschlagspannung  $U_{d50}$  und ihre Standardabweichung  $s$  bestimmt. Eine Methode zur Bestimmung dieser beiden Größen ist die Ermittlung der Durchschlagwahrscheinlichkeitsverteilung. Dazu wird das Prüfobjekt mit einer bestimmten Anzahl  $n$  von Stößen mit konstantem Scheitelwert  $\hat{U}$  beaufschlagt. Aus der Anzahl der Durchschläge  $n_d$  lässt sich die Durchschlagwahrscheinlichkeit  $p_d$  für diese Spannungsebene ermitteln:

$$p_d(\hat{U}) = \frac{n_d}{n} \quad (4.1)$$

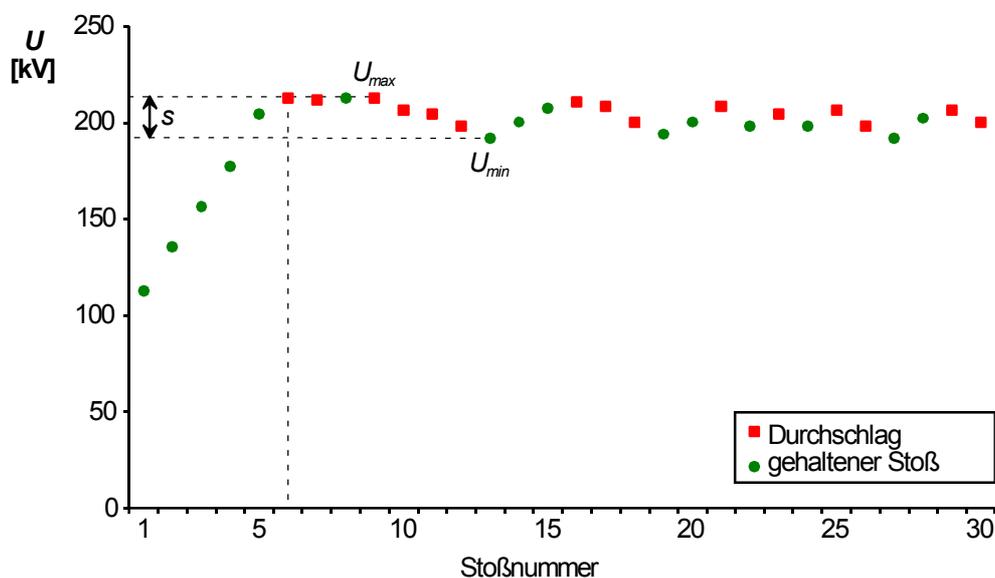
Wiederholt man diesen Vorgang mit verschiedenen Scheitelwerten der Prüfspannung, kann man schließlich mit Hilfe eines Wahrscheinlichkeitspapiers die 50 % - Durchschlagspannung  $U_{d50}$  und deren Standardabweichung  $s$  ermitteln [Ron-94]. Nachteil dieses Verfahrens ist die große Anzahl an benötigten Messungen und der damit verbundene hohe zeitliche Aufwand zur Bestimmung dieser Größen.

Eine Möglichkeit, die 50 % - Durchschlagspannung mit geringerem Zeitaufwand und einer kleineren Anzahl von Messungen zu ermitteln, bietet die Up & Down - Methode. Dazu wird die Prüfspannung, ausgehend von einem Spannungswert bei dem noch kein Durchschlag eintritt, in Schritten von  $\Delta U$  gesteigert. Beim Auftreten eines Durchschlags wird die Spannung so lange um  $\Delta U$  gesenkt, bis kein Durchschlag mehr auftritt. Anschließend wird die Spannung wieder in Stufen bis zum Auftreten eines Durchschlags erhöht. Der beschriebene Vorgang wird mit sukzessiv kleiner werdenden Schrittweiten mehrfach wiederholt, um das Durchschlagfestigkeitsniveau genauer bestimmen zu können. Dieses Verfahren wird bis zum Erreichen einer genügend großen Anzahl von Stößen (in der Regel 20 bis 40 Stöße) fortgesetzt. Die Anzahl der bei einem bestimmten Scheitelwert  $U_i$  durchgeführten Stöße  $n_i$  wird ab dem ersten Durchschlag gezählt [Kin-95] und die 50 % - Durchschlagspannung ergibt sich somit zu

$$U_{d50} = \frac{\sum n_i \cdot U_i}{\sum n_i} \quad (4.2)$$

Während man die Mittelwertbildung zur Bestimmung von  $U_{d50}$  ohne Einschränkungen anwenden kann, ist die Bestimmung der Standardabweichung nur sinnvoll, falls die Verteilungsfunktion der Messwerte annähernd einer Gaußschen Normalverteilung folgt. Da die Messreihe von einer weiteren Zufallsgröße, dem Koronastabilisierungseffekt, beeinflusst wird, ergibt sich eine nichtlineare Summenhäufigkeitskurve auf dem Wahrscheinlichkeitspapier [Ron-94]. Zur weiteren Auswertung kann diese sogenannte Mischverteilung in zwei Normalverteilungen zerlegt werden, d.h. man nimmt an, dass die Durchschläge entweder mit oder ohne Koronastabilisierung stattfinden. Für jede Normalverteilung kann dann der Mittelwert samt der zugehörigen Standardabweichung bestimmt werden.

Eine weitere und universell einsetzbare Möglichkeit zur Auswertung der Spannungsbeanspruchungen mit unbekannter Verteilungsfunktion ist die Definition eines Mittelwertes  $U_{d50}$  und seines Streubereiches  $s$  an Stelle der Standardabweichung. Der Streubereich  $s$  wird dabei, wie in Bild 4.1 dargestellt, aus der Differenz zwischen dem maximalen  $U_{max}$  und minimalen  $U_{min}$  gemessenen Spannungswert innerhalb einer Messreihe bestimmt. Analog zur Definition von  $U_{d50}$  aus Gl. ( 4.2 ) werden dabei nur Messwerte ab dem ersten Durchschlag berücksichtigt.

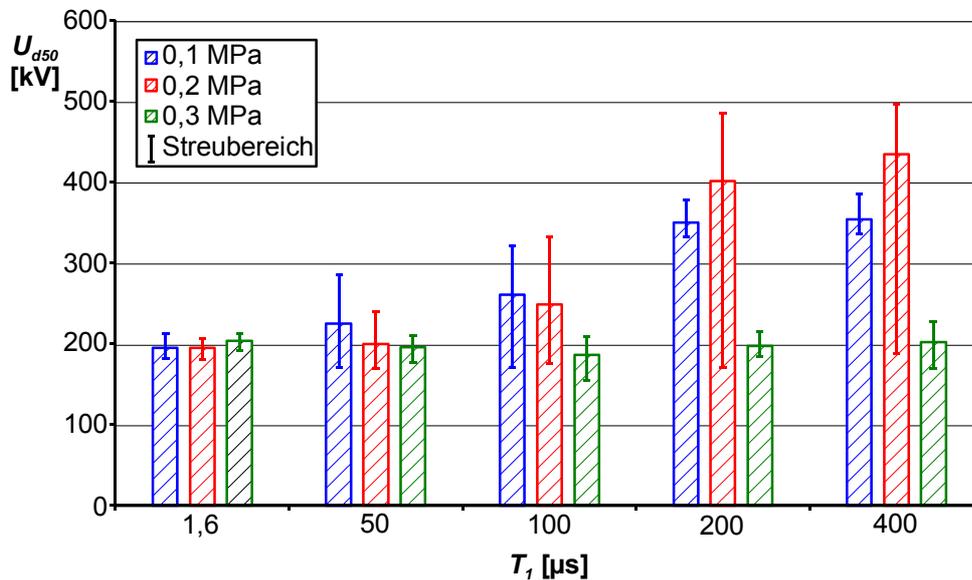


**Bild 4.1:** Up & Down – Methode mit Definition des Streubereiches  $s$

#### 4.1.1 Einfluss der Spannungsform und des SF<sub>6</sub>-Gasdrucks

Zur ersten Beurteilung des Effektes der Raumladungsstabilisierung wurden die 50 % - Durchschlagspannungen  $U_{d50}$  samt der dazugehörigen Streubereiche  $s$  sowohl für den halbrunden als auch für den kegelförmigen Spitzenabschluss bei Drücken von 0,1 –

0,3 MPa im Prüfkessel aufgenommen. Bild 4.2 zeigt den Verlauf der ermittelten Größen für die halbrunde Prüfspitze in Abhängigkeit vom Gasdruck  $p$  und der Stirnzeit  $T_I$ . Die Spitze hatte eine Länge  $l = 25$  mm bei einem Spitzenradius von  $r = 0,5$  mm.



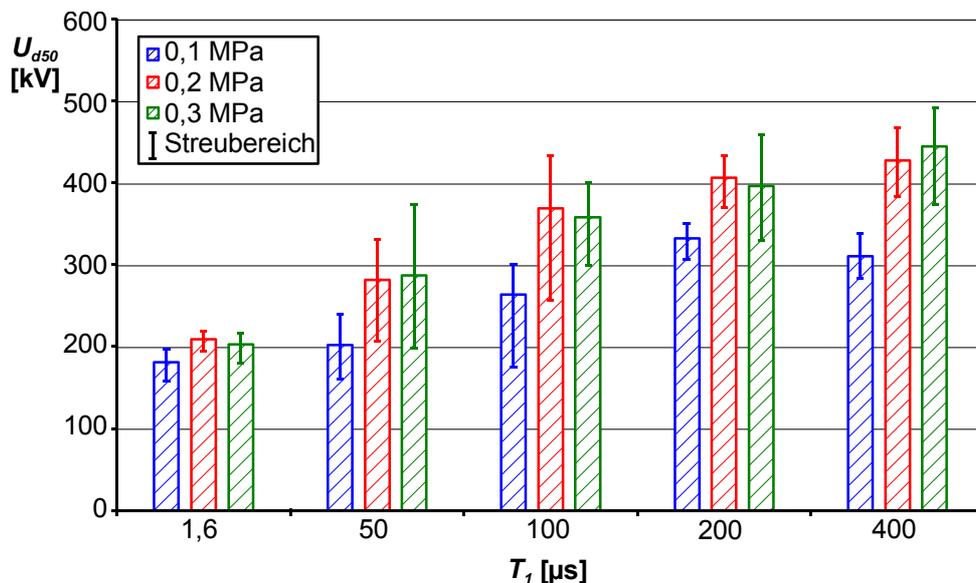
**Bild 4.2:** 50 %- Durchschlagspannungen  $U_{d50}$  und Streubereiche  $s$  der halbrunden Spitze in Abhängigkeit der Anstiegszeit  $T_I$  und des Gasdrucks  $p$

Die niedrigsten Durchschlagspannungen werden bei Durchschlägen ohne Koronastabilisierung unter Stoßspannungen mit kurzer Stirnzeit im Bereich der für Blitzstoßspannung üblichen Werte erreicht. Mit zunehmender Stirnzeit der Stoßspannung steht mehr Zeit für den Aufbau einer positiven Raumladung vor der Prüfspitze zur Verfügung, wodurch die Entladungsentwicklung zunächst verzögert wird. Dieser Prozess kann sich jedoch wegen der beschränkten räumlichen Ausdehnung der entstandenen Raumladungswolke nicht beliebig mit der Spannungsentwicklung fortsetzen, und es kommt schließlich zum Durchschlag. Die Wahrscheinlichkeit für Raumladungsstabilisierung und somit auch die Durchschlagspannung steigt deshalb, wie auch in anderen Arbeiten [Ron-94] beobachtet wurde, mit zunehmender Stirnzeit der Stoßspannung an. Allerdings lässt sich keine exakte Grenze für das Auftreten des Stabilisierungseffektes definieren, in einem bestimmten Übergangsbereich können Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung auftreten. Für die Druckbereiche von 0,1 MPa und 0,2 MPa ist in Bild 4.2 eine signifikante Zunahme der 50 %-Durchschlagspannungen  $U_{d50}$  bis auf maximal das 2,23 – fache der bei Blitzstoßbeanspruchung gemessenen Werte zu beobachten. Der Streubereich  $s$  zwischen minimaler und maximaler gemessener Spannung ist im Übergangsbereich besonders hoch. Hier können Durchschläge bei kleinen Spannungswerten unter 200 kV, als auch raumladungsstabilisierte Durchschläge bei entsprechend höheren Spannungen bis maximal 497 kV auftreten. Während für 0,1 MPa Gasdruck und Stirnzeiten größer 200  $\mu$ s nur noch Durchschläge auf hohem Spannungsniveau bei gleichzeitig kleinem Streubereich auftreten, wurden in diesem Bereich für einen Druck von 0,2 MPa sowohl Durchschläge mit und ohne wirksamer Stabilisierung

beobachtet. Bei einem Gasdruck von 0,2 MPa ergibt sich für eine Stirnzeit von 400  $\mu\text{s}$  ein Streubereich von 188 kV bis 497 kV. Die 50 % - Durchschlagspannung wird nach Gl. ( 4.2 ) aus einer Mittelwertbildung der gemessenen Werte bestimmt und kann zusammen mit dem Streubereich indirekt als ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Koronastabilisierungseffektes verwendet werden. Für den eben beschrieben Fall ergibt sich  $U_{d50}$  zu 435 kV; entsprechend ist bei der überwiegenden Zahl der Spannungsbeanspruchungen mit dem Auftreten von Raumladungsstabilisierung und einer dadurch bedingten erhöhten Durchschlagspannung zu rechnen.

Für einen Gasdruck von 0,3 MPa dagegen ist für alle verwendeten Stirnzeiten der Prüfspannung kein Stabilisierungseffekt feststellbar. Alle gemessenen Spannungswerte pendeln in einem kleinen Streubereich um  $U_{d50}$ . Dieses von der Geometrie der Prüfspitze abhängige Verhalten, das in Abschnitt 4.4 näher erklärt wird, wurde ebenfalls in der Arbeit von Rong [Ron-94] beobachtet.

Um den Einfluss der Spitzengeometrie zu verdeutlichen, zeigt Bild 4.3 den Verlauf der ermittelten Größen der kegelförmig abgeschlossenen Prüfspitze der Länge  $l = 25$  mm in Abhängigkeit vom Gasdruck  $p$  und der Stirnzeit  $T_l$ .



**Bild 4.3:** 50 % - Durchschlagspannungen  $U_{d50}$  und Streubereiche  $s$  der kegelförmigen Spitze in Abhängigkeit der Anstiegszeit  $T_l$  und des Gasdrucks  $p$

Im Gegensatz zur halbrunden Prüfspitze ist bei der kegelförmig abgeschlossenen Elektrode bereits bei Stirnzeiten ab 50  $\mu\text{s}$  zuerst bei den höheren Gasdrücken von 0,2 MPa und 0,3 MPa ein deutlicher Anstieg der 50 % - Durchschlagspannung und auch des Streubereiches feststellbar. Nach einem Maximum der Streubereiche im Bereich der Stirnzeiten von 50  $\mu\text{s}$  bis 100  $\mu\text{s}$  nimmt bei weiter zunehmender Stirnzeit die Streuung wieder ab und die 50 % - Durchschlagspannungen pendeln sich auf ein erhöhtes Niveau ein. Für einen Gasdruck von 0,2 MPa wird hier, ähnlich wie bei der halbrunden Spitze, eine mittlere Durchschlagspannung von maximal 428 kV erreicht. Ein signifikanter Anstieg der Durchschlagspannung als auch der Streuung im Übergangsbereich ist für einen Druck von 0,1 MPa erst bei einer Stirnzeit von 100  $\mu\text{s}$  bis 200  $\mu\text{s}$  feststellbar.

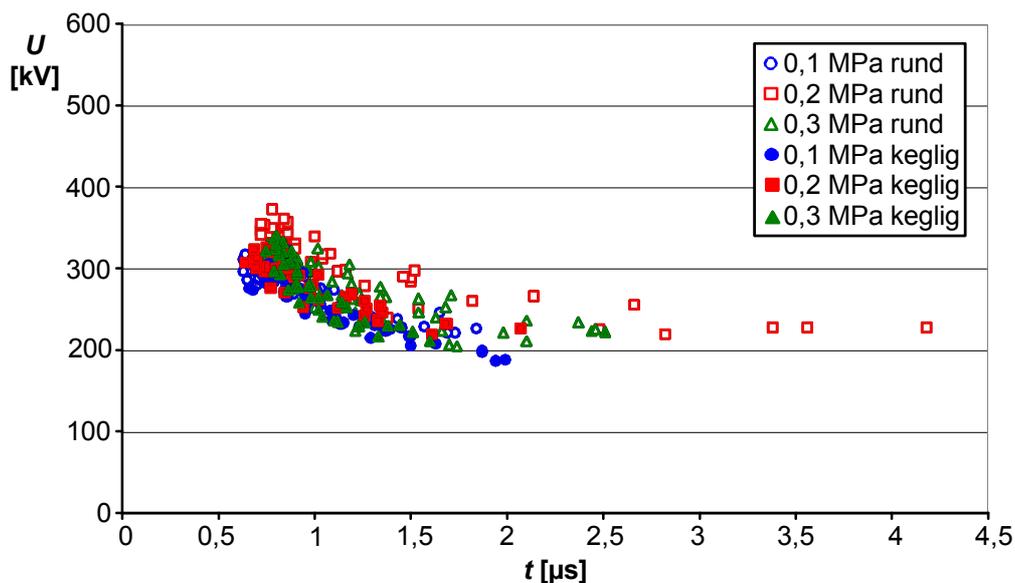
Fasst man die gewonnenen Ergebnisse zusammen, tritt Koronastabilisierung mit zunehmendem Inhomogenitätsgrad der Prüfspitzen bereits bei kleineren Stirnzeiten der Prüfspannung und, ebenfalls abhängig von der Geometrie der untersuchten Anordnung, verstärkt bei hohen Gasdrücken auf.

## 4.2 Spannungs-Zeit-Kennlinien

Zur weiteren Untersuchung der für den Effekt der Raumladungsstabilisierung verantwortlichen Parameter wurden Spannungs-Zeit-Kennlinien (V-t-Kennlinien) aufgenommen. Hält man die Form (Stirnzeit) der angelegten Stoßspannung konstant, beeinflusst lediglich die Spannungsamplitude Durchschlagspannung und Durchschlagzeit. Im Spannungs-Zeit-Diagramm wird nach IEC 60-2 dazu die bis zum Durchschlag maximal gehaltene Spannung  $U_{max}$  über der Durchschlagzeit  $t_{DS}$  aufgetragen. Bei einer genügend großen Anzahl von Messungen erhält man ein für die jeweilige Randbedingung der Anordnung charakteristisches Kennlinienband. Die Breite des Bandes hängt von der Aufbauzeit für den Durchschlagkanal ab. Während größere Aufbauzeiten für die Entladung zu einer starken Anhebung der Kennlinie im Kurzzeitbereich führen, ergeben kleine Aufbauzeiten flachere Verläufe [Boe-88a].

### 4.2.1 Einfluss der Spannungsform und des SF<sub>6</sub>-Gasdrucks

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden Spannungs-Zeit-Kennlinien für fünf Anstiegszeiten bei Drücken von 0,1 MPa bis 0,3 MPa im Prüfgefäß aufgenommen. Bild 4.4 zeigt den Verlauf der Kennlinien der beiden benutzten Spitzengeometrien bei einer Störstellenlänge  $l = 25$  mm für Blitzstoßbeanspruchung.



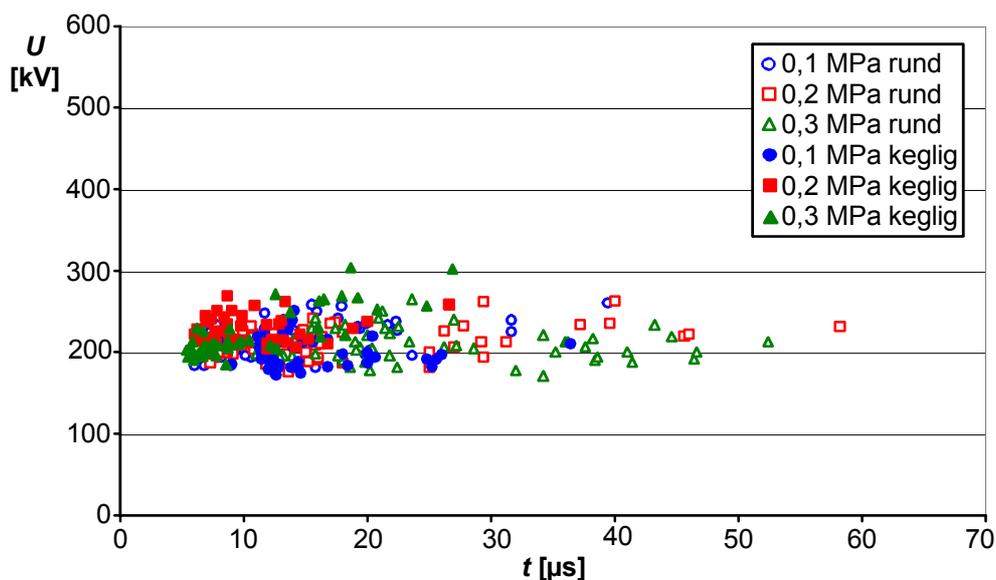
**Bild 4.4:** Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung ( $T_I = 1,6 \mu\text{s}$ )

Die Kennlinienverläufe in Bild 4.4 sind prinzipiell nahezu identisch. Deutlich erkennbar ist bei allen Kurven der Trend zu höheren Durchschlagspannungen bei kürzeren Durchschlagzeiten. Dies ist die Folge der Aufbauzeit zwischen Entladungseinsatz und vollständigem Durchschlag. Nach dem Überschreiten der kritischen Feldstärke an der Prüfspitze steht ein lawinenwirksames Anfangselektron erst nach Ablauf der statistischen Streuzeit zur Verfügung. Der Entladungskanal entwickelt sich während der Lawinenaufbauzeit zur Gegenelektrode und wird schließlich während der Funkenaufbauzeit hochleitfähig. Die anliegende Überspannung steigt während der Aufbauvorgänge weiter an. Mit steigender Steilheit des Spannungsanstiegs wird eine höhere Spannungsamplitude beim Durchschlag erreicht.

Die maximal erreichten Werte der Durchschlagspannung liegen für die halbkugelförmig abgeschlossen Spitze über denen der kegelförmigen Spitze. Ursache ist die geringere maximale Feldstärke am halbkugelförmigen Spitzenabschluss, was eine höhere Streamereinsatzspannung zur Folge hat. Bei Vernachlässigung der statistischen Verzugszeit kann die Streamereinsatzspannung bei 0,1 MPa Gasdruck für die halbkugelförmige Spitze zu  $U_{SE} = 30,1$  kV und für die kegelförmige Spitze zu  $U_{SE} = 18,2$  kV berechnet werden. Bei der kegelförmig abgeschlossenen Spitze ist ferner eine kleinere Streuung der Aufbauzeit, erkennbar an den schmäleren Kennlinienbändern, festzustellen.

Der Raumladungsstabilisierungseffekt wird erst mit wachsender Anstiegszeit der Stoßspannung deutlich. Um einen leichteren Vergleich der nachfolgend dargestellten Daten zu ermöglichen, wurden die Diagramme mit der gleichen Ordinatenkalierung wie Bild 4.4 versehen.

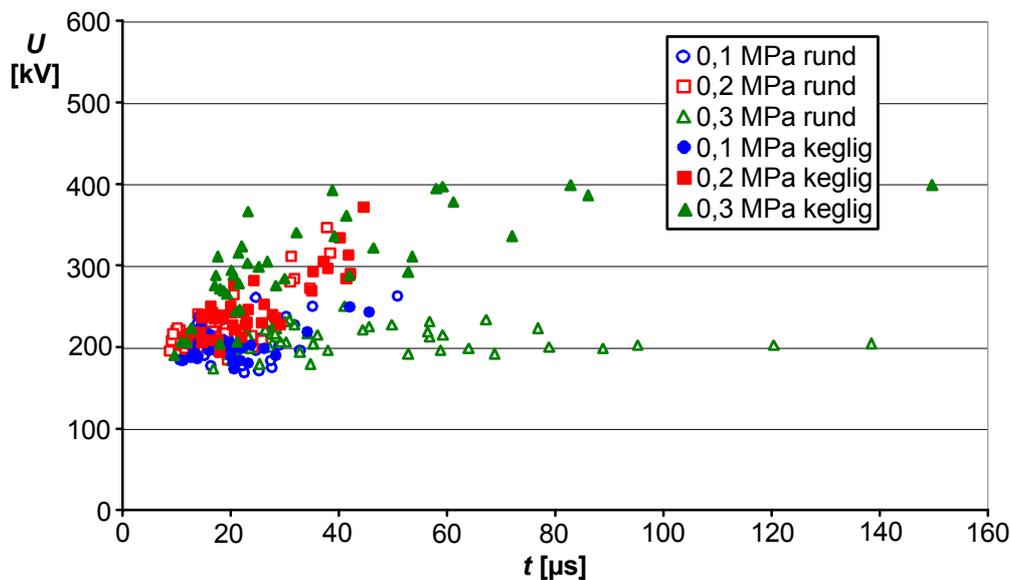
Bei den in Bild 4.5 dargestellten Kennlinien für eine Schaltstoßbeanspruchung mit  $50 \mu\text{s}$  Stirnzeit bleiben die Durchschlagspannungen unabhängig von der Spannungsform und der Spitzengeometrie in einem nahezu konstanten Streuband.



**Bild 4.5:** Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Schaltstoßspannung ( $T_I = 50 \mu\text{s}$ )

Im Falle der kegelförmig abgeschlossenen Spitze lässt sich jedoch bereits bei einem Gasdruck von 0,3 MPa ein, für beginnende Raumladungsstabilisierung typisches, leichtes Ansteigen der Durchschlagspannung auf Werte von ca. 303 kV bei gleichzeitig längeren Durchschlagzeiten von 18,6  $\mu\text{s}$  und 26,9  $\mu\text{s}$  feststellen. Diese Tendenz deckt sich auch mit den in Abschnitt 4.1.1 gewonnenen Ergebnissen.

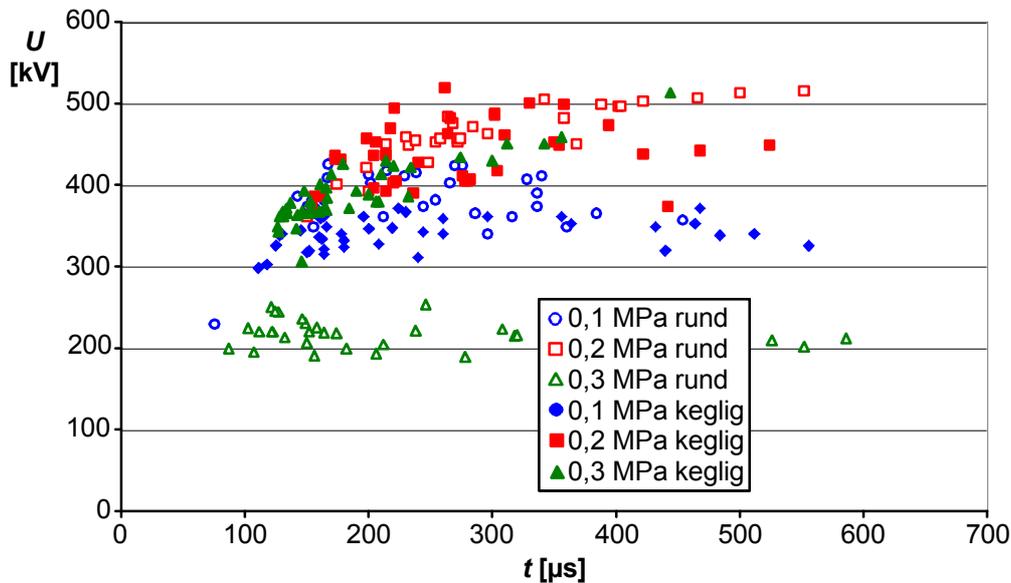
Wird die Stirnzeit der angelegten Stoßspannung auf 100  $\mu\text{s}$  erhöht, verstärkt sich der Stabilisierungseffekt. In Bild 4.6 ist vor allem für die kegelförmige Spitze bei 0,3 MPa Gasdruck ein signifikanter Anstieg der Durchschlagspannung auf Werte bis 398,5 kV bei gleichzeitig längeren Durchschlagzeiten, also sinkenden Spannungssteilheiten, zu erkennen.



**Bild 4.6:** Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Schaltstoßspannung ( $T_1 = 100 \mu\text{s}$ )

Höhere Durchschlagspannungen sind jetzt auch für einen Gasdruck von 0,2 MPa sowohl für die kegelförmige Spitze mit Maximalwerten bis 371,3 kV als auch für die halbrunde Spitze mit maximal 346,3 kV feststellbar. Bei der halbrunden Spitze ist, wie auch schon bei den Versuchen zur Bestimmung der 50 % - Durchschlagspannung, bei einem Gasdruck von 0,3 MPa kein Spannungsanstieg zu beobachten. Im Gegensatz zu den für Blitzstoßspannung gefundenen Ergebnissen ist für alle anderen Kennlinien ab einer Stirnzeit von 100  $\mu\text{s}$  ein Abfallen im Bereich kurzer Durchschlagzeiten zu sehen. Dies ist ein typisches Kennzeichen für das Vorhandensein einer nadelförmigen Störstelle im Isolationsraum [Boe-88a]. Bei solch ausgeprägten Inhomogenitäten wird, wie bereits erwähnt, die Streamereinsatzspannung  $U_{SE}$  wegen der ausgeprägten Feldstärkeüberhöhung an der Störstelle stark reduziert. In Folge des starken Feldstärkeabfalls in Richtung zur Gegenelektrode kann die große verbleibenden Schlagweite nicht durch einen reinen Streamerdurchschlag überbrückt werden. Die Einsatzspannung  $U_{LE}$  für einen Durchschlag nach dem Leadermechanismus liegt so in jedem Fall über der Streamereinsatzspannung. Auf Grund des bei Schaltstoßspannungen mit langen Anstiegszei-

ten auftretenden Stabilisierungseffektes wird die Entladungsentwicklung durch die Ausbildung einer Raumladungszone aus positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen vor der Störstelle gehemmt. Dies hat sowohl eine höhere Durchschlagspannung als auch eine längere Durchschlagzeit zur Folge. Die Leadereinsatzspannung erhöht sich, wie auch bei Analyse der Entladungsentwicklung in Abschnitt 4.4.2 zu sehen sein wird, zunächst mit zunehmender Stirnzeit der Prüfspannung.



**Bild 4.7:** Spannungs-Zeit-Kennlinien beider Spitzengeometrien bei Beanspruchung mit Schaltstoßspannung ( $T_1 = 400 \mu\text{s}$ )

Bild 4.7 bestätigt die eben beschriebene Entwicklung der Durchschlagspannungen bei einer Schaltstoßspannungsbeanspruchung mit  $400 \mu\text{s}$  Anstiegszeit. Das Spannungsniveau wird, besonders im Druckbereich von 0,2 MPa bis 0,3 MPa, durch den Einfluss der Koronastabilisierung stark erhöht. Eine Ausnahme bildet lediglich die halbkugelförmige Spitze bei der, wie auch schon für kleinere Stirnzeiten gezeigt wurde, beim höchsten untersuchten Gasdruck von 0,3 MPa der Stabilisierungseffekt nicht wirksam wird und die Durchschläge daher allesamt auf niedrigem Spannungsniveau stattfinden.

### 4.3 Bestimmung der mittleren Durchschlagspannung

Aus den bisher gewonnen Ergebnissen ist zu erkennen, dass im Wesentlichen die Steilheit der Stoßspannungsbeanspruchung das Auftreten von Raumladungsstabilisierung beeinflusst.

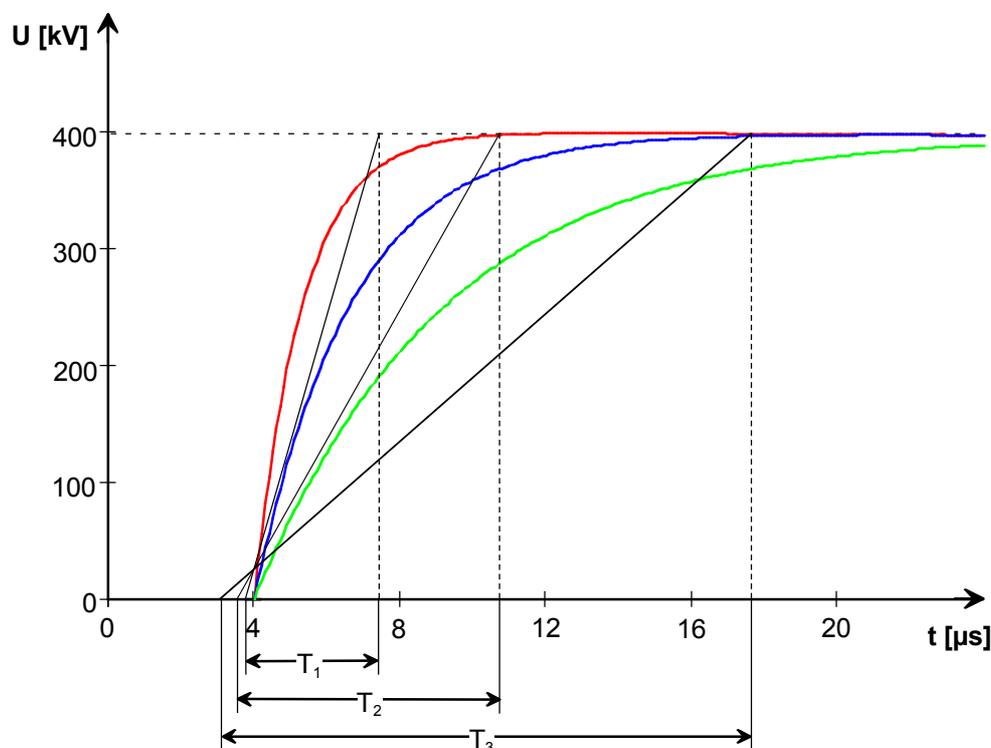
Bei den bisher durchgeführten Untersuchungen ist jedoch eine eindeutige Definition der Steilheit der verwendeten Prüfspannung nicht möglich, da die Durchschläge meist im Scheitel (Up & Down – Methode) bzw. in einem Übergangsbereich zwischen Anstieg und Scheitel (Spannungs-Zeit-Kennlinien) der Stoßspannung stattfanden. Zudem benötigt man zur Bestimmung der 50 % - Durchschlagspannung verschiedene Scheitel-

werte bei konstanter Stirnzeit der Stoßspannung. Eine eindeutige Bestimmung des von der Spannungssteilheit abhängigen Effektes der Koronastabilisierung kann dadurch nicht erfolgen.

Die nachfolgend beschriebenen Untersuchungen wurden deshalb mit näherungsweise rampenförmig ansteigenden Prüfspannungen konstanter Steilheit durchgeführt. Die Versuchsanordnung wurde dazu mit Stoßspannungen, deren Scheitelwerte weit über den in Abschnitt 4.1 ermittelten Werten lagen, beaufschlagt. Nach Abschnitt 3.3.1 wurde die Steilheit  $S$  der Spannungsbeanspruchung aus dem 10 % - und 90 % - Wert der jeweils erreichten Spannungsamplitude ermittelt. Die Spannungssteilheit  $S$ , die sowohl vom Scheitelwert  $\hat{U}$  als auch von der Stirnzeit  $T_I$  der Stoßspannung abhängt, wurde, wie in Bild 4.8 dargestellt, durch die Wahl eines geeigneten externen Vorwiderstandes ( $R_{de}$  in Bild 3.2) auf die erforderlichen Werte eingestellt.

Während einer Versuchsreihe wurde die erreichte Spannungssteilheit unmittelbar nach jedem der 55 durchgeführten Versuche mit Hilfe eines MathCad – Programmes überprüft. Geringfügige Abweichungen von den geforderten Werten ließen sich durch kleine Änderungen der Ladespannung der Stoßanlage (und somit des Scheitelwertes  $\hat{U}$  der Stoßspannung) korrigieren.

Die in Abschnitt 4.1 verwendeten Auswertemethoden zur Ermittlung der Durchschlagspannung konnten hier nicht angewandt werden, da bei den durchgeführten Versuchsreihen jede Spannungsbeanspruchung zum Durchschlag an der Versuchsanordnung führte. Zur Auswertung der Ergebnisse wurde deshalb nach VDE 0432 die mittlere Durchschlagspannung  $U_m$  verwendet.  $U_m$  wird aus einer Reihe von  $n$  gemessenen Spannungswerten  $U_i$  durch einfache Mittelwertbildung bestimmt:



**Bild 4.8:** Abhängigkeit der Stirnzeit  $T$  der Stoßspannung von der Spannungssteilheit  $S$

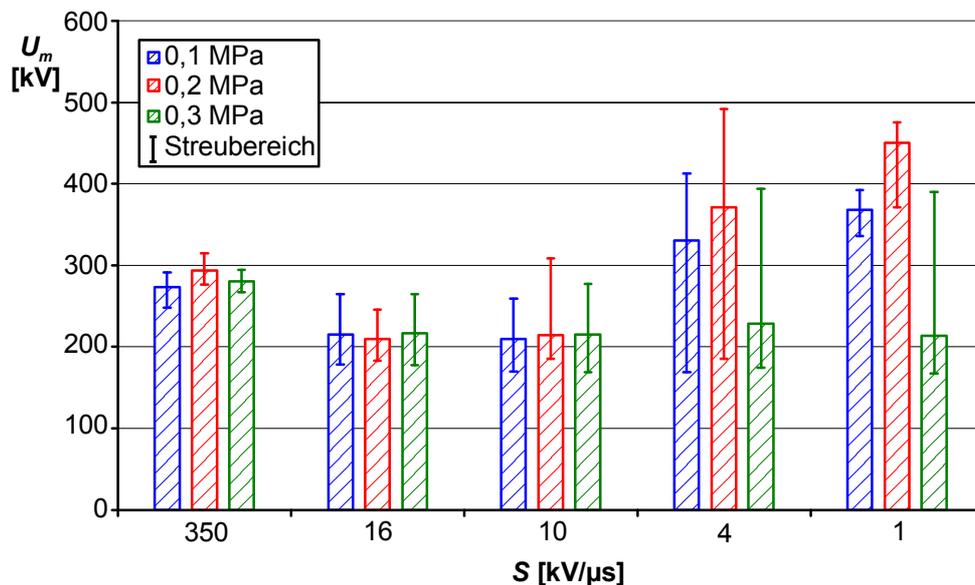
$$U_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i \quad (4.3)$$

Da auch hier nicht sichergestellt werden kann, dass die Verteilungsfunktionen der Messwerte einer Gaußschen Normalverteilung folgen, werden in den nachfolgend gezeigten Ergebnissen, wie auch in Abschnitt 4.1, die mittleren Durchschlagspannungen  $U_m$  samt der dazugehörigen Streubereiche  $s$  dargestellt.

### 4.3.1 Einfluss der Spannungssteilheit und des SF<sub>6</sub>-Gasdrucks

Analog zu Abschnitt 4.1.1 wurden die mittleren Durchschlagspannungen  $U_m$  samt der dazugehörigen Streubereiche  $s$ , sowohl für den halbrunden, als auch für den kegelförmigen Spitzenabschluss für Isoliergasdrücke von 0,1 – 0,3 MPa aufgenommen. In Bild 4.9 ist der Verlauf der ermittelten Spannungswerte für die halbrunde, 25 mm lange Wolframspitze dargestellt.

Im Vergleich zu Bild 4.2 zeigt sich ein sehr ähnlicher Verlauf der Durchschlagspannungen. Auffallend ist aber eine Überhöhung der Spannungswerte für die größte verwendete Spannungssteilheit von 350 kV/μs. Die geringfügig höheren Durchschlagspannungen im Vergleich zu einer Spannungssteilheit von 16 kV/μs werden nicht durch Ionendriftvorgänge und damit verbundene Raumladungsstabilisierung verursacht. Vielmehr zeigt sich hier deutlich der Einfluss der beim Aufbau des Entladungskanals ablaufenden, relativ trägen, thermischen Prozesse.



**Bild 4.9:** Mittlere Durchschlagspannungen  $U_m$  und Streubereiche  $s$  der halbrunden Spitze in Abhängigkeit der Spannungssteilheit  $S$  und des Gasdrucks  $p$

Während dieser Aufbauzeit des Entladungskanals steigt die anliegende Spannung im Fall von extremen Spannungssteilheiten bereits weiter an und verursacht so die überhöhten Durchschlagspannungen.

Mit sinkenden Spannungssteilheiten kann sich eine Raumladungszone vor der Prüfspitze aufbauen und damit Koronastabilisierung auftreten. Als Grundvoraussetzung für die Entstehung von Ladungsträgern müssen dafür zunächst im Gasraum die Ionisationsvorgänge gegenüber den Anlagerungsvorgängen überwiegen. Dazu ist nach Abschnitt 2.3.1 das Überschreiten einer minimalen druckbezogenen Feldstärke  $(E/p)_0$  notwendig. Diese Bedingung ist mit weiter ansteigender Spannung in einem wachsenden Volumen  $V$  vor der Spitze erfüllt. Damit sich eine feldschwächende Raumladung ausbilden kann, müssen die entstehenden positiven Ionen das kritische Volumen  $V$  verlassen. Maßgebend für diese Teilchenbewegung ist die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Drift der Ladungsträger im elektrischen Feld entlang der Feldlinien.

**Tabelle 4.1:** Bezogene maximale elektrische Feldstärken an den Prüfspitzen

Spitzenlänge	25 mm	20 mm	15 mm
rund	5,71 cm <sup>-1</sup>	4,84 cm <sup>-1</sup>	3,88 cm <sup>-1</sup>
keglig 100 μm	16,97 cm <sup>-1</sup>	14,32 cm <sup>-1</sup>	11,45 cm <sup>-1</sup>
keglig 50 μm	23,82 cm <sup>-1</sup>	20,11 cm <sup>-1</sup>	16,07 cm <sup>-1</sup>

Ist die Ausdehnungsgeschwindigkeit des kritischen Volumens  $v_{krit}$  klein gegenüber der Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen, kommt es zur Ausbildung einer Raumladungszone vor der Spitze und Koronastabilisierung kann auftreten. Die Ausdehnungsgeschwindigkeit des kritischen Volumens  $v_{krit}$  ist bei stark inhomogenen Anordnungen näherungsweise proportional zum Produkt von Feldstärkeanstieg unmittelbar an der Prüfspitze und Spitzenradius der Störstelle. Bei konstantem Radius der Prüfspitze ergibt sich nach Tabelle 4.1 eine Reduktion der maximalen Feldstärke mit abnehmender Spitzenlänge. Nimmt man einen näherungsweise linearen Anstieg der Prüfspannung an, reduziert sich dadurch die Anstiegsgeschwindigkeit der Feldstärke an der Spitze und damit verbunden die Ausdehnungsgeschwindigkeit  $v_{krit}$  des kritischen Volumens  $V$ . Die Ausbildung einer Raumladung wird so mit abnehmender Störstellenlänge begünstigt. Diese Tendenz wurde auch in vorangegangenen Arbeiten bestätigt [Ron-94].

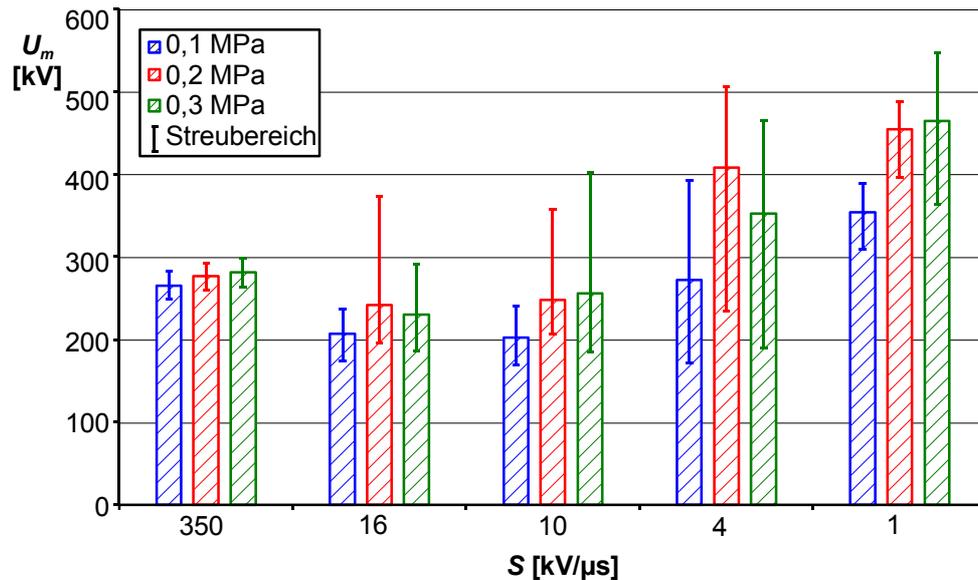
Ähnliche Verhältnisse ergeben sich bei abnehmendem Radius und konstanter Länge der Prüfspitze. In der für  $v_{krit}$  maßgebenden Produktbildung aus Feldstärkeanstieg und Spitzenradius überwiegt der letztgenannte Faktor. Bei abnehmendem Radius der Prüfspitze ergibt sich daher ebenfalls eine Abnahme von  $v_{krit}$ , was wiederum den Aufbau einer Raumladung und damit den Koronastabilisierungseffekt begünstigt.

Mit diesen Betrachtungen kann das Durchschlagverhalten, abhängig von den verwendeten Spannungssteilheiten, in drei Klassen unterteilt werden, bei

1. Im Bereich größerer Spannungssteilheiten von  $350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bis zu  $16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  treten alle Durchschläge **ohne Koronastabilisierung** bei relativ niedrigem Spannungsniveau und gleichzeitig kleinem Streubereich auf. Die ermittelten mittleren Durchschlagspannungen liegen nahezu in der Mitte des jeweiligen Streubandes.
2. Der Beginn des **Übergangsbereiches** bei fallenden Spannungssteilheiten im Bereich von  $10 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bis  $4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  lässt sich sowohl durch ein Anwachsen der Streubereiche, als auch durch die unsymmetrische Verteilung der Streubereiche um die jeweiligen Durchschlagspannungen charakterisieren. In diesem Bereich ist zwar bereits die Driftgeschwindigkeit der positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen größer als die Vorwachs geschwindigkeit des kritischen Volumens, die sich vor der Spitze ausbildende Raumladungszone ist jedoch noch sehr unregelmäßig verteilt bzw. noch nicht dicht genug ausgebildet, um eine gleichmäßige abschirmende Wirkung zu erzielen. Eine ausreichend starke Beeinflussung des elektrischen Feldes unmittelbar vor der Spitze ist so nur fallweise gegeben. Im Übergangsbereich können daher Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung auftreten. In Bild 4.9 wird dies für eine Spannungssteilheit von  $4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bei einem Gasdruck von  $0,2 \text{ MPa}$  besonders deutlich. Bei einem Streubereich von  $307 \text{ kV}$  und einem Mittelwert von  $371 \text{ kV}$  treten hier in etwa gleich viele Durchschläge ohne und mit Koronastabilisierung auf.
3. Bei einer Spannungssteilheit von  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  treten für Gasdrücke von  $0,1 \text{ MPa}$  und  $0,2 \text{ MPa}$  alle Durchschläge unter Einfluss der **Raumladungsstabilisierung** auf. Gekennzeichnet ist dieser Bereich durch hohe mittlere Durchschlagspannungen bis zu  $451 \text{ kV}$  bei gleichzeitig kleinen Streubereichen von maximal  $104 \text{ kV}$ . Hier bildet sich vor der Prüfspitze eine nahezu gleichmäßig verteilte Ionenwolke mit genügend großer Raumladungsdichte aus. Die Störstelle wird durch die Raumladung abgeschirmt und die weitere Entladungsentwicklung dadurch verzögert.

Nicht in diese typische Klassifizierung fallen die Ergebnisse für einen Gasdruck von  $0,3 \text{ MPa}$ . Wie auch schon bei den Versuchen zur Ermittlung der 50 % - Durchschlagspannungen beobachtet wurde, ist hier kein signifikanter Stabilisierungseffekt mehr feststellbar. Lediglich für geringe Spannungssteilheiten von  $4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  und  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  fanden noch einige wenige Durchschläge auf höherem Spannungsniveau statt.

Ein prinzipiell ähnlicher Verlauf der ermittelten Größen zeigt sich für die kegelförmig abgeschlossene Prüfspitze der Länge  $l = 25 \text{ mm}$ .



**Bild 4.10:** Mittlere Durchschlagspannungen  $U_m$  und Streubereiche  $s$  der kegelförmigen Spitze in Abhängigkeit der Spannungssteilheit  $S$  und des Gasdrucks  $p$

Hier treten lediglich für Spannungssteilheiten von 350 kV/μs alle Durchschläge ohne Koronastabilisierung auf.

Auf Grund des geringeren Spitzenradius ergibt sich eine höhere maximale Feldstärke unmittelbar an der Spitze. Die für die Entstehung von Ladungsträgern notwendige bezogene kritische Feldstärke  $(E/p)_0$  wird im Vergleich zur halbrunden Spitze schon bei geringeren Spannungen erreicht. Dadurch kommt es einerseits bereits früher zur Entstehung von Ladungsträgern, andererseits wächst das kritische Volumen durch den stark divergenten Feldverlauf vor der Spitze langsamer vor. Die Ausbildung einer Raumladungszone kann also schon bei größeren Spannungssteilheiten beginnen. Dementsprechend erstreckt sich der Übergangsbereich bei der kegelförmigen Spitze von 16 kV/μs bis zu 4 kV/μs. Ein charakteristisches Ansteigen der Streubereiche ist zuerst für die höheren Gasdrücke von 0,2 MPa und 0,3 MPa feststellbar.

Mit weiter fallender Spannungssteilheit finden schließlich alle Durchschläge auf hohem Spannungsniveau bis zu 547 kV bei gleichzeitig kleinem Streubereich statt.

Raumladungsstabilisierung tritt bei inhomogeneren Anordnungen bereits bei größeren Steilheiten der anliegenden Prüfspannung und verstärkt bei hohen Gasdrücken auf.

Abhängig von der Geometrie der Versuchsanordnung existiert ein kritischer Druck  $p_k$ , ab dem keine Koronastabilisierung mehr auftritt. Dieser kritische Druck  $p_k$  wird mit zunehmendem Inhomogenitätsgrad der Prüfspitze größer.

## 4.4 Spannungs-Druck-Kennlinien

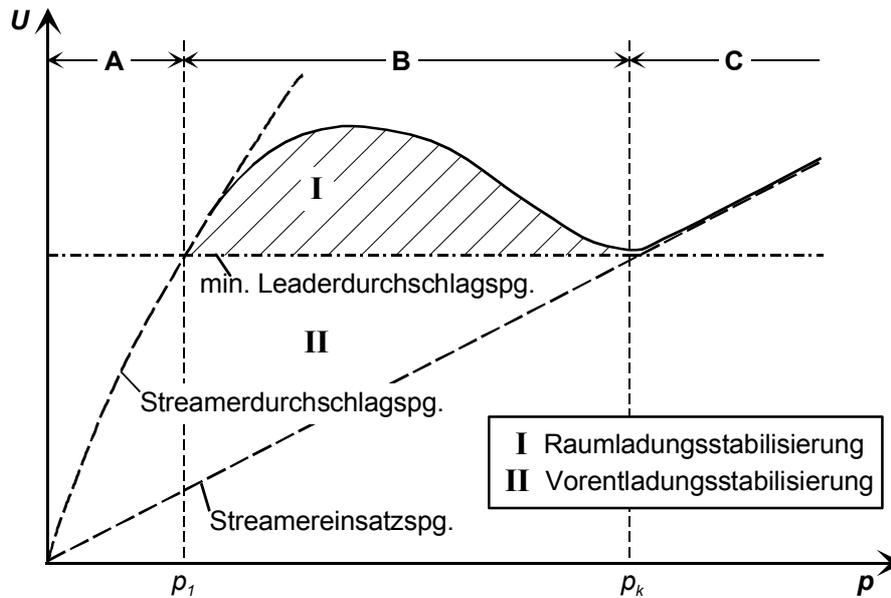
Wie in den vorangegangenen Untersuchungen gezeigt wurde, bestimmt der Gasdruck maßgeblich das Auftreten von Koronastabilisierung. Über die mittlere freie Weglänge beeinflusst er die Driftbewegung von Ladungsträgern und damit die Größe der sich vor der Störstelle ausbildenden Raumladungszone.

Betrachtet man die mittleren Durchschlagspannungen der kegelförmigen Spitzen in Bild 4.10, ist für konstanten Gasdruck eine Zunahme des Stabilisierungseffektes mit fallender Spannungssteilheit feststellbar. Mit steigendem Gasdruck kann Koronastabilisierung bereits bei größeren Spannungssteilheiten auftreten. Im Fall der halbkugelförmigen Spitze (Bild 4.9) hat diese Aussage jedoch nur beschränkte Gültigkeit. Während sich für Gasdrücke von 0,1 MPa und 0,2 MPa die gefundene Tendenz noch bestätigen lässt, treten bei 0,3 MPa, auch bei kleinen Spannungssteilheiten, nur noch wenige Durchschläge auf hohem Spannungsniveau unter Einfluss der Koronastabilisierung auf. Die Wirkung des Stabilisierungseffektes nimmt also, abhängig von der Geometrie der verwendeten Prüfanordnung, mit steigendem Druck wieder ab.

Der Einfluss des Gasdrucks auf das Durchschlagverhalten inhomogener Anordnungen in SF<sub>6</sub> unter Gleich-, Wechsel- und Stoßspannungsbeanspruchung war bereits Gegenstand zahlreicher Untersuchungen [Ani-81], [Far-79]. Die daraus hervorgegangene Modellvorstellung [Pin-81], [Lau-85], [Cha-87] soll nachfolgend dargestellt werden.

Die im Bild 4.11 gezeigte Durchschlagspannungs-Druck-Kennlinie für stark inhomogene Anordnungen weist ein ausgeprägtes Maximum der Durchschlagspannung zwischen dem Druck  $p_l$  und dem kritischen Druck  $p_k$  auf. Unterhalb des Druckes  $p_l$ , im Bereich **A** in Bild 4.11, findet der Durchschlag für sehr kleine Gasdrücke nach dem Streamermechanismus statt. Hier wird die kritische Feldstärke  $(E/p)_{0,p}$  im Gasraum bereits für kleine anliegende Spannungen in einem weiten Gebiet vor der Inhomogenität überschritten, ein reiner Streamerdurchschlag ist damit möglich.

Mit wachsendem Gasdruck kann der Durchschlag, abhängig von der Gasdichte und der Raumladungsverteilung vor der Prüfspitze, nach dem Streamer- oder Leadermechanismus erfolgen. Durch die beim Überschreiten der kritischen Feldstärke vor der Spitze entstehenden Glimmentladungen bildet sich ein weit ausgedehntes Raumladungsgebiet aus, das die elektrische Feldstärke vor der Elektrode und entlang der Rotationsachse der Anordnung reduziert. Ein Leadereinsatz kann somit nicht stattfinden. Bei dieser minimalen Feldstärke kann sich ein Streamer wegen der günstigen Feldbedingungen ausbreiten [Far-79] und so einen Durchschlag direkt einleiten. Die Steilheit der anliegenden Prüfspannung entscheidet unter anderem über die Dichte und Verteilung der sich ausbildenden und den Durchschlagmechanismus beeinflussenden Raumladungszone. Im Fall von rasch ansteigenden Stoßspannungen mit großer Steilheit (Blitzstoßspannung) reicht die Zeit zur Ausbildung einer solchen Raumladung nicht aus und der Durchschlag wird nach dem Leadermechanismus ablaufen.



**Bild 4.11:** Druckabhängiger Verlauf der Durchschlagspannung an einer inhomogenen Anordnung

Mit Beginn des Bereiches **B** in Bild 4.11 kann mit steigendem Gasdruck die gesamte Schlagweite der Anordnung nicht mehr allein durch einen reinen Streamerdurchschlag überbrückt werden. Nach dem Überschreiten der Streamereinsatzspannung muss also zuerst das Leadereinsatzkriterium und schließlich das Leaderausbreitungskriterium für die schrittweise Leaderentwicklung erfüllt werden. Im Falle des in Abschnitt 2.3.4 beschriebenen Precursor-Mechanismus muss die durch die Ladungstrennung im Precursor-Kanal entstandene Raumladung eine druckabhängige kritische Ladung (Gl. ( 2.25 )) überschreiten. Um anschließend eine stufenweises Vorwachsen des Leaderkanals in Richtung zur Gegenelektrode zu ermöglichen, muss das Leader-Ausbreitungskriterium erfüllt sein, um das Gas im Entladungskanal auf die erforderliche Dissoziationstemperatur von ca. 2000 K aufzuheizen [Nie-83]. Dazu muss das Potenzial des Leaderkopfes  $U$  einen kritischen Wert  $U_{cr}$  überschreiten:

$$U \geq U_{cr} = \sqrt{\left(\frac{\rho_0}{p_0}\right) \Delta h_{krit} \frac{\delta}{\frac{dC}{dX_L} \varepsilon}}, \quad (4.4)$$

Dabei ist  $\Delta h_{krit}$  die erforderliche Enthalpie zur Dissoziation von  $\text{SF}_6$ ,  $C$  die Kapazität zur Gegenelektrode und  $X_L$  die Länge des aktuellen Leaderschritts.  $\delta$  und  $\varepsilon$  sind Faktoren, die die in der Ionisationszone vor der Leaderspitze ablaufenden Prozesse beschreiben. Die notwendige Spannung  $U$  zur Auslösung des nächsten Leaderschrittes ist zudem noch von der auf den Gasdruck bezogenen Dichte  $\rho_0/p_0$  abhängig, nicht jedoch vom Gasdruck selbst. Die Leaderdurchschlagspannung  $U_{LD}$  ist dadurch nur geringfügig vom Gasdruck  $p$  abhängig und kann durch eine einfache Beziehung über die Leaderanfangs-

spannung  $U_{L0}$  und den Spannungsfall längs des Leaderkanals, bestehend aus Leaderfeldstärke  $E_L$  und Schlagweite  $s$ , ausgedrückt werden:

$$U_{LD} = U_{L0} + E_L \cdot s. \quad (4.5)$$

Aus der Literatur sind für den hochleitenden Leaderkanal Feldstärken von 1– 2 kV/cm zu entnehmen. Die druckunabhängige minimale Leaderdurchschlagspannung stellt daher die mittlere Durchschlagspannung ohne wirksame Koronastabilisierung dar.

Bildet sich bei langsam ansteigenden Spannungen jedoch vor der Spitzenelektrode eine genügend große und dichte Raumladungszone aus, wird das elektrische Feld unmittelbar vor der Elektrode reduziert und das Leadereinsatzkriterium kann zunächst nicht erfüllt werden. Steigt die anliegende Spannung jedoch weiter an, erfolgt der Leaderdurchschlag, abhängig von den gegebenen Feldverhältnissen, überwiegend um die raumladungsbehaftete Zone herum.

Mit dieser Betrachtung müsste die Wirkung der Raumladungsstabilisierung jedoch mit zunehmendem Gasdruck weiter ansteigen. Für die gleichmäßige Verteilung der Ladungsträger vor der Prüfspitze sind neben den Stoßionisationsprozessen auch sogenannte Sekundärionisationsprozesse verantwortlich. In einer Streamerkorona ist dies hauptsächlich der Photoionisationsprozess. Nach Abschnitt 2.2.1 kann ein Gasmolekül durch schnell aufeinander folgende Anregungen durch Photonen mit ausreichend großer Energie ionisiert werden. Dafür ist eine genügend große Photonendichte notwendig. Diese geht im Gas jedoch mit wachsendem Gasdruck schnell zurück, die Sekundärionisationsvorgänge nehmen ab, die Dichte der Raumladungszone verringert sich dadurch und der Stabilisierungseffekt klingt ab.

Im Bereich **B** in Bild 4.11 überschreitet die Leaderdurchschlagspannung wegen der im Feldraum stattfindenden Ionendriftvorgänge generell die Streamereinsatzspannung. Dieses Verhalten wird, wie auch schon in der Einleitung erwähnt wurde, in der englischsprachigen Literatur generell Koronastabilisierung genannt. Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch mit dem Begriff Korona- oder auch Raumladungsstabilisierung der Bereich II in Bild 4.11 bezeichnet. Hier überschreitet die Durchschlagspannung, bedingt durch den stabilisierenden Einfluss der sich vor der Spitze aufbauenden Raumladungszone, die theoretische, minimale Leaderdurchschlagspannung. Um Missverständnissen bei der Begriffsdefinition vorzubeugen, wäre es besser, nach einer Idee von Lautenschläger [Lau-85], die Bereiche I und II als Gebiet der Vorentladungsstabilisierung zu bezeichnen, da hier generell einem Durchschlag Vorentladungen (Streamer) vorangehen.

Überschreitet der Gasdruck den kritischen Druck  $p_k$  beginnt Bereich **C** in Bild 4.11. Hier gehen dem Durchschlag nach Überschreiten der Streamereinsatzspannung keine Vorentladungen mehr voraus. Das Ladungskriterium Gl. ( 2.25 ) ist sofort mit dem Streamereinsatz erfüllt und ein Durchschlag nach dem Leadermechanismus wird sofort eingeleitet.

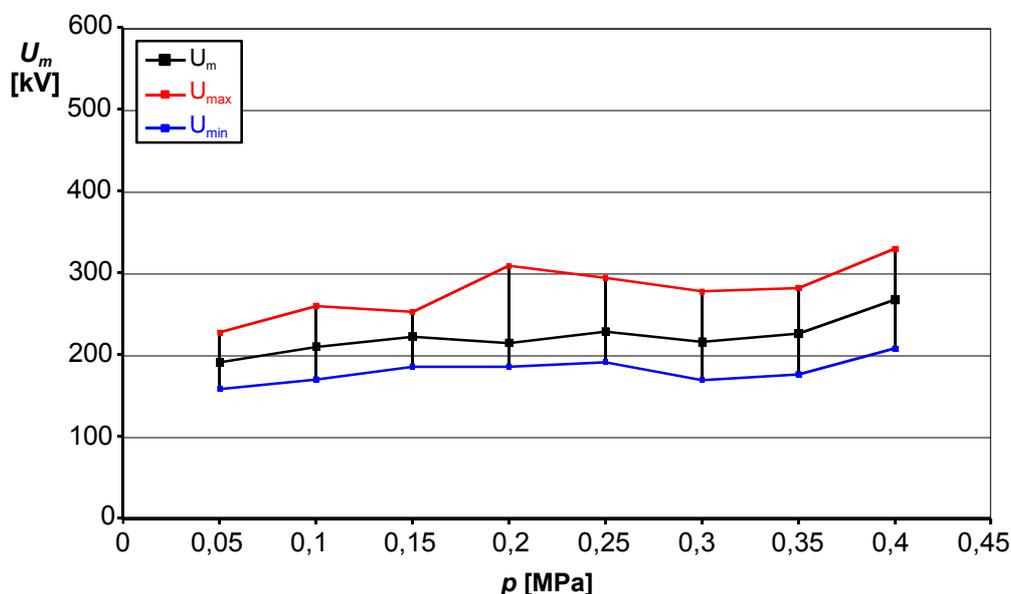
Der kritische Druck  $p_k$  kann aus dem Schnittpunkt der Streamereinsatzspannung und der Leaderdurchschlagspannung in Bild 4.11 berechnet werden. Während die Leaderdurchschlagspannung mit ausreichender Genauigkeit durch Gl. ( 4.5 ) nachgebildet

werden kann, gestaltet sich dies bei der Streamereinsatzspannung als entsprechend schwierig. Theoretisch kann der Streamereinsatz durch Näherungsformeln ausreichend genau bestimmt werden. Diese Näherungen sind jedoch nur gültig, falls keine Beeinflussung des Streamereinsatzes durch Raumladungen erfolgt. Zudem wird der statistische Zeitverzug (Abschnitt 2.3.1) hier nicht berücksichtigt. Eine exakte Bestimmung des kritischen Druckes  $p_k$  ist daher mit dieser einfachen Betrachtung nicht möglich.

#### 4.4.1 Einfluss der Spannungsform

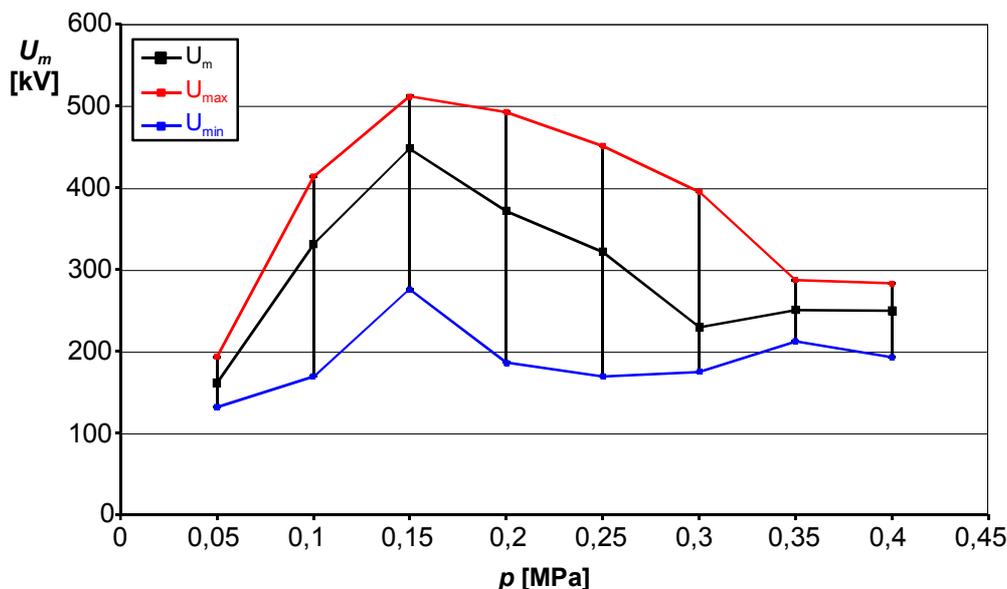
Zur Bestätigung dieser theoretischen Überlegungen wurden Spannungs-Druck-Kennlinien für die halbkugelförmige und für die kegelförmige Spitze mit 25 mm Länge im Druckbereich von 0,05 MPa bis 0,4 MPa für unterschiedliche Spannungsteilheiten (Bild 4.12 - Bild 4.17) aufgenommen.

Nach Abschnitt 4.3.1 beginnt der Übergangsbereich zur Raumladungsstabilisierung für die halbkugelförmige Spitze bei einer Spannungsteilheit von  $10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ . In der Spannungs-Druck-Kennlinie Bild 4.12 ist zusätzlich zur mittleren Durchschlagspannung  $U_m$  noch der Streubereich mit angegeben. Für die Gasdrücke von 0,2 MPa und 0,25 MPa ist hier bereits ein Ansteigen der maximalen Durchschlagspannungen  $U_{max}$  zu beobachten, während  $U_{min}$  auf nahezu einheitlichem Niveau bleibt. Nach den Ausführungen des vorherigen Abschnitts ist  $U_{min}$  die minimale Leaderdurchschlagspannung der Anordnung. Ab einem Gasdruck von 0,3 MPa steigt die Durchschlagspannung leicht an, dies deutet den Übergang von Bereich **B** in Bereich **C** in Bild 4.11 an.

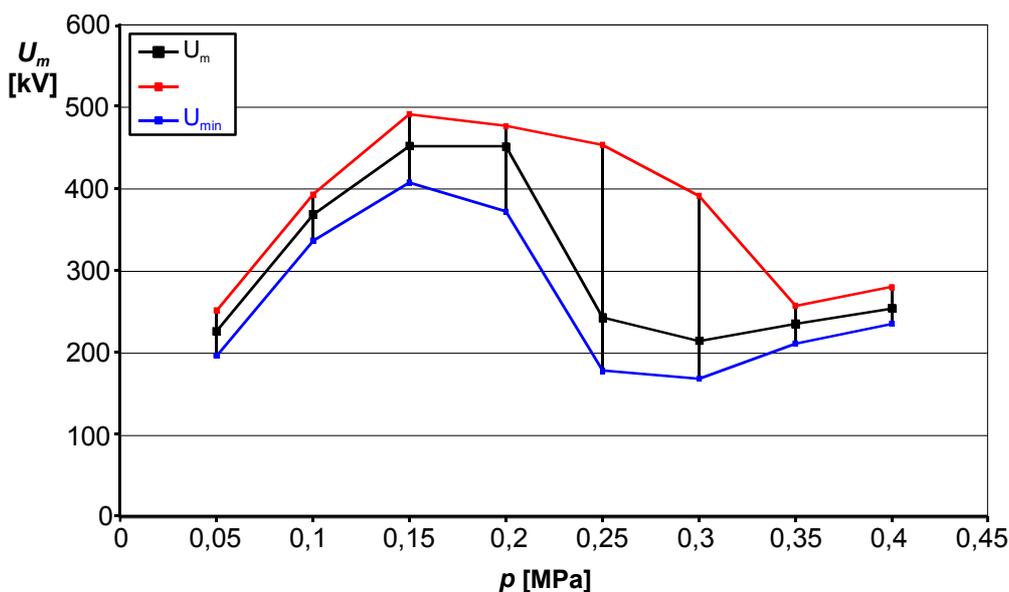


**Bild 4.12:** Spannungs-Druck-Kennlinie der halbkugelförmigen Spitze für eine Spannungsteilheit von  $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$

Für weiter fallende Spannungssteilheiten bildet sich im Bereich von 0,1 MPa bis 0,25 MPa ein signifikantes Maximum der Durchschlagspannung aus. Während bei Steilheiten von  $4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  in Bild 4.13 noch Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung auftreten können, finden bei  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (Bild 4.14) in diesem Druckbereich bereits alle Durchschläge auf hohem Spannungsniveau statt, der Streubereich geht auf kleine Werte von maximal 100 kV zurück. Ursache dafür ist die bei kleineren Spannungssteilheiten sehr viel dichter und gleichmäßiger aufgebaute Raumladungszone vor der Spitze.



**Bild 4.13:** Spannungs-Druck-Kennlinien der halbkugelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von  $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$

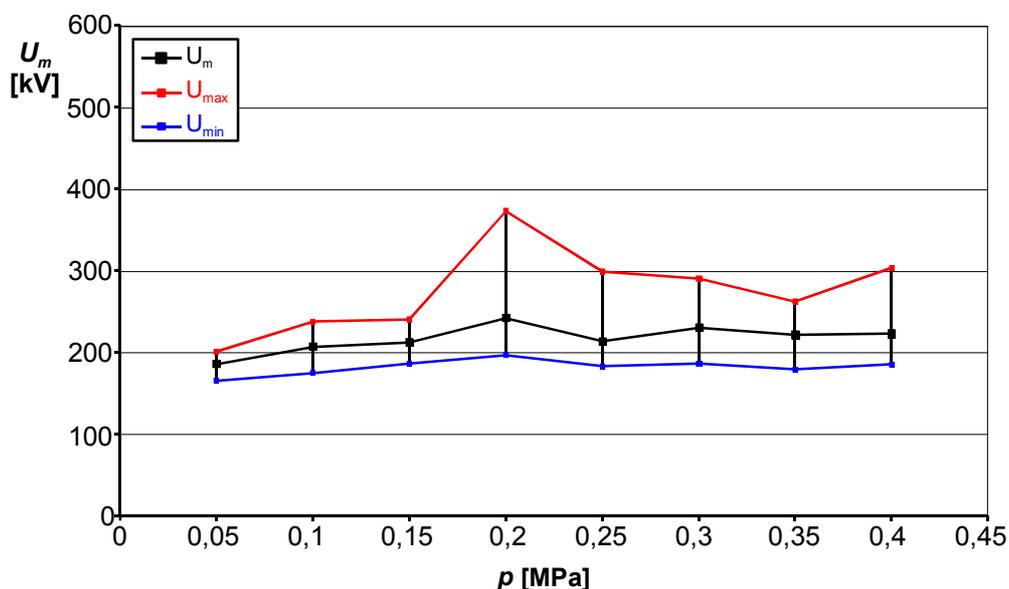


**Bild 4.14:** Spannungs-Druck-Kennlinien der halbkugelförmigen Spitze für eine Spannungssteilheit von  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$

Der feldschwächende und damit direkt die Leaderdurchschlagspannung bestimmende Einfluss der Raumladungszone ist somit bei jedem Versuch vorhanden. Bei größeren Drücken nimmt die Dichte der Raumladungszone durch den Rückgang der Sekundärisationsprozesse wieder ab und die Wahrscheinlichkeit für Koronastabilisierung sinkt dementsprechend ab. In Bild 4.13 und Bild 4.14 ist dies durch ein starkes Anwachsen des Streubereiches und einen Rückgang der mittleren Durchschlagspannung zu erkennen. Bis zum Erreichen des kritischen Druckes treten im Bereich **B** kleinste Durchschlagspannungen in der Größenordnung der minimalen Leaderdurchschlagspannung auf.

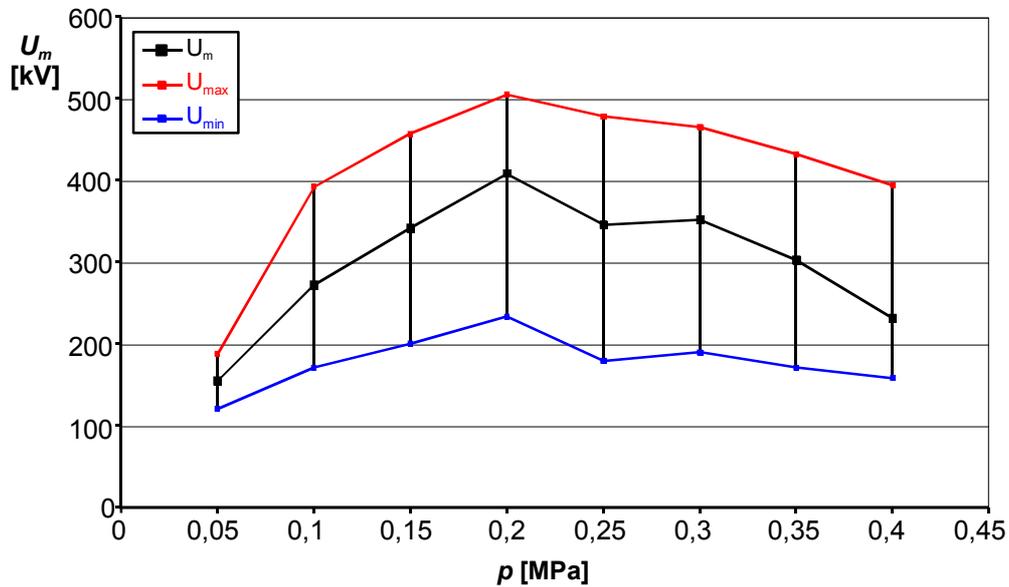
Die mittlere Durchschlagspannung erreicht bei einem Gasdruck von 0,3 MPa bei beiden Spannungsteilheiten von 4 kV/ $\mu$ s und 1 kV/ $\mu$ s mit 229 kV bzw. 214 kV ihr lokales Minimum. Der kritische Druck  $p_k$  der halbkugelförmigen Spitze ist daher mit 0,3 MPa anzusetzen.

Bei der kegelförmigen Spitze beginnt nach Abschnitt 4.3.1 nur bei 0,2 MPa der Übergangsbereich zur Raumladungsstabilisierung bereits bei einer Spannungsteilheit von 16 kV/ $\mu$ s. In der entsprechenden Spannungs-Druck-Kennlinie in Bild 4.15 ist auch hier ein signifikanter Anstieg der maximalen Durchschlagspannung  $U_{max}$  und des entsprechenden Streubereiches für einen Gasdruck von 0,2 MPa zu sehen. Diese Überhöhung ist mit fallender Tendenz noch bis zu einem Gasdruck von 0,3 MPa vorhanden, wie es auch aus Bild 4.10 erkennbar ist. Auch hier tritt erwartungsgemäß als kleinste Durchschlagspannung  $U_{min}$  die minimale, nicht von Raumladungsstabilisierung beeinflusste, Leaderdurchschlagspannung auf.

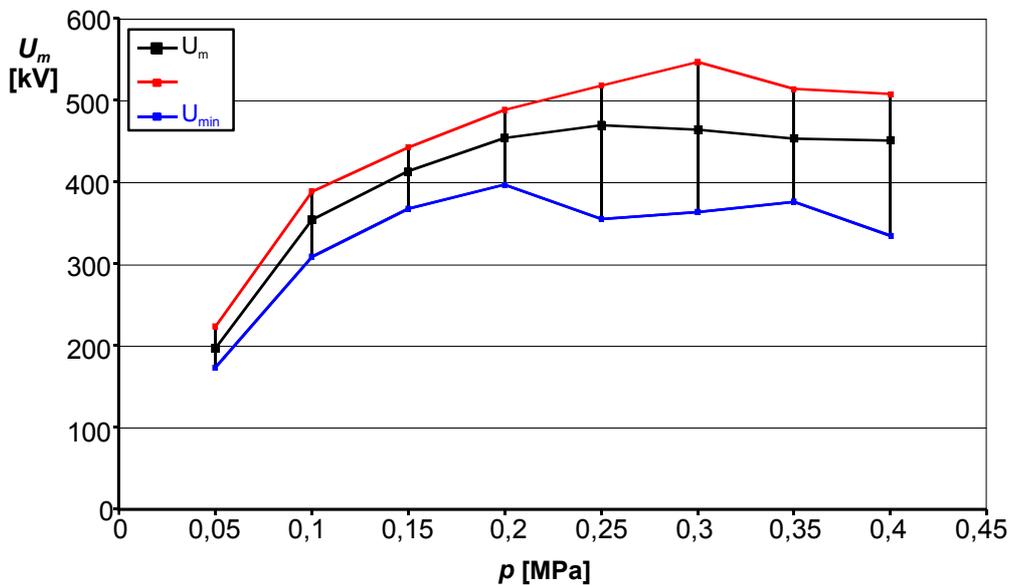


**Bild 4.15:** Spannungs-Druck-Kennlinie der kegelförmigen Spitze für eine Spannungsteilheit von  $S = 16$  kV/ $\mu$ s

Mit weiter sinkenden Spannungsteilheiten bis herab zu  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bildet sich auch hier, wie in Bild 4.16 und Bild 4.17 dargestellt, im Bereich ab  $0,1 \text{ MPa}$  ein Maximum der Durchschlagsspannung aus.



**Bild 4.16:** Spannungs-Druck-Kennlinie der kegelförmigen Spitze für eine Spannungsteilheit von  $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$

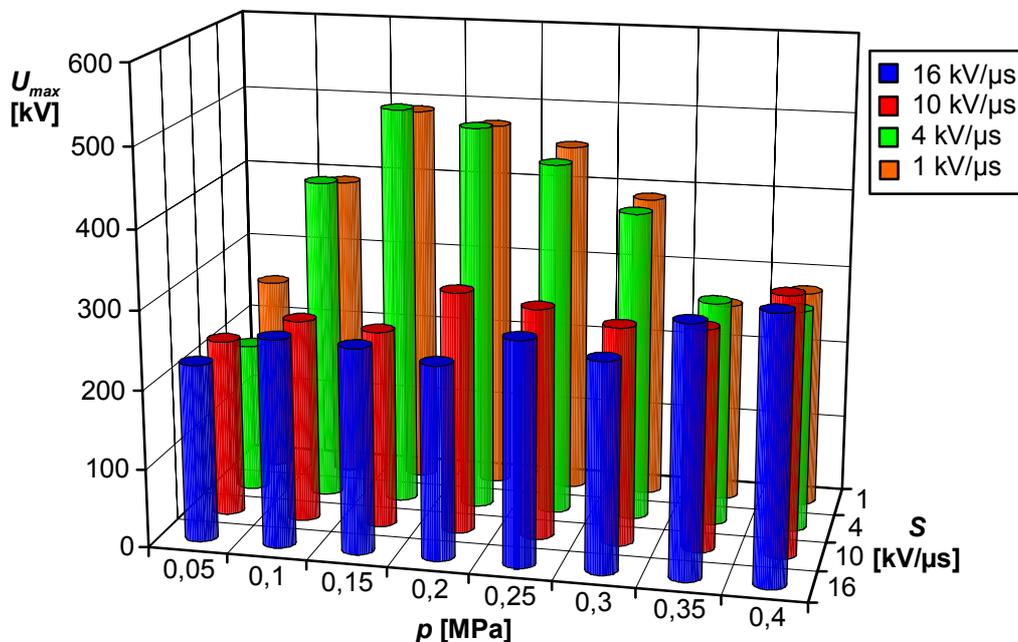


**Bild 4.17:** Spannungs-Druck-Kennlinie der kegelförmigen Spitze für eine Spannungsteilheit von  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$

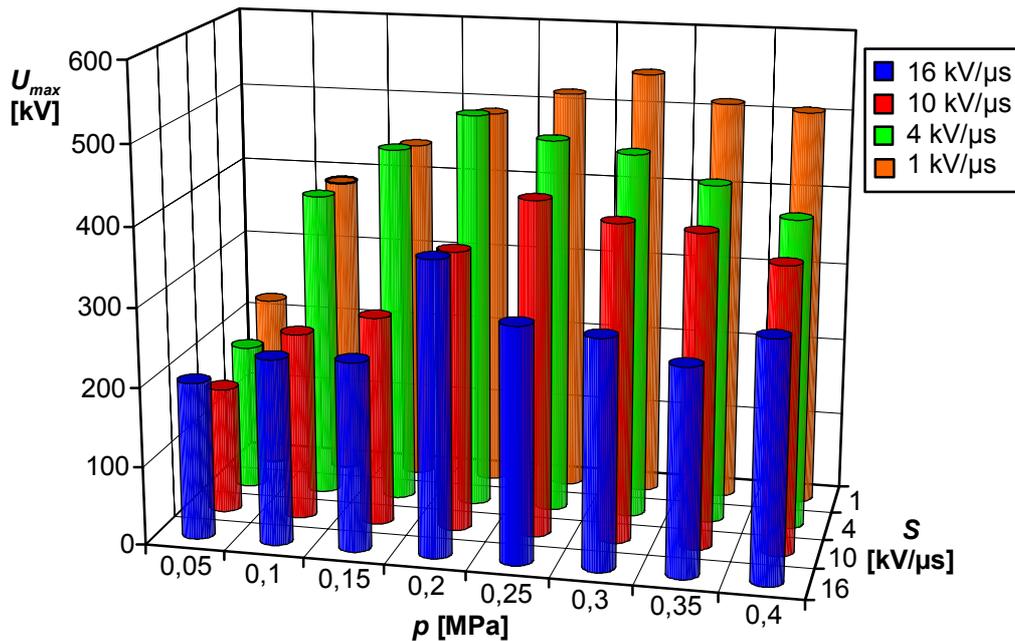
Auch hier können bei einer Spannungssteilheit von  $4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  in Bild 4.16 noch Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung, erkennbar an den großen Streubereichen, auftreten. Sinkt die Spannungssteilheit auf  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (Bild 4.17), finden bei der kegelförmigen Spitze jedoch alle Durchschläge auf hohem Spannungsniveau bei gleichzeitig kleinem Streubereich statt.

Ein deutlicher Rückgang der mittleren Durchschlagspannung mit weiter ansteigendem Gasdruck ist hier nicht mehr zu erkennen, dementsprechend liegt der kritische Druck  $p_k$  für die kegelförmige Spitze bei einem Gasdruck über  $0,4 \text{ MPa}$  und kann daher mit dem verwendeten Versuchsaufbau nicht mehr ermittelt werden.

Trägt man zusammenfassend die maximalen Durchschlagspannungen der halbkugelförmigen und der kegelförmigen Elektrodenanordnung über dem Gasdruck  $p$  und der Steilheit  $S$  der rampenförmigen Spannungsbeanspruchung an, lässt sich die in Abschnitt 4.4 beschriebene Entwicklung der druckabhängigen Durchschlagspannungen (Bild 4.11) besonders gut erkennen. Vor allem im Fall der halbkugelförmigen Spitze wird in Bild 4.18 der Übergang vom Bereich der Vorentladungsstabilisierung mit den damit verbundenen nahezu druckunabhängigen Durchschlagspannungen in den raumladungsstabilisierten Bereich mit deutlichen Erhöhungen der maximalen Durchschlagspannungen deutlich. Bei der kegelförmigen Spitze ist in Bild 4.19 eine analoge Tendenz zu erkennen, allerdings ist hier bereits bei einer Spannungssteilheit von  $16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  mit dem ersten Auftreten von Raumladungs- oder Koronastabilisierung zu rechnen, so dass sich der Übergang vom vorentladungs- in den raumladungsstabilisierten Bereich mit zunehmendem Krümmungsradius der Störstelle erwartungsgemäß hin zu größeren Spannungssteilheiten verschiebt.



**Bild 4.18:** Druck- und steilheitsabhängiger Verlauf der maximalen Durchschlagspannung der halbkugelförmigen Spitze



**Bild 4.19:** Druck- und steilheitsabhängiger Verlauf der maximalen Durchschlagspannung der kegelförmigen Spitze

#### 4.4.2 Beschreibung des Entladungsablaufes

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Abhängigkeit des Raumladungsstabilisierungseffektes vom Gasdruck ausführlich untersucht und das Zustandekommen der charakteristischen Durchschlagspannung-Druck-Kennlinie für stark inhomogene Anordnungen mit den unterschiedlichen Streamer- und Leaderinsatzkriterien erklärt. Da bei den bisherigen Messungen jedoch nur der zeitliche Verlauf der an der Störstelle anliegenden Spannungen gemessen wurde, konnten über den genauen Ablauf einer Entladung keine detaillierten Aussagen getroffen werden.

Der Aufbau eines Durchschlagkanals in  $\text{SF}_6$  erfolgt in mehreren sequentiell ablaufenden Teilschritten. Nach Überschreiten der kritischen Feldstärke  $(E/p)_{cr}$  an der Spitze setzt zunächst eine Streamerentwicklung ein. Anschließend erfolgt mit dem Streamer-Leader-Übergang die Ausbildung eines neuen Leadersegmentes. Schließlich wird die gesamte Schlagweite durch den schrittweise weiter vorwachsenden Leaderkanal überbrückt.

Durch eine zeitlich hochaufgelöste Erfassung der optischen Aktivitäten, sowohl im UV- als auch im IR-Bereich mit Hilfe zweier Fotomultiplier (PMT), konnten genauere Informationen über den Entladungsablauf, insbesondere über den Streamer- und Leaderinsatz, gewonnen werden.

Wie in vorangegangenen Arbeiten [Hie-91], [Buc-95], unter anderem durch zusätzlichen Einsatz einer Streak-Kamera, gezeigt wurde, besteht ein Entladungsvorgang aus Leuchterscheinungen unterschiedlicher Intensität und unterschiedlicher räumlicher Ausdehnung. Die Leuchterscheinungen führen zu unterschiedlichen Signalen an den beiden Fotomultipliern.

Der UV-empfindliche Fotomultiplier registriert nach Abschnitt 3.2.2 dabei Aktivitäten im Streamerbereich, der durch Anregungs- und Ionisationsvorgänge gekennzeichnet ist. Diese im Gasraum ablaufenden Prozesse haben auch Photonenemissionen im sichtbaren Wellenlängenbereich zur Folge. So kann das gemessene UV-Signal als Helligkeitsprofil des kompletten Entladungsvorganges gewertet werden.

Nach erfolgtem Streamer-Leader-Übergang treten beim Aufbau eines Leaderkanals Temperaturen bis ca. 2500 K auf, was eine nahezu vollständige Dissoziation des SF<sub>6</sub> zu atomarem Fluor zur Folge hat. Dies führt zur Emission charakteristischer Linienspektren mit Wellenlängen um 690 nm. Der IR-empfindliche Fotomultiplier mit aufgesetztem Interferenzfilter und Sammeloptik liefert daher ein dem Dissoziationsgrad von SF<sub>6</sub> und damit der Temperatur des Entladungskanals proportionales Ausgangssignal.

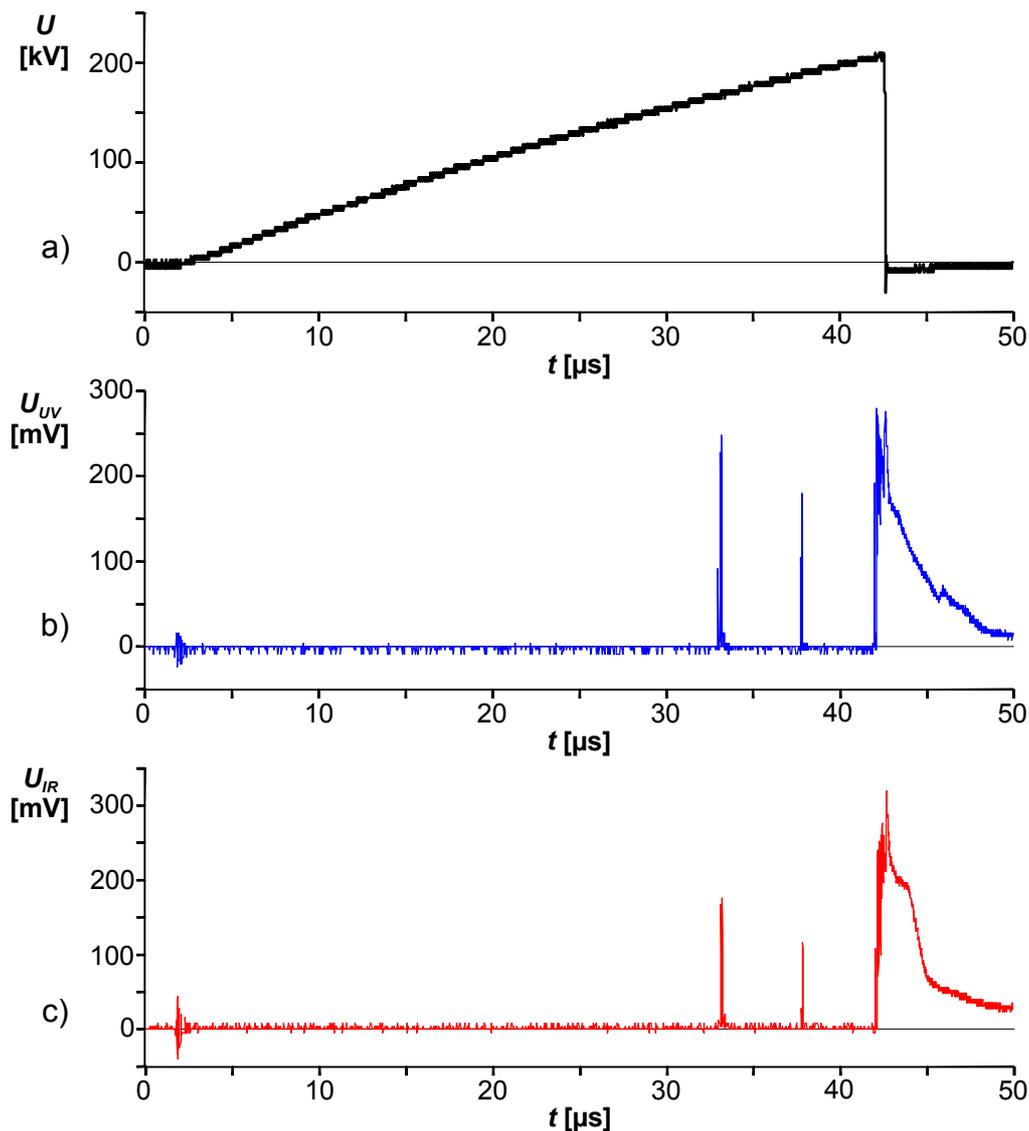
Durch eine Auswertung der beiden Fotomultipliersignale sind sowohl Aussagen über die ablaufenden Ionisationsvorgänge, als auch über die thermischen Vorgänge im entstehenden Entladungskanal möglich. Die Amplitude der gemessenen Signale kann bei beiden Fotomultipliern als ein Maß für die Intensität der ablaufenden Vorgänge verwendet werden.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit zum Nachweis von Koronastabilisierung verwendeten Impulsspannungen mit Anstiegszeiten bis zu einigen hundert Mikrosekunden muss zur Erfassung der Entladungsentwicklung der gesamte Zeitraum vom ersten Spannungsanstieg bis zum Durchschlag der Versuchsanordnung aufgenommen werden.

Durch die Wahl einer entsprechend hohen Abtastrate ist die korrekte Erfassung der impulsförmigen Ausgangssignale der beiden Fotomultiplier sichergestellt. Zur Darstellung dieser großen Datenmengen wird das in Abschnitt 3.3.2 näher beschriebene Verfahren zur Datenreduktion verwendet. Über einen großen Betrachtungsbereich hinweg können damit alle Extremstellen des Signals dargestellt werden. Bei kurzen Pausenzeiten der aufgenommenen Impulse verschmelzen dabei prinzipbedingt Impulsgruppen zu einem einzelnen Peak. Durch Einengen des dargestellten Zeitbereiches kann die Auflösung des dargestellten Signalverlaufes jedoch bis zur ursprünglichen Abtastrate erhöht werden.

Die folgende Präsentation der Messergebnisse erfolgt deshalb in jeweils zwei Bildern. Im ersten Bild ist zur Erfassung des Streamereinsatzes der gesamte Zeitraum vom Zünden des Stoßgenerators bis zum Durchschlag mit reduzierter Zeitauflösung dargestellt. Zur genaueren Analyse des eigentlichen Spannungszusammenbruches wird im zweiten Bild der Zeitraum von wenigen  $\mu\text{s}$  unmittelbar vor dem Durchschlag gezeigt.

Wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wurde, können in einem von den äußeren Bedingungen (konstante Spannungssteilheit, konstanter Gasdruck und konstante Spitzengeometrie) abhängigen Übergangsbereich innerhalb einer Messreihe Durchschläge ohne und mit Einfluss der Raumladungsstabilisierung entweder bei niedrigen oder hohen Durchschlagsspannungen auftreten. In Bild 4.20 ist der Entladungsverlauf für die 25 mm lange kegelförmige Spitze bei Beanspruchung mit rampenförmig ansteigender Stoßspannung mit 4 kV/ $\mu\text{s}$  Spannungssteilheit dargestellt. Der Gasdruck betrug 0,2 MPa. Der Stoßgenerator wurde bei 1,88  $\mu\text{s}$  gezündet, der Durchschlag erfolgte bei 42,7  $\mu\text{s}$  und einer Durchschlagsspannung von 211 kV. Es trat keine Raumladungsstabilisierung auf.



**Bild 4.20:** Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit  $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  Spannungssteilheit ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $l = 25 \text{ mm}$  keglig)

- a) Spannungsverlauf an der Prüfspitze
- b) Signal des UV-empfindlichen Fotomultipliers
- c) Signal des IR-empfindlichen Fotomultipliers

Bei derartig inhomogenen Störstellen ist bei Stoßspannungsbeanspruchung der Streamer-Leader-Übergang nach dem in Abschnitt 2.3.4 beschriebenen Precursor-Mechanismus zu erwarten [Gal-86], [Wie-85a]. Mit ansteigender Spannung wird mit Erreichen der in Tabelle 4.2 gezeigten Einsatzspannungen die kritische Feldstärke  $(E/p)_{0,p}$  vor der Spitze überschritten. Bedingt durch die Eigenschaft von  $\text{SF}_6$ , freie Elektronen sofort anzulagern (Elektronegativität), erfolgt der Entladungseinsatz jedoch verzögert. Erst nach Ablauf der statistischen Streuzzeit steht ein für die Ladungsträgervermehrung wirksames Elektron im kritischen Volumen vor der Spitze zur Verfügung.

**Tabelle 4.2:** Einsatz- und Streamereinsatzspannungen für die 25 mm langen Spitzen

Spitze	Einsatzspannung [kV]			Streamereinsatzspannung [kV]		
	0,1 MPa	0,2 MPa	0,3 MPa	0,1 MPa	0,2 MPa	0,3 MPa
rund	15,5	31	46,5	30,1	50,7	70,2
keglig 100 $\mu\text{m}$	5,2	10,4	15,6	18,2	27,5	35,8
keglig 50 $\mu\text{m}$	3,7	7,4	11,1	15,7	22,8	28,9

Die statistische Streuzeit ist stark feldstärkeabhängig [Kin-86] und kann bei langsam ansteigenden Stoßspannungen bis zu einigen 100 ns betragen [Buc-95]. Einzelne im kritischen Volumen stattfindende Ionisationsvorgänge sind mit den Fotomultipliern nicht nachweisbar. Erst nach Überschreiten der kritischen Elektronenzahl (Abschnitt 2.3.2) kommt es zum Streamereinsatz mit starken Photoionisationsprozessen. Dies ist in Bild 4.20 an einem ersten UV-Peak bei 32,96  $\mu\text{s}$  und einer Spannung von 160 kV zu erkennen. Die Bildung einer Raumladungszone aus positiven Ionen, die aus dem kritischen Volumen in Richtung der negativen Gegenelektrode driften, kann jedoch schon nach der Verfügbarkeit eines Anfangselektrons beginnen. Reduziert man die Steilheit  $S$  der anliegenden Spannung, überwiegt diese Driftbewegung, die positiven Ionen bewegen sich vor das kritische Volumen und der Streamereinsatz wird dadurch zusätzlich zum statistischen Zeitverzug verzögert. In Tabelle 4.2 sind neben den Einsatzspannungen noch die theoretischen, bei Vernachlässigung der statistischen Streuzeit berechneten, Streamereinsatzspannungen angegeben. Im vorliegenden Fall würde sich für die berechnete Streamereinsatzspannung von 27,5 kV bei einer Spannungssteilheit von 4 kV/ $\mu\text{s}$  ein theoretischer Streamereinsatzzeitpunkt von 6,9  $\mu\text{s}$  ergeben. Die Differenz zum tatsächlich festgestellten Streamereinsatz bei 31,08  $\mu\text{s}$  kann nicht alleine durch die statistische Streuzeit verursacht werden. Die sich nach dem Entladungseinsatz ausbildende Raumladungszone beeinflusst also bereits den Zeitpunkt des Streamereinsatzes.

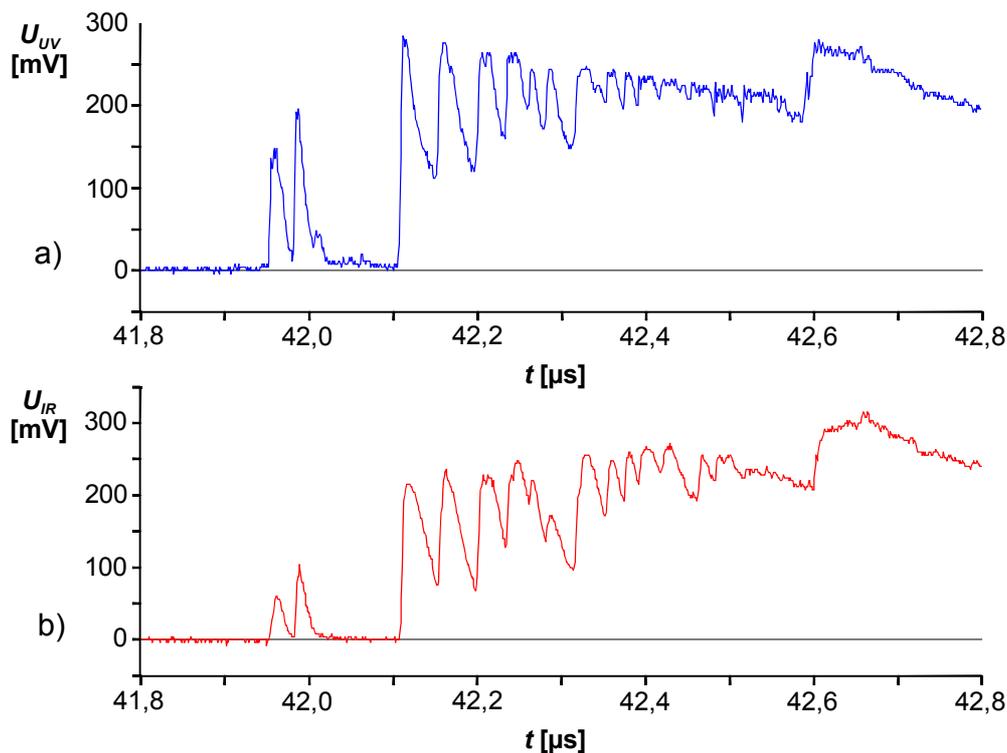
Die sich vor der Elektrode ausbildende Raumladungszone setzt zunächst die Feldstärke vor der Spitze herab, weitere Streameraktivität wird dadurch verhindert. Dieser Vorgang ist typisch für die Einleitung eines Durchschlags bei langsam ansteigenden Stoßspannungen bis hin zur Blitzstoßspannung und lässt sich entsprechend Bild 4.11 als Vorentladungsstabilisierung bezeichnen. Bei genügend großer Auflösung ist im UV-Signal dazu synchron eine Dunkelphase erkennbar. Ist die durch den Streamereinsatz eingebrachte Raumladung genügend groß und räumlich um den Nahbereich der Spitze konzentriert, wird die für den Streamer-Leader-Übergang notwendige kritische Ladung  $Q_{krit}$  (Gl. ( 2.25 )) erreicht und es kommt zum ersten Leaderschritt. Durch das Vorwachsen des heißen und dadurch elektrisch hoch leitfähigen Leaderkanals wird die effektive Schlagweite reduziert und gleichzeitig die Feldstärke an der Leaderspitze erhöht. Die Kapazität des an der Leaderspitze neu entstehenden Streamergebietes zur Gegenelektrode wächst und ermöglicht daher prinzipiell einen stärkeren Energieeintrag in die Streamerkorona. Wegen des kleinen Gradienten der anliegenden Impulsspannung bleibt

der Energieeintrag in den Streamer aber im Mittel konstant [Buc-95]. Somit ergeben sich annähernd gleiche Pausenzeiten zwischen den einzelnen Leaderschritten.

Damit sich der Entladungskanal kontinuierlich weiterentwickelt darf der bereits bestehende Leaderkanal während der Pausenzeit  $\tau_p$  (Gl. ( 2.26 )) zwischen zwei aufeinander folgenden Leaderschritten nicht zu stark auskühlen, da er sonst seine Leitfähigkeit verliert. Zur Berechnung der Abstrahlungs- und Wärmeleitungsverluste  $P_A$  und  $P_L$  wird der bestehende Leaderkanal als zylindrische Röhre modelliert. Die thermischen Gesamtverluste  $P_V$  des Leaders liegen in folgender Größenordnung [Hie-91]:

$$\frac{P_V}{l} = \frac{P_A}{l} + \frac{P_L}{l} = 4,3 \frac{\text{W}}{\text{cm}} \quad (4.6)$$

Im vorliegenden Fall reicht die in den neu entstehenden Streamergebieten umgesetzte Energie nach wenigen Leaderschritten nicht mehr aus um die Temperatur des Leaderkanals auf Dissoziationsniveau zu erhalten. Der Kanal kühlt aus, die Entladungsentwicklung kommt zum Stillstand. Bei  $37,76 \mu\text{s}$  treten erneut zwei einzelne Leaderschritte auf. In den Pausen zwischen den Entladungsaktivitäten sind an beiden Fotomultipliern keinerlei Nutzsignale festzustellen. Erst bei  $41,96 \mu\text{s}$  setzt die Leaderentwicklung wieder ein und führt nach einer kurzen Unterbrechung von ca.  $130 \text{ ns}$  mit mehreren Leaderschritten schließlich zum Durchschlag (Bild 4.21).



**Bild 4.21:** Detail der Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit  $S=4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  Spannungssteilheit ( $p=0,2 \text{ MPa}$ ,  $l=25 \text{ mm}$  keglig)  
a) Signal des UV-empfindlichen Fotomultipliers  
b) Signal des IR-empfindlichen Fotomultipliers

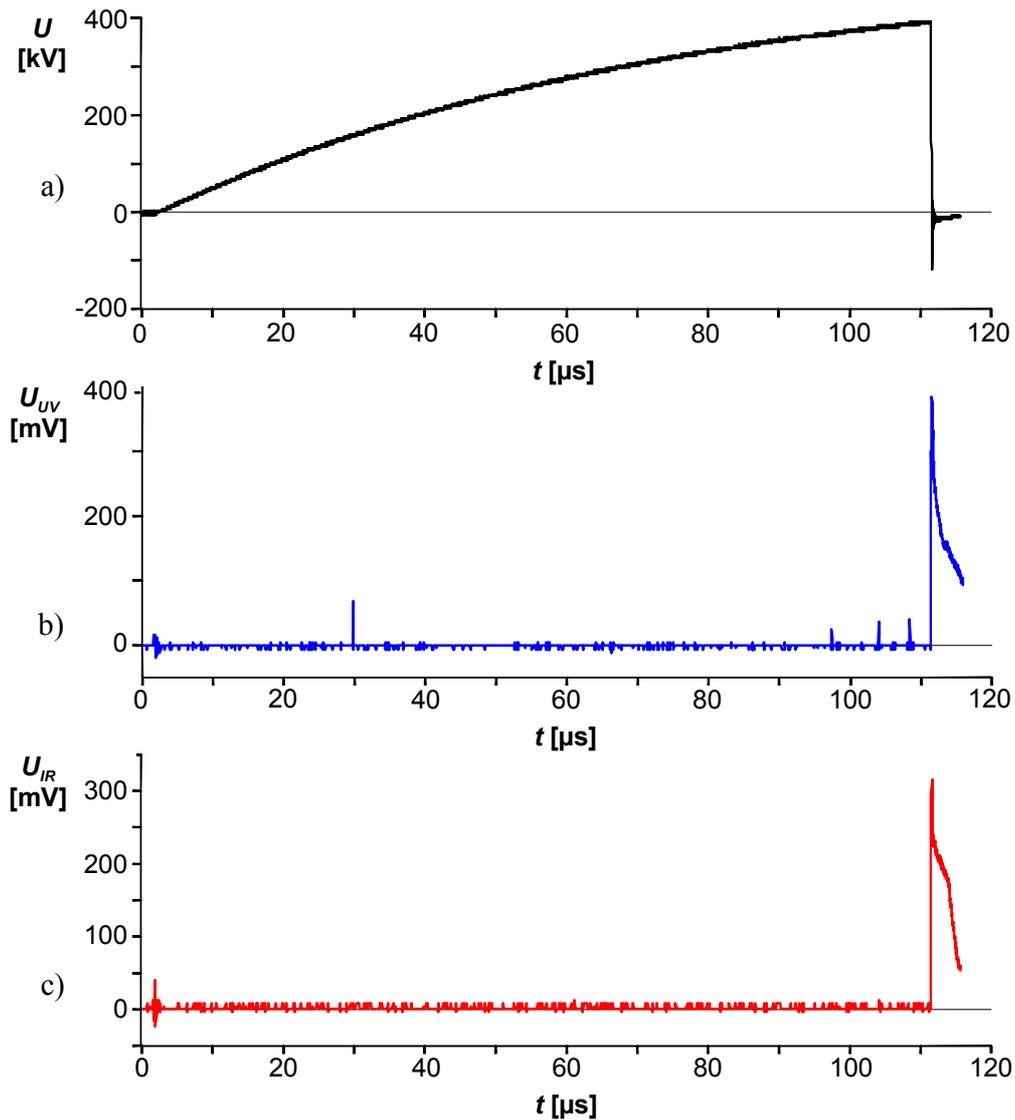
Die optischen Aktivitäten im UV- und IR-Bereich unmittelbar vor dem Spannungszusammenbruch sind detailliert in Bild 4.21 dargestellt. Die zeitliche Abfolge der einzelnen Leaderschritte ist daraus deutlich erkennbar. Wie bereits erwähnt, wird nach einem erfolgtem Leaderschritt und der Ausbildung eines neuen Streamergebietes an der Leaderspitze eine gewisse Pausenzeit  $\tau_p$  bis zum nächsten Leaderschritt verstreichen. Diese Zeit wird für die Ladungstrennung im Streamerbereich und die damit verbundene Einleitung des Precursors benötigt.  $\tau_p$  kann für den vorliegenden Fall durch Einsetzen der unmittelbar vor dem Durchschlag anliegenden Spannung von  $U = 211,3$  kV und des Gasdrucks von  $p = 0,2$  MPa nach Gl. ( 2.26 ) zu  $47,3$  ns berechnet werden. Aus den aufgenommenen Fotomultiplier-Signalen ergibt sich mit Zeitintervallen im Bereich von  $40$  ns bis  $50$  ns eine sehr gute Übereinstimmung mit dem berechneten Wert. Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Spannungsformen bestimmen, im Gegensatz zu den transienten Spannungsformen [Hie-91], [Buc-95], hauptsächlich die Driftvorgänge der Ladungsträger im Feldraum den Entladungsablauf. Der Streamer-Leader-Übergang wird daher durch den Precursor-Mechanismus richtig beschrieben.

Für gleiche äußere Bedingungen wie in Bild 4.20 (Spannungsteilheit  $4$  kV/ $\mu$ s,  $0,2$  MPa Gasdruck) ist in Bild 4.22 ein weiterer Entladungsverlauf für die  $25$  mm lange, kegelförmige Prüfspitze dargestellt.

Die Zündung des Stoßgenerators erfolgte bei  $2,1$   $\mu$ s. Signifikanter Unterschied zum vorherigen Fall ist der erst bei  $111,57$   $\mu$ s und dementsprechend bei einer wesentlich höheren Spannung von  $400,5$  kV stattfindende Spannungszusammenbruch unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung.

Mit steigender Spannung erfolgt der Entladungsablauf bis hin zur Streamerentwicklung zunächst weitgehendst entsprechend der Entladung ohne Koronastabilisierung. Auch der Streamereinsatz weicht mit einer Streamereinsatzspannung von  $151$  kV bei  $29,6$   $\mu$ s nur wenig davon ab.

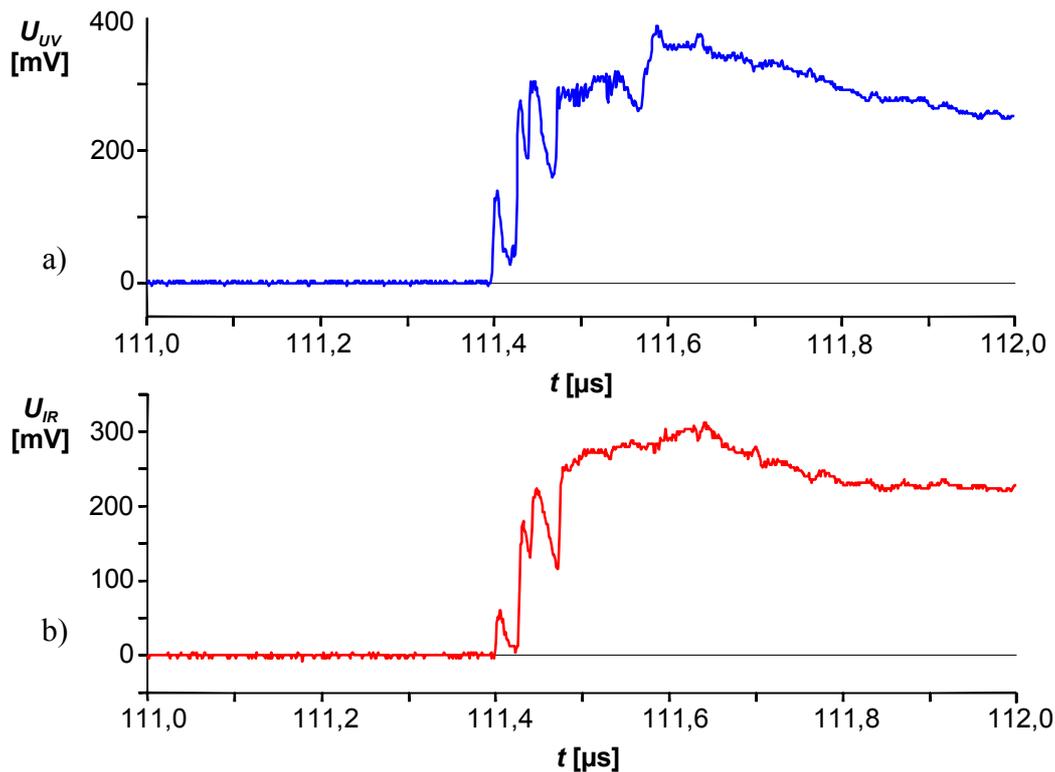
Auch hier wird die Feldstärke vor der Prüfspitze zunächst durch die sich ausbildende Raumladungszone herabgesetzt und weitere Streameraktivität zunächst verhindert. Die eingebrachte Raumladung ist aber noch nicht groß genug bzw. noch nicht dicht genug verteilt um die für den Streamer-Leader-Übergang notwendige Ladung zu erreichen. Da die Dichteverteilung der Raumladung dabei durch zahlreiche Zufallsfaktoren wie z.B. der natürlichen Höhenstrahlung beeinflusst wird, kann im Übergangsbereich ein Durchschlag bei ansonsten gleichen Bedingungen ohne und mit Raumladungsstabilisierung stattfinden. Nach dem Abdriften der positiven Ionen finden weitere Ionisationsvorgänge statt, die wegen der geringen Steilheit der anliegenden Spannung nur wenig an Intensität zunehmen. Diese Ionisationsvorgänge bleiben auf den Nahbereich vor der Spitze beschränkt, während die entstehenden Ionen in Richtung Gegenelektrode abdriften und so eine stabilisierende Raumladungswolke aufbauen können. Bis zur Einleitung des Durchschlags bei  $111,57$   $\mu$ s sind daher keine Leader- bzw. thermischen Aktivitäten zu erkennen. Steigt die Spannung weiter an, kommt es vermehrt zu Streameraktivitäten bis schließlich auch im raumladungsbeeinflussten Feld durch die große anliegende Spannung die kritische Ladung  $Q_{krit}$  für den Streamer-Leader-Übergang erreicht wird und die detailliert in Bild 4.23 gezeigte Leaderentwicklung einsetzt.



**Bild 4.22:** Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit  $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  Spannungssteilheit ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $l = 25 \text{ mm}$  keglig) und Raumladungsstabilisierung

- a) Spannungsverlauf an der Prüfspitze
- b) Signal des UV-empfindlichen Fotomultipliers
- c) Signal des IR-empfindlichen Fotomultipliers

Die nach dem Leader-Ausbreitungskriterium Gl. ( 4.4 ) für einen Leaderschritt erforderliche Spannung ist bereits weit überschritten, dementsprechend wächst der Leaderkanal in wenigen, dafür längeren Stufen auf die Gegenelektrode zu. Bereits der erste Leaderschritt ist groß genug um die feldschwächende Raumladung zu umgehen oder zu durchqueren. Alle folgenden Leaderschritte können so weitgehendst unverzögert und unbeeinflusst von der vor der Spitze aufgebauten Raumladung stattfinden. Die Pausenzeiten zwischen den Leaderschritten stimmen daher mit  $17 \text{ ns} - 29 \text{ ns}$  sehr gut mit dem aus dem Pausenzeitkriterium Gl. ( 2.25 ) berechneten Wert von  $24,9 \text{ ns}$  überein.



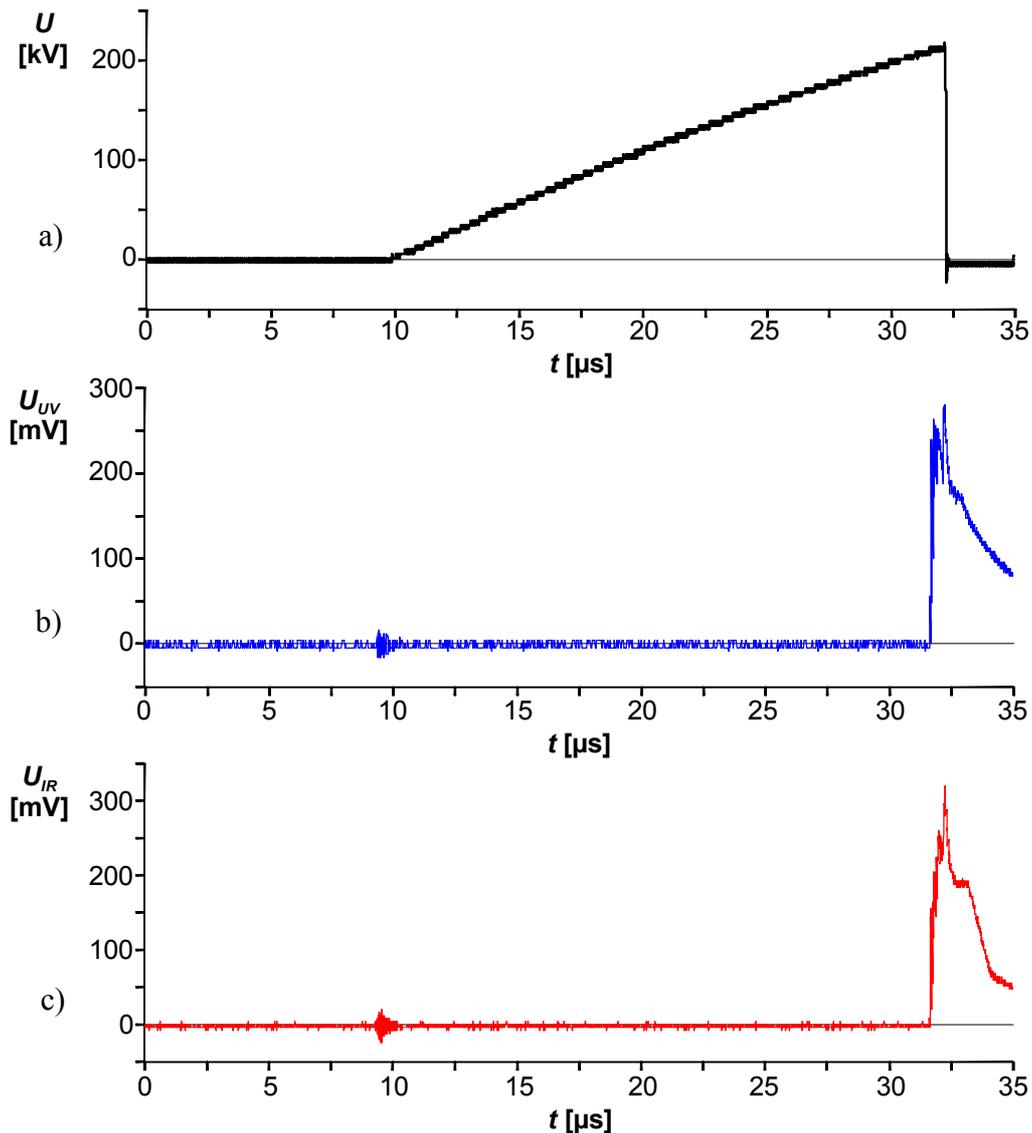
**Bild 4.23:** Detail der Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit  $S = 4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  Spannungssteilheit ( $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $l = 25 \text{ mm}$  keglig) und Raumladungsstabilisierung  
 a) Signal des UV-empfindlichen Fotomultipliers  
 b) Signal des IR-empfindlichen Fotomultipliers

Zur abschließenden Betrachtung des Grenzgebietes der Raumladungsstabilisierung wird in Bild 4.24 der Entladungsverlauf der 25 mm langen halbrunden Prüfspitze bei einem Gasdruck von 0,3 MPa gezeigt.

Nach den Ausführungen in Abschnitt 4.4 ist dies der kritische Druck  $p_k$  für die halbrunde Elektrode und somit die Grenze des Koronastabilisierungsbereiches. Obwohl mit  $10 \text{ kV}/\mu\text{s}$  eine Spannungssteilheit an der unteren Grenze des Übergangsbereiches zur Koronastabilisierung gewählt wurde, ist in Bild 4.24 bereits der in Abschnitt 4.4 prognostizierte Entladungsverlauf zu erkennen:

Nach dem Zünden des Stoßgenerators bei  $9,8 \mu\text{s}$  findet bis zum Durchschlag bei  $32,2 \mu\text{s}$  keinerlei Entladungsaktivität statt. In der Detaildarstellung in Bild 4.25 ist deutlich zu erkennen, dass unmittelbar nach dem Streamereinsatz der Leadereinsatz erfolgt und den Durchschlag einleitet.

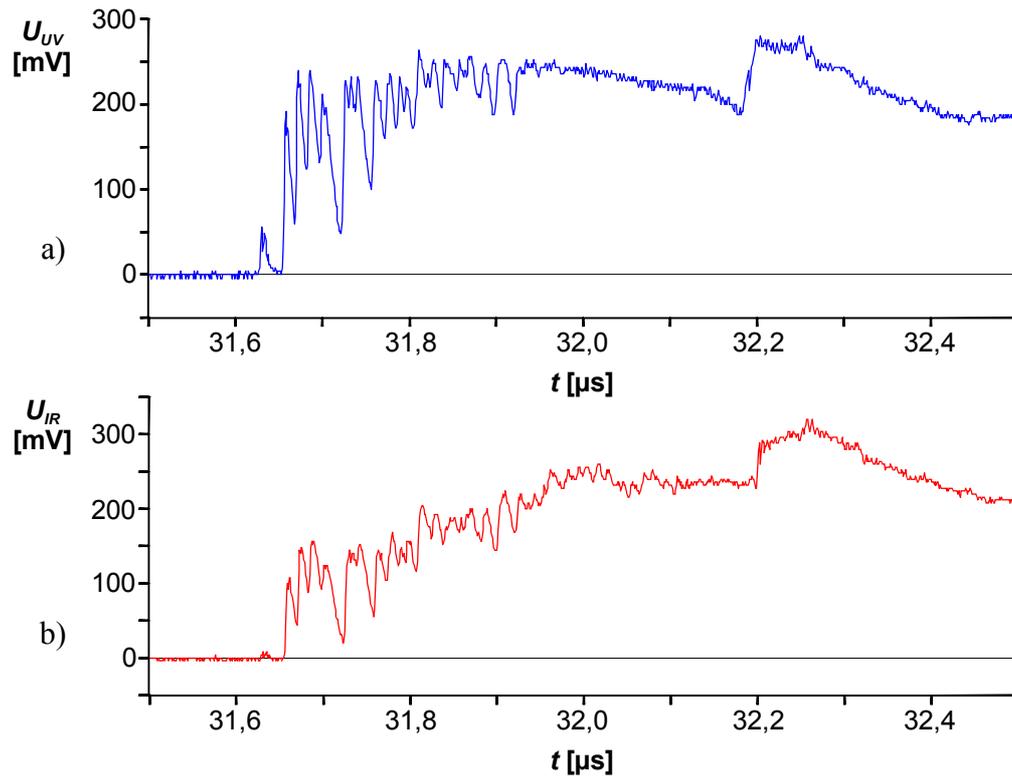
Die optischen Aktivitäten im Entladungskanal werden mit steigendem Gasdruck schwerer auflösbar. Ursache dafür ist die mit zunehmender Gasdichte abnehmende Photonenreichweite, die zudem mit einer Zunahme des Photoabsorptionskoeffizienten von  $\text{SF}_6$  einhergeht [Bin-90].



**Bild 4.24:** Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit  $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$  Spannungssteilheit ( $p = 0,3 \text{ MPa}$ ,  $l = 25 \text{ mm}$  halbrund)

- Spannungsverlauf an der Prüfspitze
- Signal des UV-empfindlichen Fotomultipliers
- Signal des IR-empfindlichen Fotomultipliers

Durch die bei hohen Gasdrücken verringerte Streamerausdehnung ergibt sich ein erhöhter Energieeintrag in das Streamergebiet. Die notwendigen Voraussetzungen für den Streamer-Leader-Übergang werden so früher erreicht, was kürzere Pausenzeiten  $\tau_p$  zur Folge hat. Die Schlagweite wird schließlich durch eine große Zahl kürzerer Leaderschritte überbrückt.



**Bild 4.25:** Detail der Entladungsentwicklung bei rampenförmiger Stoßspannungsbeanspruchung mit  $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$  Spannungsteilheit ( $p = 0,3 \text{ MPa}$ ,  $l = 25 \text{ mm}$  halbrund)

- a) Signal des UV-empfindlichen Fotomultipliers
- b) Signal des IR-empfindlichen Fotomultipliers

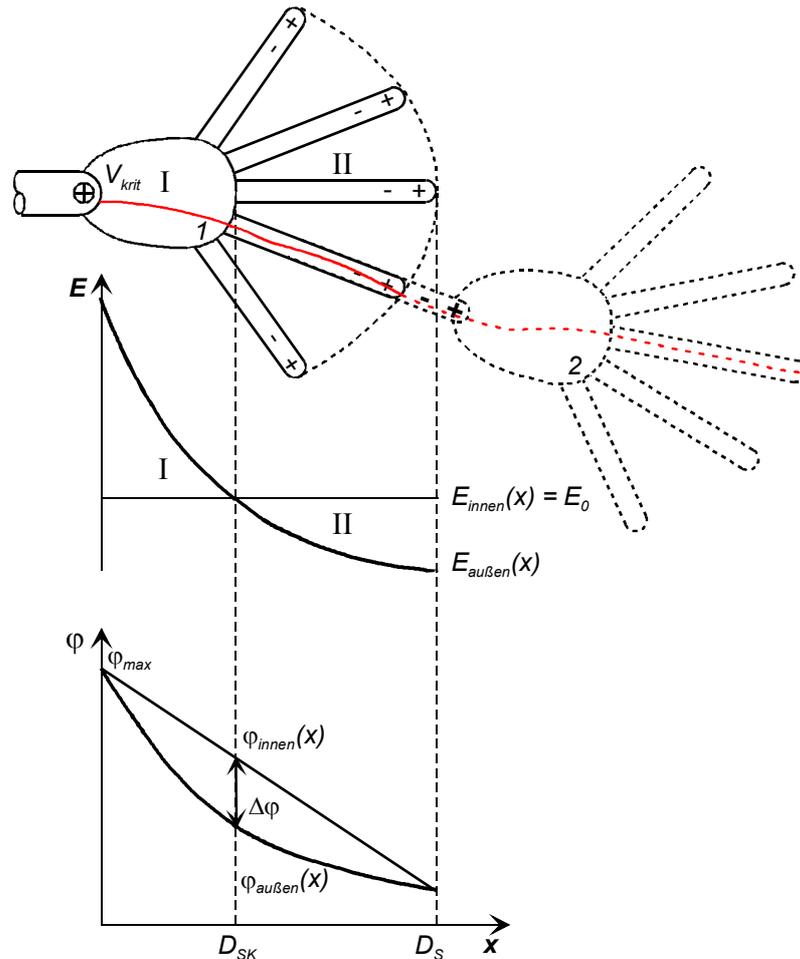
## 5 Austrittswinkelverteilungen

Im vorangegangenen Kapitel wurde durch die Analyse der optischen Aktivitäten während des Entladungsablaufes gezeigt, dass sich die für Koronastabilisierung notwendige Raumladungswolke vor der Spitze schon während der Streamerentwicklung bildet. Die räumliche Verteilung dieser feldschwächenden Raumladung bestimmt maßgeblich den Pfad des Entladungskanals. Zuerst sollen aber die während der Streamerentwicklung ablaufenden Vorgänge an Hand der in Bild 5.1 gezeigten Modellvorstellung erläutert werden.

Mit ansteigender Prüfspannung ist bei den, auch im Rahmen dieser Arbeit verwendeten, stark inhomogenen Anordnungen die kritische Feldstärke  $(E/p)_0 \cdot p = E_0$  zunächst nur in einem kleinen Bereich vor der Störstelle überschritten und damit die Streamerausdehnung auf ein kleines Volumen  $I$  vor der Spitze beschränkt. Steht ein lawinenwirksames Anfangselektron nach Ablauf der statistischen Streuzzeit zur Verfügung, werden innerhalb dieses kritischen Volumens  $V_{krit}$  ständig neue Elektronenlawinen erzeugt, wodurch sich ein vollständig ionisierter Bereich ergibt. Innerhalb dieser Koronakontur wird das elektrische Feld  $E_{innen}$  durch gleichzeitig ablaufende Ionisations- und Anlagerungsvorgänge stabil auf einem konstanten Wert gehalten, es stellt sich ein Gleichgewichtszustand mit  $E_{innen}(x) = E_0$  ein. Ausgehend vom maximalen Potenzial  $\varphi_{max}$  an der Prüfspitze führt der konstante Verlauf der inneren Feldstärke zu einem linear abfallenden Potenzial  $\varphi_{innen}(x)$ .

Der vom Streamer unbeeinflusste äußere Feldverlauf  $E_{au\beta en}(x)$  dagegen ist ortsabhängig und wird, insbesondere bei Verwendung langsam ansteigender Stoßspannungen, durch die während der bisherigen Streameraktivität bereits entstandenen und zur negativen Gegenelektrode abdriftenden positiven  $SF_6$ -Ionen beeinflusst. Der äußere Potenzialverlauf  $\varphi_{au\beta en}(x)$  kann vom Verlauf der äußeren Feldstärke, z.B. durch eine numerische Feldstärkeberechnung, abgeleitet werden.

Durch die unterschiedlichen Verläufe des äußeren und inneren Potenzials  $\varphi_{au\beta en}$  und  $\varphi_{innen}$  ergibt sich an dem der Gegenelektrode zugewandten Randgebiet der Streamerkorona ( $x = D_{SK}$ ) ein Spannungsfall  $\Delta\varphi$ . Sind im Raum vor der Streamerkorona zufällig Anfangselektronen vorhanden, können sich einzelne, in den Isolationsraum gerichtete, Streamer aus der Koronakontur heraus entwickeln. Wie in vorangegangenen Arbeiten mit Schlierenaufnahmen gezeigt wurde [Wie-88], führt dies zu einer fingerförmigen Ausbreitung des ionisierten Volumens. Das Vorwachsen der Streamer wird erst an der Stelle  $x = D_S$ , bei der die Potenzialdifferenz  $\Delta\varphi$  zu null wird, unterbrochen. Die maximale Reichweite eines einzelnen Streamerfingers wird also durch den Verlauf der Feldstärke vor der Elektrode bestimmt.



**Bild 5.1:** Modell der Streamerentwicklung in SF<sub>6</sub>

Bei schnell ansteigenden Stoßspannungen, wie z.B. Blitzstoßspannungen, wird der Feldverlauf vor der Spitze nicht durch Raumladungen beeinflusst. Der stärkste Feldstärkegradient und damit die längsten Streamerfinger sind deshalb entlang der Rotationsachse der Spitzenanordnung zu erwarten.

Bei langsam ansteigenden Stoßspannungen dagegen wird, entsprechend der Ausführungen der vorherigen Abschnitte, die Driftbewegung der positiven SF<sub>6</sub>-Ionen der Vorwachs geschwindigkeit des kritischen Volumens  $V_{krit}$  überwiegen. Somit können sich im Nahbereich vor der Spitze feldschwächende Raumladungszonen ausbilden. Der maximale räumliche Feldstärkegradient wird so, ausgehend von der Elektroden spitze, in Richtung von Gebieten mit geringer Raumladungsdichte gerichtet sein. In diese Richtung wird sich, wie in Bild 5.1 gestrichelt angedeutet, auch der längste Streamerfinger entwickeln.

Der handförmige Streamer ist hochionisiert, insgesamt aber etwa ladungsneutral. Durch das anliegende elektrische Feld werden, auch bei schnell ansteigenden Spannungen, die Ionen in den Streamerspitzen verschoben, so dass es dort zu einer Ladungstrennung und einer entsprechend hohen lokalen Feldanhebung  $\Delta E$  kommt. Längere Streamerspitzen sind Träger einer entsprechend höheren Raumladung, was auch zu einer

stärkeren lokalen Feldanhebung führt. Gemäß Abschnitt 2.3.4 kommt es nun im Inneren der entstandenen Dipole zu einem Ladungsausgleich. Der damit verbundene Stromfluss heizt den Kanal auf und bewirkt dessen Expansion. Ein Streamer-Leader-Übergang nach dem Precursor-Mechanismus wird eingeleitet. Bei den längeren Streamerfingern kommt es wegen der höheren lokalen Feldanhebungen  $\Delta E$  zu größeren Ausgleichsströmen. Solche Streamer sind somit am besten für einen Streamer-Leader-Übergang geeignet.

Nach der thermischen Aufheizung des Precursors bildet sich so der erste Leaderschritt entlang des vormals längsten Streamerfingers aus und ist in Richtung von Bereichen mit geringen Raumladungsdichten oder um die raumladungsbehafteten Bereiche herum gerichtet. Da die exakte räumliche Position dieser längeren Streamerfinger aber in sehr großem Maß von der Dichteverteilung der Raumladung vor der Spitze abhängt, unterliegen die räumlichen Verläufe der Durchschlagkanäle damit, vor allem im Übergangsbereich, einem gewissen Zufallseinfluss.

Damit sich ein Streamer(finger) ausbilden kann, muss in Richtung des größten Feldstärkegradienten zusätzlich ein lawinenwirksames Anfangselektron vorhanden sein. Die Wahrscheinlichkeit dafür kann mit Hilfe des modifizierten Volumen-Zeit-Gesetzes [Kin-86] berechnet werden. Wird eine ausreichend lange Wartezeit zwischen den Spannungsbeaufschlagungen eingehalten, kann der Einfluss der Vorgeschichte des elektrischen Feldes weitgehendst vernachlässigt werden. Da aber die Generations- und Rekombinationsprozesse von der kosmischen und terrestrischen Strahlung abhängig sind, verbleibt die genaue Zusammensetzung der anfänglichen Ionenkonzentration und damit auch die Anfangselektronenverteilung als Zufallseinfluss in den Experimenten [Zel-93] und kann nur durch eine genügend große Zahl von Versuchen ausgemittelt werden. Dadurch ergibt sich eine Streuung der Winkellage der Leaderschritte zu Beginn und im Verlauf der Entladung (z.B. Bild 5.2).

## 5.1 Durchführung und Auswertung der Messungen

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, kann durch Aufnahme und eine anschließende Analyse der Entladungskanäle im Bereich unmittelbar vor der Prüfspitze eine Aussage über die Größe bzw. über die Dichte und räumliche Verteilung der Raumladungswolke getroffen werden.

Dazu wurden die Entladungskanäle mit Hilfe des in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Kamerasystems aus zwei zueinander orthogonalen Achsen aufgenommen. Die Messungen erfolgten parallel zu den Versuchen zur Ermittlung der mittleren Durchschlagspannung  $U_m$ . Pro Versuchsreihe standen somit 55 Bildpaare zur weiteren Auswertung zur Verfügung. Aus diesen wurde jeweils, durch Anlegen einer Tangente an den Entladungskanal, der horizontale Austrittswinkel  $\alpha$  und der vertikale Austrittswinkel  $\beta$  bestimmt. Mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen trigonometrischen Beziehung kann daraus der Betrag des räumlichen Austrittswinkels  $\delta$  zwischen Rotationsachse der Elektrodenanordnung und dem tatsächlichen räumlichen Verlauf des Entladungskanals ermittelt werden. Um eine korrekte Berechnung von  $\delta$  auch bei gemessenen Austritts-

winkeln größer  $90^\circ$  durchführen zu können, musste in der dazugehörigen Berechnungsformel Gl. ( 3.5 ) eine Fallunterscheidung durchgeführt werden:

$$\delta = \begin{cases} \arctan\left(\sqrt{(\tan\alpha)^2 + (\tan\beta)^2}\right), & \text{falls } (|\alpha| \leq 90^\circ \wedge |\beta| \leq 90^\circ) \\ 180^\circ - \arctan\left(\sqrt{(\tan\alpha)^2 + (\tan\beta)^2}\right), & \text{falls } (|\alpha| > 90^\circ \wedge |\beta| > 90^\circ) \end{cases} \quad (5.1)$$

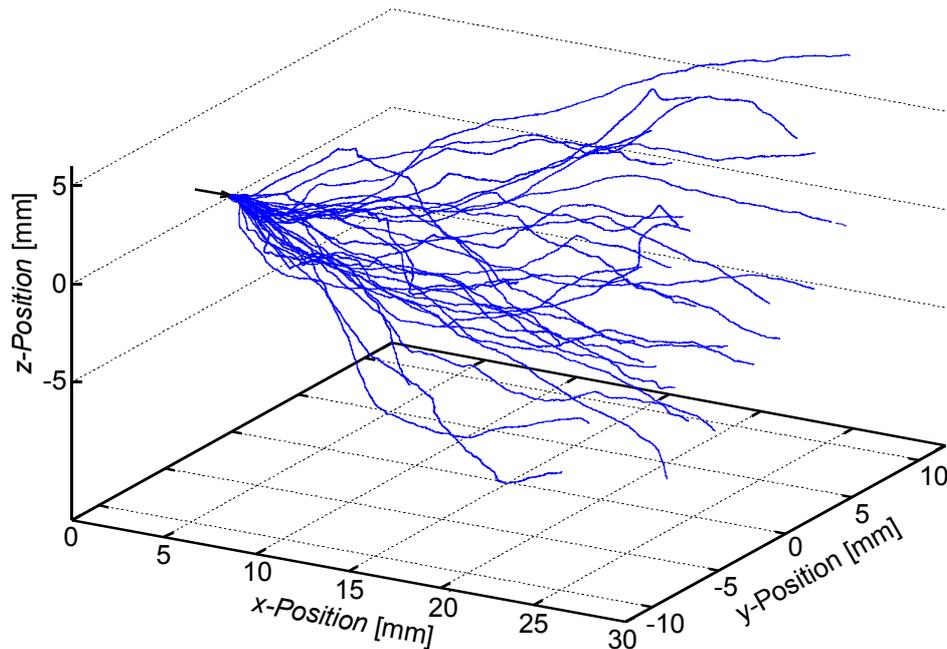
Mit den auf diese Weise ermittelten Werten kann schließlich die Häufigkeitsverteilung der (räumlichen) Austrittswinkel bestimmt werden.

Zusätzlich wurde nach einer Möglichkeit gesucht, den Einfluss der Raumladungszone auf den räumlichen Verlauf der Funkenpfade im Bereich vor der Spitze besser darstellen zu können. Dazu wurde das in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Programm zur räumlichen Darstellung der Durchschlagkanäle verwendet. Die als hochaufgelöstes Graustufen-Bitmap-Bild vorliegenden Kanalverläufe werden dabei in einen Satz von ca. 1200 xyz-Koordinaten gewandelt, die den Verlauf des Entladungskanals beschreiben. Der Startpunkt jedes einzelnen Kanals auf der Spitze wird in den mathematischen Ursprung des aufgespannten Koordinatensystems gelegt. Durch Einschränkungen beim verwendeten Visualisierungssystem können jedoch nur Austrittswinkel bis zu  $90^\circ$  korrekt dargestellt werden. Größere Austrittswinkel werden dadurch im Nahbereich um bzw. vor der Spitze durch Geradenzüge angenähert und somit auf  $90^\circ$  begrenzt. Der restliche Kanalverlauf wird ansonsten exakt wiedergegeben. Da die Austrittswinkel aber bereits bei der Bestimmung der jeweiligen Häufigkeitsverteilung korrekt erfasst wurden, ergibt diese kleine Einschränkung nur einen unbedeutenden Informationsverlust und kann problemlos hingenommen werden.

## 5.2 Diskussion der Ergebnisse

Nach Abschnitt 4.3.1 kann das Durchschlagverhalten der verwendeten Elektrodenanordnungen, abhängig von den Spannungssteilheiten der angelegten Prüfspannungen, in drei Klassen unterteilt werden. Diese Einteilung lässt sich auch für die Verläufe der Entladungskanäle, besonders im Fall der halbrunden Spitze, beibehalten.

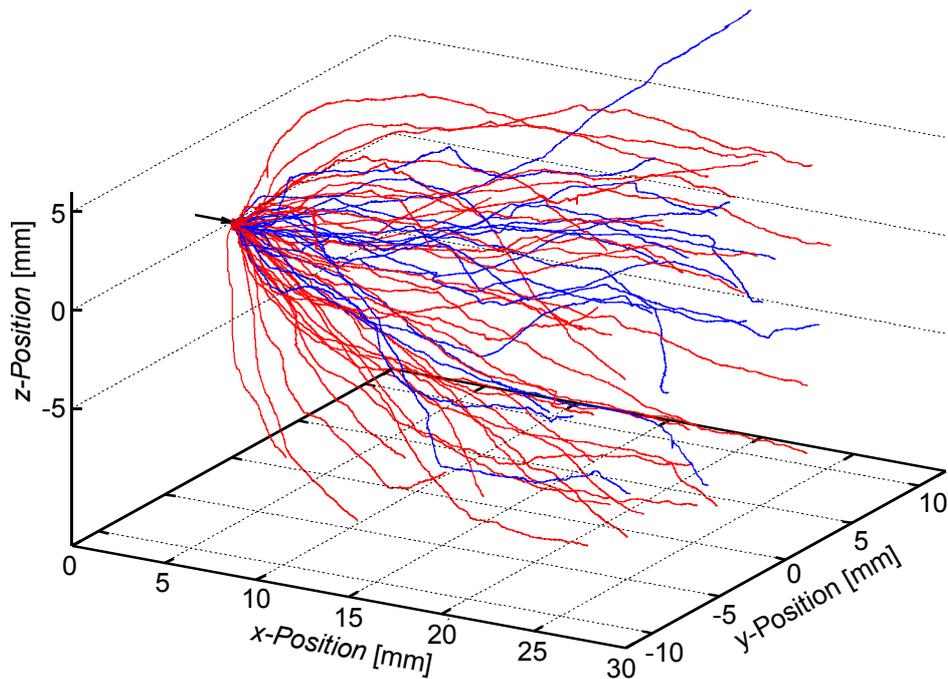
Bei einer Spannungssteilheit von  $350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  tritt nach den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3.1 **keine Koronastabilisierung** auf, eine Beeinflussung des elektrischen Feldes vor der Spitze durch Raumladungen findet somit nicht statt. Nach den Ausführungen des vorherigen Abschnitts wird sich die größte Streamerausdehnung in Richtung des stärksten Feldstärkegefälles, also entlang der Rotationsachse der Elektrodenanordnung, ergeben. Der Streamer-Leader-Übergang wird bevorzugt in diesem Bereich stattfinden; dementsprechend ist ein nahezu geradliniger Verlauf der Entladungskanäle zu erwarten. Bild 5.2 zeigt die räumlichen Funkenpfade der 25 mm langen halbrunden Spitze in überlagerter Darstellung. Zur besseren Übersichtlichkeit sind nur 30 von den aufgenommenen 55 Kanälen dargestellt. Die Position der Prüfspitze wird durch einen Pfeil gekennzeichnet.



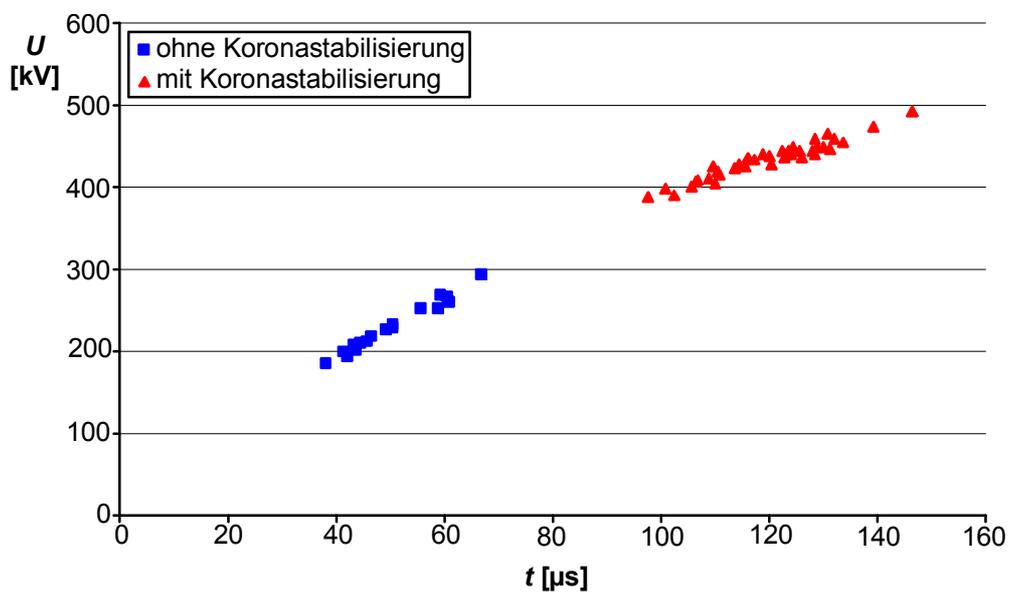
**Bild 5.2:** Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der halbrunden Spitze ( $l = 25$  mm;  $p = 0,2$  MPa;  $S = 350$  kV/ $\mu$ s)

Erwartungsgemäß treten die meisten Kanäle mit kleinen Winkeln von  $20^\circ$  bis  $30^\circ$  nahezu gleichmäßig um die Rotationsachse verteilt aus der halbrunden Prüfspitze aus. Lediglich vereinzelt wurden Austrittswinkel bis zu  $60^\circ$  gemessen. Diese geringen Streuungen der Austrittswinkel werden durch die statistische Anfangselektronenverteilung in den Streamerkanalfingern verursacht. Nahezu identische Ergebnisse wurden auch für Gasdrücke von  $0,1$  MPa und  $0,3$  MPa ermittelt.

Mit Beginn des **Übergangsbereiches** zur Koronastabilisierung überwiegt die Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen bereits der Vorwachs geschwindigkeit des kritischen Volumens. Die positiven  $SF_6$ -Ionen driften vor das kritische Volumen und bilden dort eine noch sehr unregelmäßig verteilte Raumladungswolke aus. Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wurde, können in diesem Bereich Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung auftreten. Besonders deutlich wird dieses Verhalten in der in Bild 5.4 gezeigten Spannungs-Zeit-Kennlinie einer Versuchsreihe: Je nach Dichte und Verteilung der Raumladung finden die Spannungszusammenbrüche entweder auf niedrigem Niveau (blau markiert) ohne Raumladungsstabilisierung oder auf hohem Niveau (rot markiert) unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung statt. Die Lage der Datenpunkte in Bild 5.4 spiegelt dabei näherungsweise den in den Versuchen verwendeten rampenförmigen Spannungsverlauf mit konstanter Steilheit wieder. Um nun gerade im Übergangsbereich den Verlauf der Funkenpfade korrekt zuordnen zu können, wurden die Entladungskanäle entsprechend der Höhe des zugehörigen Spannungszusammenbruches eingefärbt. Bild 5.3 zeigt die entsprechend aufbereiteten räumlichen Verläufe der Entladungskanäle für die halbrunde Spitze.



**Bild 5.3:** Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der halbrunden Spitze ( $l = 25$  mm;  $p = 0,2$  MPa;  $S = 4$  kV/ $\mu$ s)



**Bild 5.4:** Spannungs-Zeit-Kennlinie der 25 mm langen halbrunden Spitze bei rampenförmiger Stoßspannung ( $p = 0,2$  MPa,  $S = 4$  kV/ $\mu$ s)

Die blau markierten Entladungskanäle treten in Winkeln von ca.  $40^\circ$  aus der Prüfspitze aus. Diese gegenüber dem vorherigen Fall geringfügig größeren Austrittswinkel werden bereits durch den Einfluss der entstehenden Raumladungszone verursacht. Die Raumladungsverteilung ist in diesen Fällen allerdings noch nicht dicht genug ausgebildet, daher

finden die zugehörigen Durchschläge weitgehendst unbeeinflusst auf kleinem Spannungsniveau statt. Im Gegensatz dazu treten die rot markierten Kanäle mit deutlich größeren Winkeln bis zu  $90^\circ$  aus der Spitze aus und umwandern die sich ausbildende Raumladungszone, was verzögerte Spannungszusammenbrüche auf dementsprechend höherem Niveau zur Folge hat.

Wird die Spannungssteilheit weiter reduziert, treten bei  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  alle Durchschläge auf hohem Spannungsniveau unter Einfluss der **Koronastabilisierung** auf. Der halbkugelförmige Abschluss der Spitze wird in diesem Fall von einer ausreichend gleichmäßig und dicht verteilten Raumladungswolke nahezu vollständig abgeschirmt.

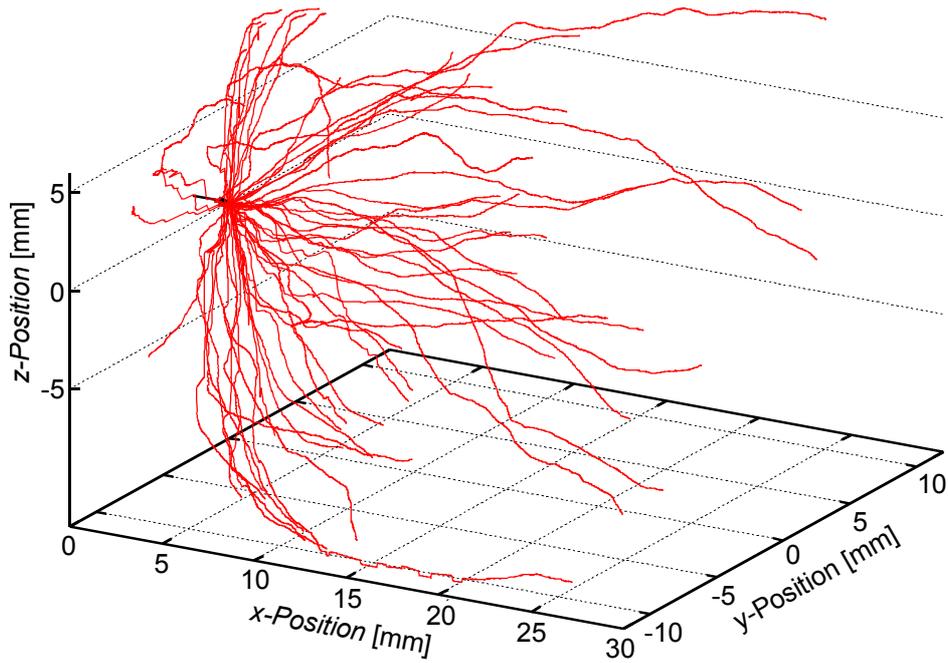
Entsprechend der resultierenden Feldverteilung wird sich die größte Streamerausdehnung am Übergangsbereich vom halbkugelförmigen Abschluss zum Schaft der Spitze ergeben. Auch bei den in Bild 5.5 und Bild 5.6 gezeigten experimentellen Ergebnissen treten daher nahezu alle Entladungskanäle mit Winkeln im Bereich von ca.  $90^\circ$  aus. Es wurden vereinzelt sogar Austrittswinkel bis zu  $120^\circ$  gemessen.

Die Ergebnisse aus den bisher durchgeführten Untersuchungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

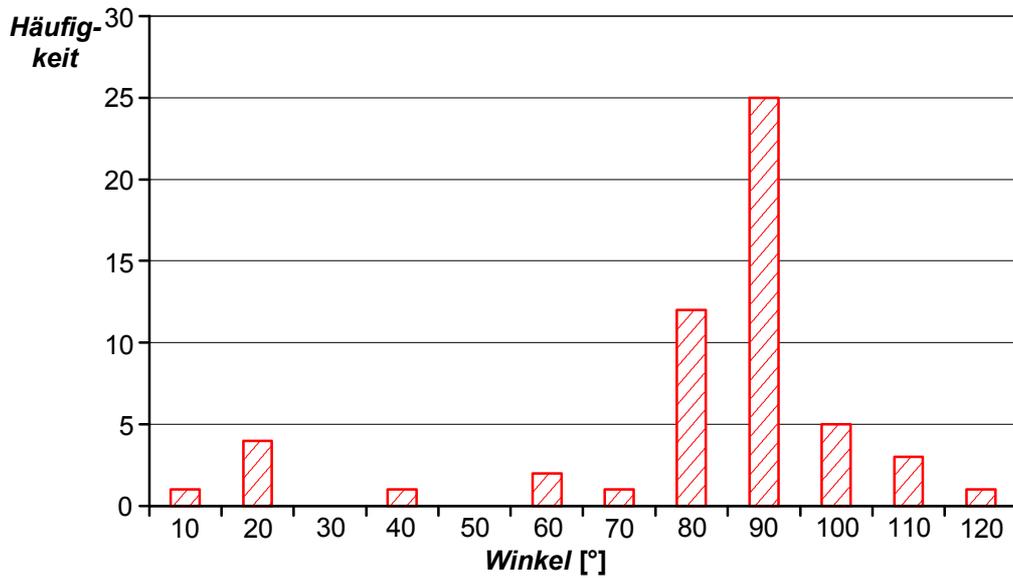
Mit zunehmendem Einfluss der Raumladungsstabilisierung treten die Entladungskanäle mit größeren Winkeln zur Rotationsachse aus der Prüfspitze aus. Es lässt sich sogar ein Grenzwert von ca.  $50^\circ$  -  $60^\circ$  als Kriterium für das Auftreten von Koronastabilisierung festlegen. Primär wird der Verlauf der Entladungskanäle aber durch die sich vor der Spitze ausbildende Feldverteilung beeinflusst, daher spielt auch die Geometrie der Elektrodenanordnung eine entscheidende Rolle. Folglich ist es schwierig, nur durch alleinige Betrachtung der Häufigkeitsverteilung der räumlichen Austrittswinkel eine Aussage über das Auftreten von Koronastabilisierung zu treffen. Besonders gut zeigt sich der Einfluss der Elektrodengeometrie auf den Verlauf der Entladungskanäle bei der kegelförmig abgeschlossenen Prüfspitze.

Auch hier treten bei einer Spannungssteilheit von  $350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  alle Durchschläge ohne Koronastabilisierung und mit entsprechend kleinen Austrittswinkeln bis maximal  $50^\circ$  auf. Der Verlauf der Entladungskanäle ist somit nahezu identisch zu den in Bild 5.2 gezeigten Verläufen der halbrunden Spitze und wird deshalb nicht extra dargestellt.

In Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass sich mit zunehmendem Inhomogenitätsgrad der Elektrodenanordnung der Übergangsbereich zur Koronastabilisierung zu größeren Spannungssteilheiten verschiebt. Daher zeigte sich bei der kegelförmigen Spitze bereits bei  $16 \text{ kV}/\mu\text{s}$ , vor allem bei den hohen Gasdrücken, ein deutliches Ansteigen der Durchschlagspannung. Ein hierzu analoges Verhalten zeigt sich auch bei der in Bild 5.7 dargestellten Häufigkeitsverteilung der Austrittswinkel für eine Spannungssteilheit von  $10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ . Mit steigendem Gasdruck bildet sich eine dichter werdende Raumladungszone vor der Störstelle aus und es treten bei  $p = 0,3 \text{ MPa}$  bereits vereinzelt Winkel bis zu  $90^\circ$  auf.

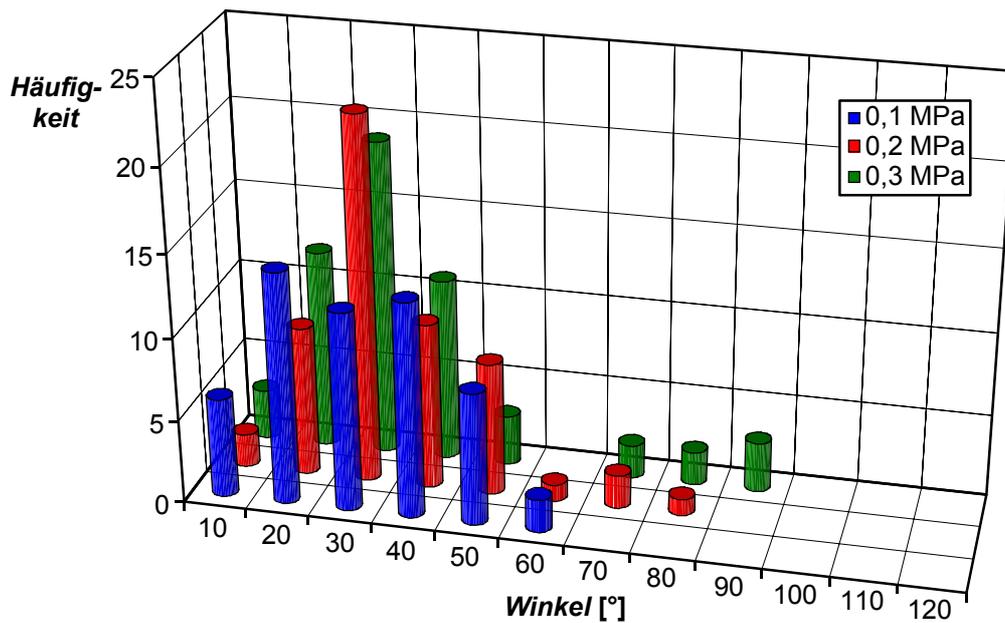


**Bild 5.5:** Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der halbrunden Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ;  $p = 0,2 \text{ MPa}$ ;  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ )



**Bild 5.6:** Räumliche Austrittswinkelverteilung der halbrunden Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ;  $p = 0,2 \text{ MPa}$ ;  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ )

Der Rest der Entladungskanäle entwickelt sich weitgehendst unbeeinflusst und tritt, analog zur halbrunden Spitze, mit kleinen Winkeln bis ca.  $50^\circ$  aus der Elektrode aus.

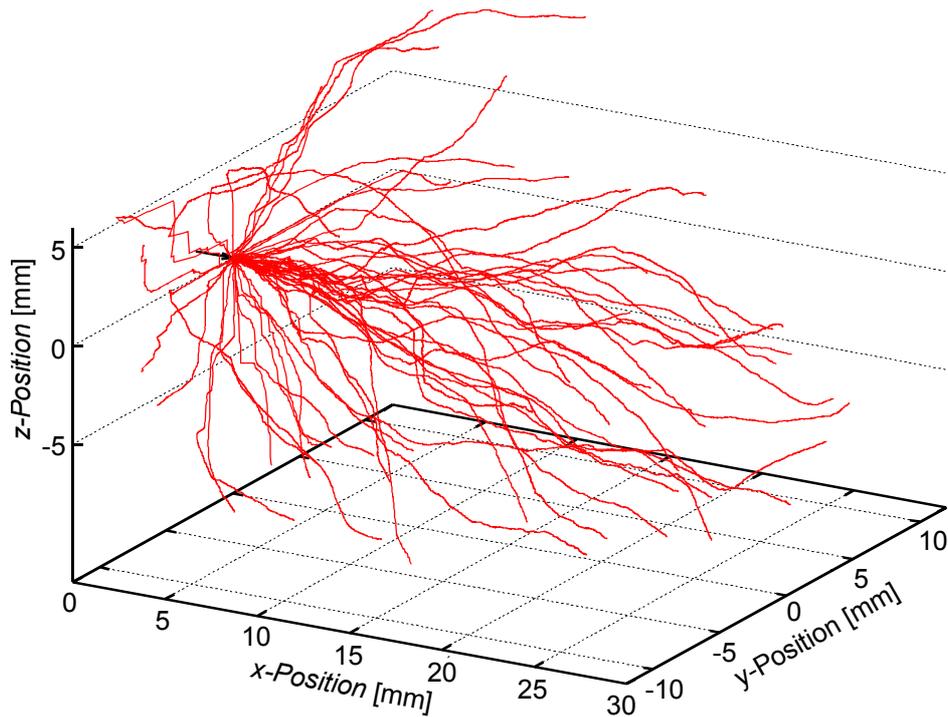


**Bild 5.7:** Räumliche Austrittswinkelverteilungen der kegelförmigen Spitze ( $l = 25 \text{ mm}$ ;  $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ )

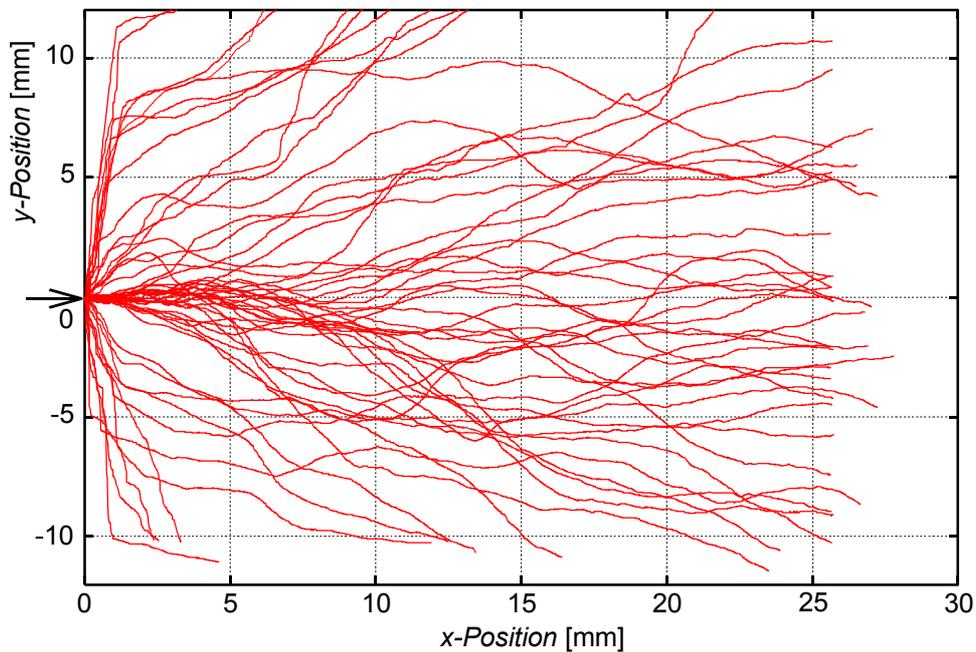
Ein gänzlich anderes Verhalten zeigt sich jedoch bei einer Spannungsteilheit von  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ , bei der alle Durchschläge unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung stattfinden. Wie in Bild 5.8 zu sehen, treten die Entladungskanäle aus der kegelförmigen Prüfspitze entweder mit sehr kleinen Winkeln von maximal  $30^\circ$  oder mit sehr großen Winkeln von teilweise über  $90^\circ$  aus. Um dieses gegenüber der halbrunden Spitze gänzlich unterschiedliche Verhalten zu erklären, muss das zur Bilddarstellung verwendete Auswerteverfahren näher betrachtet werden.

Wie in Abschnitt 5.1 ausführlich beschrieben, wird zuerst für jeden einzelnen Kanal der Austrittspunkt aus der Spitze bestimmt und dieser anschließend in den mathematischen Ursprung des zur Darstellung verwendeten Koordinatensystems gesetzt. Eine Aussage über den tatsächlichen Austrittspunkt des Funkenpfades kann so in der räumlichen Darstellung nicht mehr getroffen werden. Da bei allen 55 Versuchen einer Messreihe aber der aufgenommene Bildbereich konstant gehalten wurde, werden bei einem aus dem Schaft der Prüfspitze mit großem Winkel austretenden Funken gegenüber einem exakt aus der Spitze austretenden Entladungskanal entsprechend mehr Datenpunkte aufgezeichnet, d.h. dieser Kanalverlauf wird entsprechend länger dargestellt.

Betrachtet man die in Bild 5.9 gezeigte Projektion der Funkenpfade in die horizontale Ebene, kann bei Kenntnis der Spitzeengeometrie (Bild 3.3) der genaue Austrittsort der Funken ermittelt werden. Wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, wurde der kegelförmige Spitzenabschluss mit  $45^\circ$  Spitzenwinkel mit Hilfe eines Schleifvorganges aufgebracht. Dadurch ergab sich eine relativ scharfe Kante beim Übergang vom zylindrischen Schaft in den kegelförmigen Abschluss der Spitze. Nach Bild 5.9 sind die nahezu senkrecht zur Rotationsachse austretenden Funken um ca.  $1,2 \text{ mm}$  länger und treten deshalb aus der eben beschriebenen Kante zwischen Spitzenschaft und Kegelabschluss aus.



**Bild 5.8:** Räumlicher Verlauf der Entladungskanäle der kegelförmigen Spitze ( $l = 25$  mm;  $p = 0,3$  MPa;  $S = 1$  kV/ $\mu$ s)



**Bild 5.9:** Horizontale Projektion der Entladungskanäle der kegelförmigen Spitze ( $l = 25$  mm;  $p = 0,3$  MPa;  $S = 1$  kV/ $\mu$ s)

Für die kegelförmige Spitzengeometrie ergibt sich somit gegenüber der halbrunden Spitze ein teilweise unterschiedlicher Verlauf der Entladungskanäle. Mit ansteigender

Spannung bildet sich ein sehr dichte und auch gleichmäßig um die Rotationsachse verteilte Raumladung vor der Spitze aus. Das durch die Raumladung verursachte Feld überlagert sich dem ursprünglich stark divergenten Feldverlauf und reduziert so das unmittelbar an der Kegelspitze auftretende Feld (Bild 2.8) bis unter die kritische Feldstärke, wodurch der Entladungsvorgang zunächst gestoppt wird. Vor der Raumladungszone jedoch wird das Feld angehoben und kann mit weiter ansteigender Spannung schließlich die kritische Feldstärke überschreiten. Eine Entladung nach dem Precursor-Mechanismus, bei dem der für den Streamer-Leader-Übergang erforderliche Energieeintrag durch Ladungstrennung erfolgt, kann somit auch im Gasraum vor der Spitze starten. Mit zunehmendem Gasdruck nimmt zudem die Beweglichkeit der positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen ab, die Raumladungszone wird entsprechend kompakter, dafür aber sehr dicht aufgebaut. Wird die Kante zwischen Schaft und Kegelabschluss der Spitze durch die Raumladungswolke nicht ausreichend abgeschirmt, kann auch hier das Streamereinsatzkriterium erfüllt werden und eine Entladung starten.

Dieses Verhalten wird im folgenden Kapitel mit Hilfe numerischer Feldberechnungsverfahren noch detailliert untersucht.

## 6 Theoretische Überlegungen

Bei den bisher durchgeführten Untersuchungen war der Einfluss des Koronastabilisierungseffektes, sowohl auf das Isolationsverhalten, als auch auf die Entwicklung und den sich ergebenden Verlauf des Entladungskanals klar feststellbar. Natürlich können unter Laborbedingungen bei weitem nicht alle in der Praxis vorkommenden Anlagegrößen und Störstellengeometrien berücksichtigt werden. Die Aussagen über das Auftreten der Raumladungsstabilisierung müssen auf reale Anordnungen übertragen werden.

Im Normalbetrieb von Schaltanlagen können scharfkantige Störstellen durch diesen Stabilisierungseffekt unkritisch und somit auch unentdeckt bleiben. Kommt es auf Grund von Schaltheandlungen oder Blitzeinschlägen jedoch zu entsprechenden Überspannungen mit kurzen Stirnzeiten, kann die Gasisolation plötzlich versagen. Um dieses Gefährdungspotenzial bereits in der Planungsphase und auch bei Prüfungen beurteilen zu können, ist ein Kriterium zur Abgrenzung des Bereiches aktiver Koronastabilisierung erforderlich.

### 6.1 Driftmodell

Zur Ermittlung eines geeigneten Modellansatzes wurden die Ergebnisse der durchgeführten experimentellen Studien herangezogen. Danach wird der Koronastabilisierungseffekt von folgenden Größen beeinflusst:

- Koronastabilisierung tritt mit zunehmendem Inhomogenitätsgrad der Störstelle (abnehmender Spitzenradius der verwendeten Wolframspitzen) bereits bei größeren Steilheiten der verwendeten, näherungsweise linear ansteigenden, Prüfspannung auf.
- Bei konstanter Steilheit  $S$  der Prüfspannung tritt Koronastabilisierung verstärkt bei hohen Gasdrücken auf. Dieses Verhalten hängt jedoch stark von der Geometrie der Prüfspitze und der dadurch bedingten Ausdehnung der Streamerkorona ab. Die Dichte der für die Sekundärionisationsprozesse in der Streamerkorona verantwortlichen Photonen nimmt mit steigendem Gasdruck ab, die Dichte der Raumladungszone verringert sich und reduziert dadurch den Stabilisierungseffekt, bis ab einem kritischen Druck  $p_k$  keine Raumladungsstabilisierung mehr auftritt.  $p_k$  nimmt mit zunehmendem Inhomogenitätsgrad der Störstelle zu.

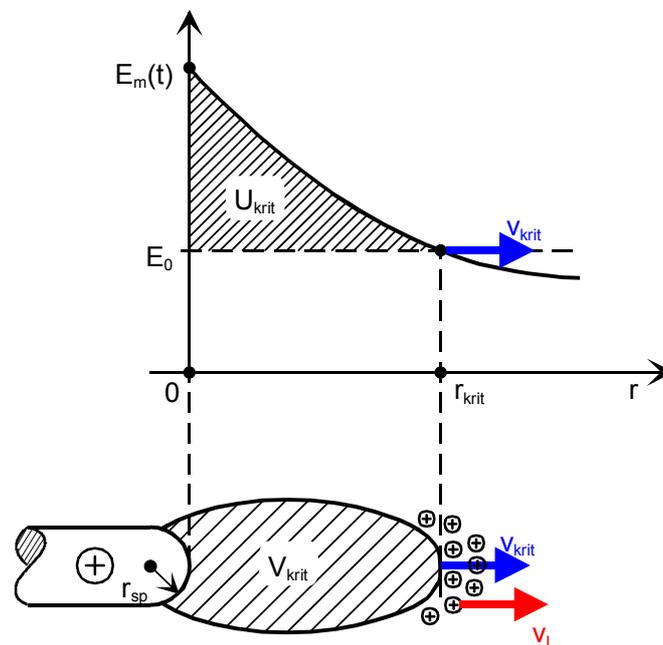
Ferner konnte durch eine Analyse der Entladungsentwicklung mit Hilfe zweier Fotomultiplier gezeigt werden, dass sich die für die Koronastabilisierung verantwortliche

Raumladung aus positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen bereits während der Streameraktivität im Bereich vor der Prüfspitze ausbildet. Der erste Streamer-Leader-Übergang wird dadurch erheblich verzögert. Nach dem ersten Leaderschritt ist das für eine weitere Leaderentwicklung erforderliche Leaderkopfpotenzial bereits weit überschritten und der Entladungskanal wächst in wenigen, dafür entsprechend längeren Leaderstufen zur Gegenelektrode vor. Die Leaderentwicklung selbst wird nicht mehr nennenswert durch Raumladungen beeinflusst und kann mit ausreichender Genauigkeit durch den Precursor-Mechanismus (Abschnitt 2.3.4) beschrieben werden. Zur Beurteilung des Koronastabilisierungseffektes ist daher hauptsächlich die Entladungsentwicklung bis zum ersten Streamer-Leader-Übergang maßgebend.

Mit Hilfe dieser Erkenntnisse konnte das Driftmodell zur Abschätzung der sich vor der Störstelle aufbauenden Raumladungszone entwickelt werden.

### 6.1.1 Herleitung des Driftmodells

Um die bei der Ausbildung einer Raumladungszone ablaufenden Vorgänge zu beschreiben, muss das von der anliegenden Prüfspaltung abhängige Vorwachsen des kritischen Volumens  $V_{krit}$  vor der Prüfspitze mit der Driftbewegung der dort entstehenden positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen verglichen werden. Bild 6.1 zeigt die dem Driftmodell [Hin-01a] zugrunde liegende Modellvorstellung:



**Bild 6.1:** Verlauf des elektrischen Feldes, Ausdehnung  $r_{krit}$  und Vorwachsgeschwindigkeit  $v_{krit}$  (blau markiert) des kritischen Volumens  $V_{krit}$  vor der Prüfspitze; Driftgeschwindigkeit  $v_I$  (rot markiert) der positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen an der Grenze der Raumladungszone.

Mit steigender Spannung wird in einem stetig vorwachsenden kritischen Volumen  $V_{krit}$  die zum Entladungseinsatz notwendige kritische Feldstärke  $E_0$  überschritten. Ionisationsvorgänge können hier, falls Anfangselektronen zur Verfügung stehen, bereits stattfinden. Bildet sich während dieser Phase eine Wolke aus positiven  $SF_6$ -Ionen vor dem kritischen Volumen  $V_{krit}$  aus, kann Koronastabilisierung auftreten. Die resultierende elektrische Feldstärke im kritischen Volumen wird dadurch verringert und weitere Streameraktivität zunächst verhindert. Der Streamereinsatz erfolgt erst, wenn im Kopf der auf die Prüfspitze zulaufenden Elektronenlawine die kritische Anzahl von  $N_{krit} = 10^8$  Elektronen [Rae-64] überschritten wird.

Die Elektronenvermehrung entlang einer Wegstrecke  $x$  kann, ausgehend von der Zahl der Anfangselektronen  $N_0$ , durch Gl. ( 2.23 ) berechnet werden. Betrachtet man ein einzelnes, entlang der Rotationsachse der Elektrodenanordnung beschleunigtes Elektron, ergibt sich die für einen Streamereinsatz erforderliche Ausdehnung  $r_{krit}$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$  aus:

$$\int_0^{r_{krit}} (\alpha - \eta) dr = \ln N_{krit} = K . \quad ( 6.1 )$$

Der die Vermehrung der freien Elektronen bestimmende effektive Ionisationskoeffizient  $\alpha^* = (\alpha - \eta)$  ist stark feldstärke- und druckabhängig. Nach Abschnitt 2.2.4, Bild 2.2 kann der Verlauf des bezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten  $(\alpha - \eta)/p$  im technisch interessierenden Bereich der elektrischen Feldstärke durch den linearen Zusammenhang

$$\frac{\alpha - \eta}{p} = C \left( \frac{E}{p} - \left( \frac{E}{p} \right)_0 \right) \quad ( 6.2 )$$

nachgebildet werden [San-76], wobei im Falle von  $SF_6$  die Konstante  $C = 27 \text{ kV}^{-1}$  zu verwenden ist. Durch Einsetzen dieser Beziehung in Gl. ( 6.1 ) erhält man:

$$\int_0^{r_{krit}} \left( \frac{E}{p} - \left( \frac{E}{p} \right)_0 \right) dr = \frac{K}{p \cdot C} . \quad ( 6.3 )$$

Eliminiert man den Gasdruck  $p$ , lässt sich Gl. ( 6.3 ) weiter vereinfachen. Der Streamereinsatz kann demnach bei Überschreiten der kritischen Spannung

$$U_{krit} = \int_0^{r_{krit}} (E - E_0) dr = \frac{K}{C} \quad ( 6.4 )$$

von ungefähr 0,7 kV stattfinden.

Maßgebend für die weiteren Betrachtungen ist also der in Bild 6.1 gezeigte Verlauf der elektrischen Feldstärke zwischen der Prüfspitze und der maximalen Ausdehnung  $r_{krit}$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$ .

Der exakte Feldverlauf der verwendeten Elektrodenanordnungen kann nur mit Hilfe von numerischen Feldberechnungsprogrammen bestimmt werden. Lediglich für einfache Geometrien existieren analytische Beschreibungen. Für eine vereinfachte Betrachtung kann die Spitzenanordnung durch zwei konzentrische Kugeln nachgebildet werden. Die Wolframelektrode mit ihrem Spitzenradius  $r_{sp}$  stellt dabei die innere Kugel dar. Deren Radius ist mit maximal  $500 \mu\text{m}$  viel kleiner als der Abstand  $d$  zur Gegenelektrode, die durch die äußere Kugel nachgebildet wird. Der zeitabhängige Feldstärkeverlauf  $E(r,t)$  kann dadurch im Nahbereich vor der Spitze mit ausreichender Genauigkeit durch die Gleichung

$$E(r,t) = E_m(t) \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_{sp}}\right)^2} \quad (6.5)$$

wiedergegeben werden.  $E_m(t)$  ist dabei die maximal an der Prüfspitze ( $r = 0$ ) auftretende Feldstärke. Der Spannungsanstieg wird näherungsweise als linear angenommen und durch die Spannungsteilheit  $S$  beschrieben. Mit den bezogenen maximalen elektrischen Feldstärken  $E_{m,n}$  an den Prüfspitzen aus Tabelle 4.1 lässt sich  $E_m(t)$  durch

$$E_m(t) = E_{m,n} \cdot U(t) = E_{m,n} \cdot S \cdot t = E'_m \cdot t \quad (6.6)$$

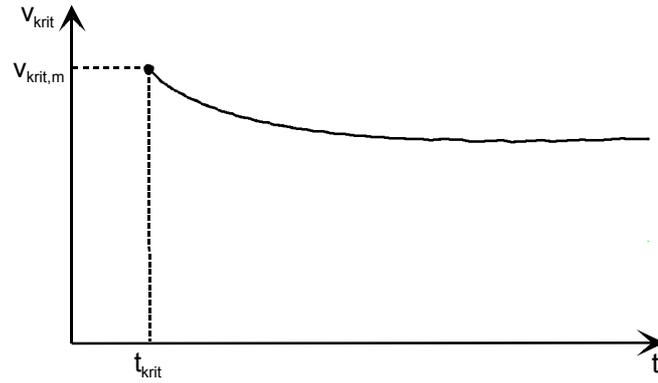
ausdrücken. Die maximale Ausdehnung des kritischen Volumens  $r_{krit}(t)$  ergibt sich für  $E(r,t) = E_0$  durch Einsetzen von Gl. (6.6) in Gl. (6.5):

$$r_{krit}(t) = \left( \sqrt{\frac{E'_m \cdot t}{E_0}} - 1 \right) r_{sp} \quad (6.7)$$

Damit Koronastabilisierung auftreten kann, muss die Geschwindigkeit  $v_I$  an der Grenze des kritischen Volumens  $V_{krit}$  dessen Vorwachs geschwindigkeit  $v_{krit}$  überschreiten. Den zeitabhängigen Verlauf  $v_{krit}(t)$  erhält man durch Differenziation von Gl. (6.7) zu

$$v_{krit}(t) = r'_{krit}(t) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E'_m}{E_0}} r_{sp} \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (6.8)$$

Der prinzipielle Verlauf von  $v_{krit}(t)$  bei linear ansteigender Prüfspannung ist in Bild 6.2 dargestellt.



**Bild 6.2:** Vorwachsgeschwindigkeit  $v_{krit}$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$

Mit ansteigender Spannung wird erst zum Zeitpunkt  $t_{krit}$  die kritische Feldstärke  $E_0$  unmittelbar an der Spitze überschritten. Zu diesem Zeitpunkt wird an der Spitze das Wachstum des kritischen Volumens  $V_{krit}$  gestartet.  $t_{krit}$  ergibt sich für  $E_m(t_{krit}) = E_0$  mit Hilfe von Gl. ( 6.6 ):

$$t_{krit} = \frac{E_m(t_{krit})}{E'_m} = \frac{E_0}{E'_m} \quad (6.9)$$

Zu diesem Zeitpunkt tritt die maximale Vorwachsgeschwindigkeit

$$v_{krit,m} = \frac{1}{2} \frac{E'_m}{E_0} r_{sp} \quad (6.10)$$

des kritischen Volumens auf. Mit  $v_{krit,m}$  kann nun ein vereinfachtes Kriterium für auftretende Koronastabilisierung ausgedrückt werden:

$$v_I \geq v_{krit,m} \quad (6.11)$$

Die für die Driftbewegung der positiven Ionen maßgebliche Beweglichkeit  $b_I$  an der Grenze des kritischen Volumens darf man nach den Ausführungen in Abschnitt 2.1.2 als nahezu unabhängig von der dort herrschenden kritischen Feldstärke  $E_0$  betrachten. Für die druckunabhängige Beweglichkeit erhält man aus der Literatur Werte von  $b_I = 0,06 \dots 0,08 \text{ cm}^2\text{MPa/Vs}$  [Mos-79], [Bey-86]. Ein aus diesem Bereich für alle folgenden Betrachtungen angenommener Wert von  $b_I = 0,06 \text{ cm}^2\text{MPa/Vs}$  wurde auch in neusten Arbeiten bestätigt [Urq-01]. Die Driftgeschwindigkeit  $v_I$  der positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen am Randbereich des kritischen Volumens kann damit zu

$$v_I = \frac{b_I}{p} \left( \frac{E}{p} \right)_0 \quad p = b_I \left( \frac{E}{p} \right)_0 = \text{const} \approx 530 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (6.12)$$

bestimmt werden.  $v_I$  ist demnach ein vom Gasdruck  $p$  unabhängiger Wert und kann in das Kriterium Gl. ( 6.11 ) eingesetzt werden:

$$b_I \left( \frac{E}{p} \right)_0 \geq \frac{1}{2} \frac{E'_m}{E_0} r_{sp} \quad (6.13)$$

Mit der kritischen Feldstärke  $E_0 = (E/p)_0 \cdot p$  erhält man schließlich durch Umformung aus Gl. ( 6.13 ) das vereinfachte Kriterium für das Auftreten von Koronastabilisierung:

$$E'_m r_{sp} \frac{1}{p} \leq 2b_I \left( \frac{E}{p} \right)_0^2 = K_{stab} \quad (6.14)$$

Die Konstante  $K_{stab}$  aus Gl. ( 6.14 ) lässt sich mit dem angenommenem Wert für die Beweglichkeit zu  $K_{stab} = 94 \text{ kV}/(\text{MPa} \cdot \mu\text{s})$  berechnen. Nach den Überlegungen im folgenden Abschnitt 6.1.2 wird bei einem Wert von  $K_{stab}^* = 15 \text{ kV}/(\text{MPa} \cdot \mu\text{s})$  die Koronastabilisierung besser erfasst.

### 6.1.2 Anwendung des vereinfachten Kriteriums

Die gefundene Beziehung Gl. ( 6.14 ) entspricht den in den bisherigen Arbeiten [Lau-85], [Ron-94], [Zel-93] gefundenen Tendenzen: Koronastabilisierung, die durch ein starkes Ansteigen der Durchschlagspannung erkennbar ist, kann bei steilen Spannungsbeanspruchungen, wie z.B. Blitzstoßspannung, nur bei sehr kleinen Krümmungsradien  $r_{sp}$  der verwendeten Störstelle und gleichzeitig hohen Gasdrücken auftreten. Auch die in den Abschnitten 4.1 (Bestimmung der 50 %-Durchschlagspannung) bis 4.3 (Bestimmung der mittleren Durchschlagspannung) gefundenen Resultate und Tendenzen werden durch das Kriterium bestätigt:

Bei Spannungsbeanspruchungen mit großen Steilheiten traten demnach nur Durchschläge **ohne Koronastabilisierung** auf niedrigem Niveau und mit einem kleinem Streubereich auf. Für die beiden in Rahmen dieser Arbeit verwendeten Spitzengeometrien sind in Tabelle 6.1 (kegelförmige Prüfspitze) und Tabelle 6.2 (halbkugelförmige Prüfspitze) die berechneten Werte für  $E'_m r_{sp} / p$  aufgetragen. Bei einer Spannungssteilheit entsprechend Blitzstoßbeanspruchung von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  wird der Grenzwert  $K_{stab}$  für Koronastabilisierung in allen Fällen überschritten. Koronastabilisierung tritt nicht auf. Diese Werte sind in den Tabellen **blau** gekennzeichnet

Die Erfüllung des Kriteriums Gl. ( 6.14 ) bedeutet jedoch keinen abrupten Übergang in den Bereich aktiver Koronastabilisierung. In einem gewissen Übergangsbereich, der bei der kegelförmig abgeschlossenen Prüfspitze bei einer Spannungssteilheit von  $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bzw. bei der halbkugelförmig abgeschlossenen Prüfspitze bei  $S = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$  beginnt, wachsen die Streubereiche zunächst stark an und die Durchschlagspannungen pendeln sich auf ein höheres Niveau ein. In diesem Bereich ist die sich vor der Spitze ausbildende Raumladungszone noch nicht gleichmäßig genug verteilt, bzw. noch nicht dicht genug ausgebildet, um in jedem Fall wirksam zu sein. Koronastabilisierung kann daher nur fallweise auftreten.

**Tabelle 6.1:** Nach dem vereinfachten Kriterium für die 25 mm lange kegelförmige Prüfspitze (100  $\mu\text{m}$  Spitzenradius) berechnete Werte für  $E'_m r_{sp} / p$ .  
Einheit: [kV/(MPa $\cdot\mu\text{s}$ )]  
blau: keine Koronastabilisierung, rot: Koronastabilisierung

Spannungssteilheit $S$		350 kV/ $\mu\text{s}$	16 kV/ $\mu\text{s}$	10 kV/ $\mu\text{s}$	4 kV/ $\mu\text{s}$	1 kV/ $\mu\text{s}$
Gasdruck	0,1 MPa	593,6	27,1	17,0	6,8	1,7
	0,2 MPa	296,8	13,6	8,5	3,4	0,9
	0,3 MPa	197,9	9,1	5,7	2,3	0,6

**Tabelle 6.2:** Nach dem vereinfachten Kriterium für die 25 mm lange halbkugelförmige Prüfspitze (500  $\mu\text{m}$  Spitzenradius) berechnete Werte für  $E'_m r_{sp} / p$ .  
Einheit: [kV/(MPa $\cdot\mu\text{s}$ )]  
blau: keine Koronastabilisierung, rot: Koronastabilisierung

Spannungssteilheit $S$		350 kV/ $\mu\text{s}$	16 kV/ $\mu\text{s}$	10 kV/ $\mu\text{s}$	4 kV/ $\mu\text{s}$	1 kV/ $\mu\text{s}$
Gasdruck	0,1 MPa	999,3	45,7	28,6	11,4	2,9
	0,2 MPa	499,6	22,8	14,3	5,7	1,4
	0,3 MPa	333,1	15,2	9,5	3,8	1,0

Dadurch kann der **Übergangsbereich** durch das Kriterium Gl. ( 6.14 ) quantitativ nur ungenau bestimmt werden. Zudem wurde zur Ermittlung von  $K_{stab}$  nur die Ladungsträgebeweglichkeit  $b_I$  verwendet, in der gemäß den Betrachtungen in Abschnitt 2.1.2 sowohl Ionisations- und Anregungsvorgänge, wie auch Rekombinations- und Anlagerungsvorgänge während der Ladungsträgerdrift nicht berücksichtigt werden. Auch ist die Annahme, dass die positiven Ionen das kritische Volumen komplett verlassen haben, sehr weitgehend. Bereits beim Austritt nur eines Anteils wird die Schirmwirkung der vorgelagerten Raumladung im ganzen kritischen Volumen wirksam. Die in den äußeren Bereich des kritischen Volumens gewanderten positiven Ionen schirmen so dessen inneren Bereich. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche lässt sich mit einem Wert von  $K_{stab}^* \approx 15 \text{ kV}/(\text{MPa}\cdot\mu\text{s})$  der Bereich aktiver Koronastabilisierung relativ genau abgrenzen. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 6.1 und Tabelle 6.2 farblich gekennzeichnet (rot markiert) und stimmen mit den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3 sehr gut überein.

## 6.2 Das Berechnungsprogramm „KORSTAB“

Der Koronastabilisierungseffekt hängt, wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, maßgebend vom Aufbau einer feldschwächenden Raumladungszone vor dem kritischen Volumen ab. Mit dem vereinfachten Kriterium Gl. ( 6.14 ) kann ermittelt werden, ob die Driftgeschwindigkeit  $v_I$  der positiven  $SF_6$ -Ionen die Vorwachs geschwindigkeit des kritischen Volumens  $v_{krit}$  überschreitet, d.h. ob der Aufbau einer stabilisierenden Raumladungswolke grundsätzlich möglich ist. Mit der in Gl. ( 6.14 ) gegebenen Beziehung können allerdings keine Aussagen über die zeitliche Entwicklung des kritischen Volumens  $V_{krit}$  und der Ladungsträgerbewegung gemacht werden. Dies ist aber für die weitere Abschätzung der für Koronastabilisierung notwendigen Raumladungsdichten notwendig.

Um die benötigten Ergebnisse zu erhalten, wurde das Berechnungsprogramm „KORSTAB“ erstellt. Zur Implementierung des Programms wurde wiederum der leistungsstarke Delphi-Compiler benutzt. Im folgenden Abschnitt soll nun auf die prinzipielle programmtechnische Realisierung des Driftmodells eingegangen werden.

### 6.2.1 Notwendige Eingabedaten

Der exakte Ablauf der Ionenbewegung und auch der Entladung in einer  $SF_6$ -isolierten Anlage hängen von einer Vielzahl von Parametern ab. Um die Benutzerfreundlichkeit des Programms zu erhöhen, müssen die dazu notwendigen Parametertabellen nicht bei jedem erneuten Programmablauf neu eingegeben werden. Sie werden aus einer Parameterdatei eingelesen, deren Name bei Programmaufruf mit übergeben wird. Auf diese Weise sind kleinere Modifikationen an den Eingabegrößen der zu untersuchenden Anordnung rasch durchführbar. Für eine Berechnung werden im wesentlichen die folgenden Daten benötigt:

- Art und Form der Spannungsbeanspruchung
- Angaben zur Geometrie der Anordnung (auch notwendig zu Erstellung des Geometriedatensatzes für die numerische Feldberechnung)
- Parameter zur Programmsteuerung, wie z.B. Schrittweite und Zeitbereich der durchzuführenden Berechnung
- Gasphysikalische Angaben, wie der Isoliergasdruck und die kritische Feldstärke

Entsprechend der eingelesenen Parameter wird eine Spannungsform zu Simulation des Ionendriftvorganges intern erzeugt oder extern eingelesen. Zur Verfügung stehen dabei:

- Rampenförmig (linear) ansteigende Spannungen mit wählbarer Steilheit  $S$

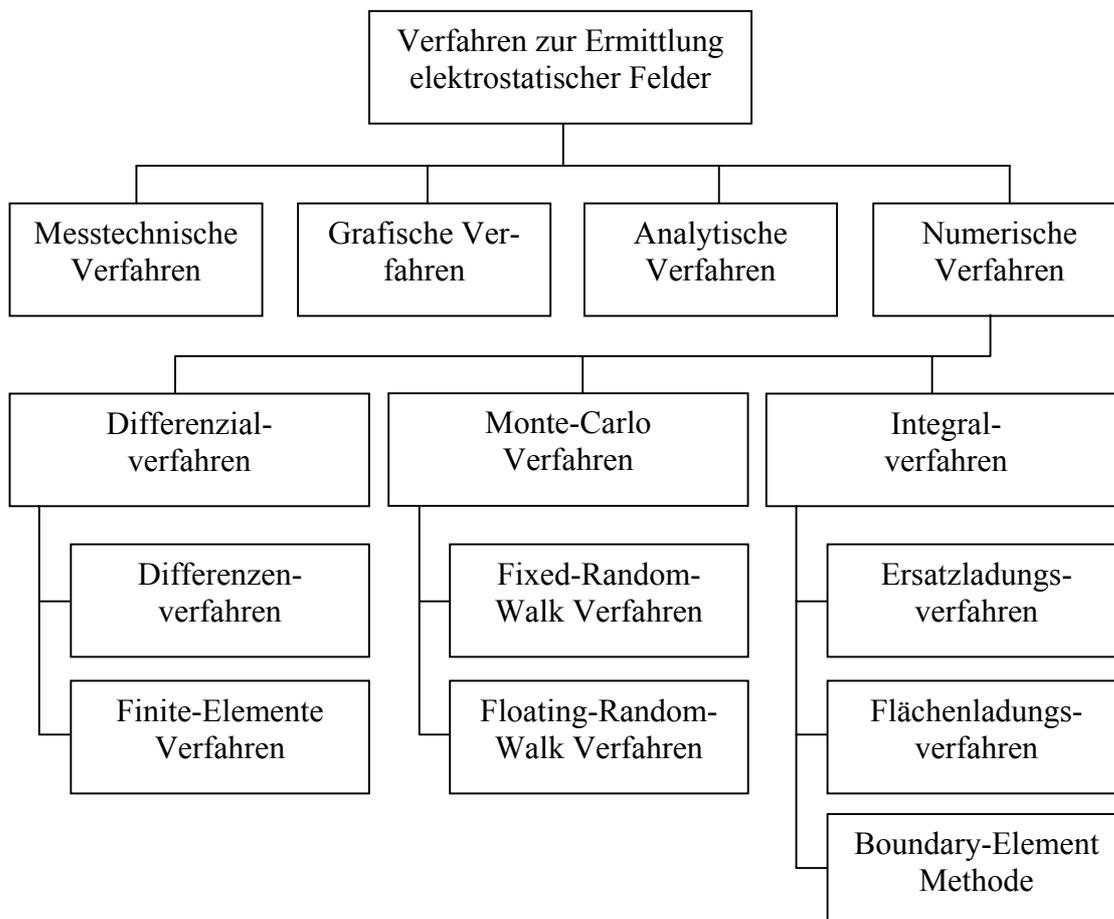
- Doppelexponentielle Stoßspannungen mit wählbaren Parametern

Die im folgenden präsentierten Ergebnisse wurden allesamt mit intern erzeugten, linear ansteigenden Spannungen berechnet.

## 6.2.2 Berechnung der elektrischen Feldstärke

Die Vorgänge unmittelbar vor und während eines Gasdurchschlags in SF<sub>6</sub> werden wesentlich von der elektrischen Feldstärke im Gasraum beeinflusst. Als notwendiges Kriterium für den Entladungseinsatz muss zuerst die kritische Feldstärke vor der Elektrode überschritten werden. Die anschließende Bewegung der Ladungsträger im kritischen Volumen und schließlich auch die Entwicklung des Entladungskanals werden ebenfalls vom Feldstärkeverlauf beeinflusst. Eine genaue Kenntnis der Feldverteilung, abhängig von der anliegenden Spannungsform und der Elektrodengeometrie, ist somit Grundvoraussetzung für die Nachbildung von Ladungsträgerbewegungen und Entladungsvorgängen.

Ein Überblick über die bisher in der Hochspannungstechnik angewandten Feldberechnungsverfahren ist in Bild 6.3 dargestellt [Sch-90a], [Tri-97].



**Bild 6.3:** Feldberechnungsverfahren in der Hochspannungstechnik

Übliche hochspannungstechnische Feldprobleme werden heute fast ausschließlich mit numerischen Feldberechnungsverfahren gelöst. Im Gegensatz zu grafischen, analytischen oder auch messtechnischen Verfahren können damit nahezu alle in der Konstruktion und Entwicklung vorkommenden Feldprobleme gelöst werden [Tri-97]. Je nach Art des zu berechnenden Problems ist zu entscheiden, welche Methode am sinnvollsten verwendet werden kann. Für das im Rahmen dieser Arbeit zu lösende Problem kamen die Ersatzladungsmethode für die Berechnungen ohne Raumladungsbeeinflussung und die Finite-Elemente-Methode für die Berechnungen mit Raumladungsbeeinflussung zum Einsatz. Zur Erläuterung der Verfahren werden im wesentlichen die Darstellungen von Beyer [Bey-86], Schwab [Sch-90b] und Deister [Dei-91] verwendet.

Da die Ersatzladungsmethode maßgeblich am Lehrstuhl mitentwickelt wurde, wird im folgenden nur das Grundprinzip dieses Verfahrens erläutert. Die prinzipielle Idee besteht darin, Oberflächenladungen auf den Elektroden bzw. den dielektrischen Grenzflächen durch gezieltes Anordnen von diskreten Simulationsladungen zu ersetzen. Eine exakte Potenzialfunktion an der gewünschten Stelle kann durch Superposition der Potenziale dieser einzelnen Ersatzladungen bestimmt werden. Da technische Feldberechnungsprobleme hauptsächlich Randwertprobleme sind, müssen die Ersatzladungen, bei rotationssymmetrischen Problemen hauptsächlich Punkt-, Linien- und Ringladungen, so angeordnet werden, dass deren Potenzialüberlagerungen den gegebenen Randbedingungen entsprechen. Bei  $n$  Punktladungen mit der Ladung  $Q_i$  im Abstand  $r_{Ki}$  vom Konturpunkt erhält man so für das im allgemeinen bekannte Potenzial  $\phi_K$  eines Konturpunktes

$$\phi_K = \sum_{i=1}^n \phi_i = \frac{Q_i}{4\pi \cdot \varepsilon \cdot r_{Ki}}. \quad (6.15)$$

Da die Anzahl der Konturpunkte in der Regel der Zahl der Ersatzladungen entspricht [Tri-97], erhält man ein lösbares  $n$ -dimensionales Gleichungssystem in Matrixschreibweise und mit zusammengefassten Potenzialkoeffizienten  $p_{ik}$ :

$$\begin{bmatrix} p_{11} & \cdot & \cdot & p_{1n} \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot & \cdot \\ p_{n1} & \cdot & \cdot & p_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} Q_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ Q_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \phi_n \end{bmatrix}. \quad (6.16)$$

Das Gleichungssystem wird durch Invertieren der Potenzialkoeffizientenmatrix gelöst. Dadurch werden die unbekanntes Ersatzladungen  $Q_1, \dots, Q_n$  ermittelt und Feldstärke und Potenzial können in jedem beliebigen Punkt des Feldraumes berechnet werden.

Die größte Rechenzeit beim Ersatzladungsverfahren benötigt das Invertieren der Potenzialkoeffizientenmatrix, die zwar voll besetzt aber relativ klein ist.

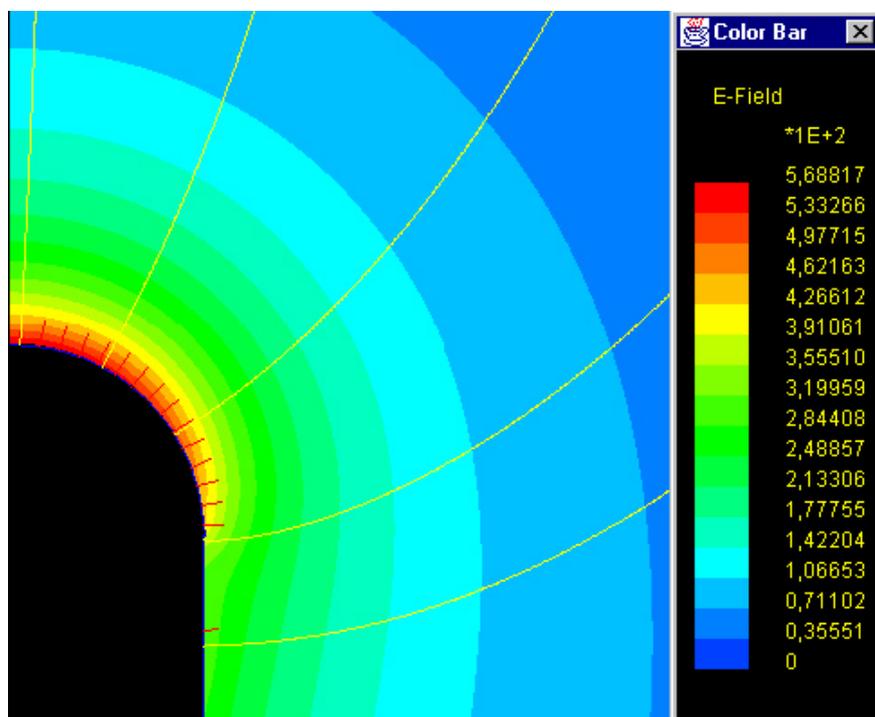
Für Anwendungen in der Hochspannungstechnik, bei denen primär die Kenntnis der Feldstärke auf den Elektrodenoberflächen von Interesse ist, hat sich das Ersatzladungsverfahren als besonders vorteilhaft erwiesen, da bei diesem Verfahren nur die Elektro-

dengeometrie nachgebildet werden muss [Ste-69]. Auf eine rechenintensive und somit zeitaufwendige Diskretisierung des Feldraumes kann verzichtet werden.

Die verwendete Implementierung des Ersatzladungsverfahrens eignet sich in erster Linie für zweidimensionale und rotationssymmetrische Anordnungen [Ste-69], [And-92] und läuft als eigenständige Applikation ab. Die Berücksichtigung von Raumladungen ist damit allerdings nicht möglich.

Zur eigentlichen Feldberechnung wird aus den einzugebenden Abmessungen der Elektrodenanordnung zunächst mit einem Hilfsprogramm ein Geometriedatensatz, bestehend aus Kreissegmenten und Linienelementen, erzeugt, der anschließend vom Feldberechnungsprogramm eingelesen wird. Voraussetzung für eine exakte Feldberechnung ist eine geeignete Anordnung der Ersatzladungen und der Konturpunkte auf den Elektrodenoberflächen. Zur Kontrolle kann der Feldstärkeverlauf, wie in Bild 6.4 gezeigt, grafisch dargestellt werden. Die gelb eingezeichneten Feldlinien müssen bei korrekter Diskretisierung senkrecht aus der Spitzenoberfläche austreten. Die gewählte Darstellung mittels Äquifeldstärkelinien dient zur leichteren Ermittlung der Punkte mit maximaler Feldstärke. In Bild 6.4, das für ein Einheitspotenzial und ohne Berücksichtigung von Raumladungen berechnet wurde, tritt die maximale Feldstärke an der Spitzenoberfläche in der Rotationsachse auf.

Im nächsten Schritt wird der für den weiteren Programmablauf notwendige normierte Feldstärke- und Potenzialverlauf entlang der Rotationsachse der Elektrodenanordnung bestimmt. Da für die späteren Berechnungen primär der Nahbereich vor der Prüfspitze von Interesse ist, werden die Feldstärkewerte hier mit kleineren Schrittweiten berechnet und zur Übergabe an das Programm „KORSTAB“ in einer Datei abgelegt.



**Bild 6.4:** Feldstärkeverlauf im Nahbereich der kegelförmigen 25 mm langen Prüfspitze in [V/m] bei Einheitspotenzial

Zur exakten Berechnung der Ausdehnung des kritischen Volumens müsste man den Feldraum vor der Spitze eigentlich mit einer sehr hohen Anzahl an Stützstellen berechnen. Da einer sinnvollen Diskretisierung zum einen durch die Rechengenauigkeit, aber vor allem durch die Rechenzeit Grenzen gesetzt sind, werden aus dem eingelesenen Felddatensatz in „KORSTAB“ alle benötigten Feldstärkewerte durch einen Interpolationsvorgang bestimmt.

Verbindet man die eingelesenen Datenpunkte (x-Koordinate, Feldstärke)  $(x_0, y_0) \dots (x_n, y_n)$  jeweils durch eine Gerade (lineare Interpolation), erhält man eine stückweise lineare Funktion, deren zweite Ableitung zwischen den Stützpunkten (Datenpunkten) null und an den Stützpunkten selbst undefiniert ist.

Um in den folgenden Rechenschritten eine möglichst exakte Berechnung der Vorwachsgeschwindigkeit des kritischen Volumens zu ermöglichen, soll mit Hilfe einer Interpolation mit kubischen Splines eine Funktion gefunden werden, die im Bereich von  $x_0$  bis  $x_n$  zwischen und an den Stützpunkten zweimal stetig differenzierbar ist. Da eine möglichst „knickfreie“ Approximation des Feldstärkeverlaufes an den Stützstellen für die Genauigkeit der Rechenergebnisse überaus wichtig ist, wird die verwendete Vorgehensweise im folgenden detaillierter beschrieben:

Nimmt man an, dass zusätzlich zu den Stützpunkten  $y_i$  die Werte der zweiten Ableitung  $y_i''$  bekannt sind, kann man folgende Interpolationsfunktion ansetzen,  $i = 1 \dots (n-1)$  [Pre-92]:

$$y = Ay_i + By_{i+1} + Cy_i'' + Dy_{i+1}'', \quad (6.17)$$

mit den Variablen

$$A = \frac{x_{i+1} - x}{x_{i+1} - x_i} \quad (6.18)$$

$$B = 1 - A = \frac{x - x_i}{x_{i+1} - x_i} \quad (6.19)$$

$$C = \frac{1}{6}(A^3 - A)(x_{i+1} - x_i)^2 \quad (6.20)$$

$$D = \frac{1}{6}(B^3 - B)(x_{i+1} - x_i)^2. \quad (6.21)$$

Um zu beweisen, dass es sich bei  $y''$  auch wirklich um die zweite Ableitung der Interpolationsfunktion  $y$  handelt, wird diese unter Berücksichtigung der  $x$ -Abhängigkeit der Variablen  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  abgeleitet.

Für die erste Ableitung  $y'$  erhält man nach [Pre-92]

$$\frac{dy}{dx} = y' = \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i} - \frac{3A^2 - 1}{6}(x_{i+1} - x_i)y_i'' + \frac{3B^2 - 1}{6}(x_{i+1} - x_i)y_{i+1}'' \quad (6.22)$$

und für die zweite Ableitung  $y''$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = y'' = Ay_i'' + By_{i+1}'' \quad (6.23)$$

Die Werte der zweiten Ableitung an den Stützstellen  $y_i''$  sind jedoch üblicherweise nicht bekannt. Sie können jedoch aus der ersten Ableitung berechnet werden, wenn man, laut Forderung, eine stetige Differenzierbarkeit, auch über eine einzelne Stützstelle hinweg, annimmt. Dazu wird nach [Pre-92] Gl. ( 6.22 ) für  $x = x_i$  im Intervall  $x_i; x_{i+1}$  mit der entsprechenden ersten Ableitung nach Gl. ( 6.22 ) für  $x = x_i$  im Intervall  $x_{i-1}; x_i$  gleichgesetzt. Nach einigen Vereinfachungen ergibt sich für  $i = 2, \dots, (n-1)$ :

$$\frac{x_i - x_{i-1}}{6} y_{i-1}'' + \frac{x_{i+1} - x_{i-1}}{3} y_i'' + \frac{x_{i+1} - x_i}{6} y_{i+1}'' = \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i} - \frac{y_i - y_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \quad (6.24)$$

Man erhält so  $(n-2)$  lineare Gleichungen für  $n$  Unbekannte  $y_i''$ ,  $i = 1, \dots, n$ . Für den ersten und letzten Stützpunkt müssen, entsprechend der Krümmung mit der die Interpolationskurve in diese Punkte mündet,  $y_1''$  und  $y_n''$  mit Hilfe von Gl. ( 6.22 ) über die erste Ableitung entsprechend gewählt werden.

Da jeder Wert  $y_i''$  nur von seinen beiden Nachbarpunkten  $i \pm 1$  abhängt, werden diese im Programm „KORSTAB“ entsprechend [Pre-92] in einer separaten Routine unmittelbar nach dem Einlesen des Felddatensatzes, aber vor der eigentlichen Approximation berechnet und abgelegt.

Mit Hilfe der einmal berechneten zweiten Ableitung  $y_i''$  an den Stützstellen kann anschließend beliebig oft durch einen einfachen Funktionsaufruf der interpolierte Wert der Feldstärke an einem beliebigen Punkt auf der Rotationsachse der Elektrodenanordnung berechnet werden.

### 6.2.3 Berechnung des Entladungseinsatzes

Nachdem sowohl der Spannungsverlauf generiert, als auch die zur Berechnung notwendigen Parameter und Felddaten eingelesen wurden, kann nun der eigentliche Berechnungsvorgang gestartet werden. Notwendige Voraussetzung für einen Einsatz der Entladung ist das Überschreiten der kritischen Feldstärke  $E_0 = (E/p)_0 \cdot p$  vor der Spitzenelektrode. Dieser Zeitpunkt, der bei linear ansteigenden Prüfspannungen lediglich von der gewählten Spannungssteilheit abhängt, wird als  $t_{krit}$  gespeichert. Ab diesem Zeitpunkt beginnt das kritische Volumen  $V_{krit}$  vor der Spitze und somit auch dessen Ausdehnung  $r_{krit}$  zu wachsen.

Da das Isoliergas SF<sub>6</sub> jedoch stark elektronegative Eigenschaften aufweist und dadurch freie Elektronen sehr stark anlagert, verstreicht eine statistische Streuzeit, bis ein zur Lawinenvermehrung wirksames Anfangselektron zur Verfügung steht. Die genaueste, aber auch rechenaufwendigste Methode zur Bestimmung des statistischen Zeitverzuges ist die Anwendung des modifizierten Volumen-Zeit-Gesetzes Gl. ( 2.22 ). Voraussetzung zur Berechnung des mit

$$\left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \quad (6.25)$$

gewichteten Volumens ist aber die Möglichkeit zur Berechnung der Feldstärke in kleinen Teilvolumina im Bereich der Spitze, da sowohl der Anlagerungskoeffizient  $\alpha$ , wie auch der Anlagerungskoeffizient  $\eta$  stark feldstärkeabhängig sind und dadurch für jedes Volumenelement separat ermittelt werden müssen. Eine weitere Schwierigkeit, über die ausführlich in [Hie-91] berichtet wurde, stellt zudem die Bestimmung der feldstärkeabhängigen Elektronenproduktionsrate in Gl. ( 2.22 ) dar.

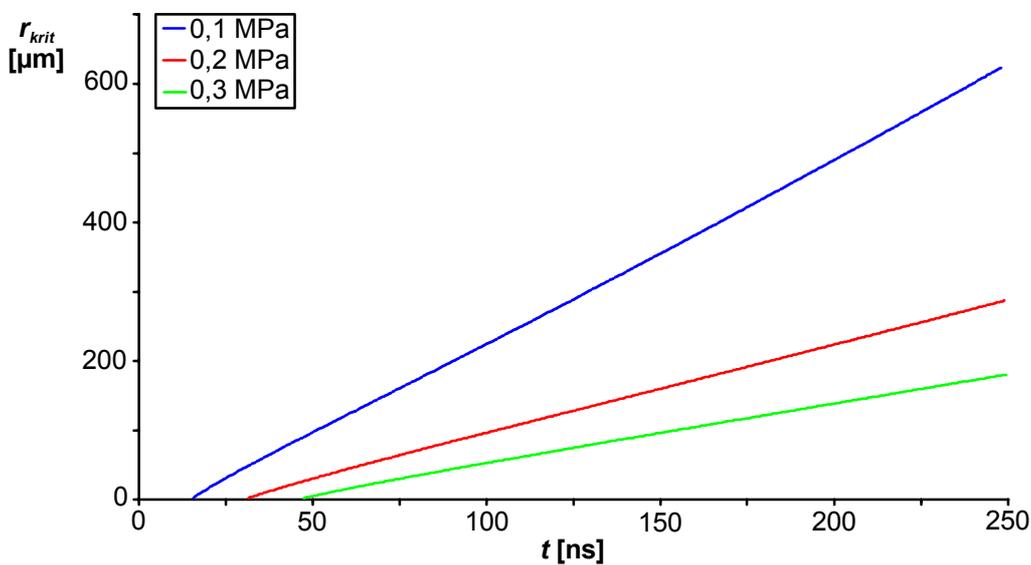
In Abschnitt 4.4.2 wurde durch Auswertung von PMT-Aufnahmen gezeigt, dass der Streamereinsatz bei aktiver Koronastabilisierung zusätzlich zum statistischen Zeitverzug durch die sich nach dem Entladungseinsatz ausbildende Raumladungszone erheblich verzögert wird. Der exakte Streamereinsatzzeitpunkt ist somit nur sehr schwer rechnerisch zu bestimmen. Umgekehrt lässt dies die Schlussfolgerung zu, dass sich zum Zeitpunkt des berechenbaren theoretischen Streamereinsatzes bereits eine Raumladungswolke mit stabilisierender Wirkung aufgebaut haben muss. In den folgenden Betrachtungen stehen daher die Driftvorgänge der Ladungsträger bis zum Zeitpunkt des theoretischen Streamereinsatzes im Vordergrund, da sie als Berechnungsgrundlage für den raumladungsbeeinflussten Feldverlauf dienen. Bei dieser vereinfachten Sichtweise kann man auch den statistischen Zeitverzug nach Gl. ( 2.22 ) außer Acht lassen. Der Streamereinsatz wird mit Hilfe des bereits eingelesenen normierten Feldstärkeverlaufes  $E_n(x)$  ermittelt, in dem man die an der Anordnung anliegende Spannung solange schrittweise erhöht, bis schließlich Gl. ( 6.4 ) erfüllt wird. Die dazu notwendige numerische Integration erfolgt mittels der Trapezregel. Die auf diese Weise berechneten Streamereinsatzspannungen wurden bereits in Abschnitt 4.4.2, Tabelle 4.2 dargestellt.

#### 6.2.4 Berechnung der zeitabhängigen Ausdehnung und Vorwachsgeschwindigkeit des kritischen Volumens

Nach der Durchführung der notwendigen Vorberechnungen erfolgt als erster Schritt die Berechnung der zeitabhängigen Ausdehnung  $r_{krit}(t)$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$ . Dazu wird der interpolierte Verlauf der normierten Feldstärke  $E_n(x)$  zuerst mit dem zum aktuellen Zeitpunkt  $t_{akt}$  gültigen Spannungswert multipliziert. Wenn die anliegende Spannung größer als die für den betrachteten Fall gültige Einsatzspannung ist, wird die kritische Feldstärke  $E_0$  an einem bestimmten Punkt  $x_{akt}$  des aktuellen Feldstärkeverlaufes  $E_{akt}(x)$  überschritten.  $x_{akt}$  lässt sich durch sukzessives Erhöhen der  $x$ -Koordinate,

ausgehend von der Elektrodenoberfläche, ermitteln. Die dazu verwendete Schrittweite wird in der Parameterdatei spezifiziert. Nachdem  $x_{akt}$  als die zum aktuellen Zeitpunkt berechnete Ausdehnung des kritischen Volumens  $r_{krit}(t_{akt})$  abgespeichert wurde, wiederholt sich die Berechnung entsprechend des gewünschten Zeitbereiches. Vor Erreichen der Einsatzfeldstärke wird  $r_{krit}(t)$  zu Null gesetzt.

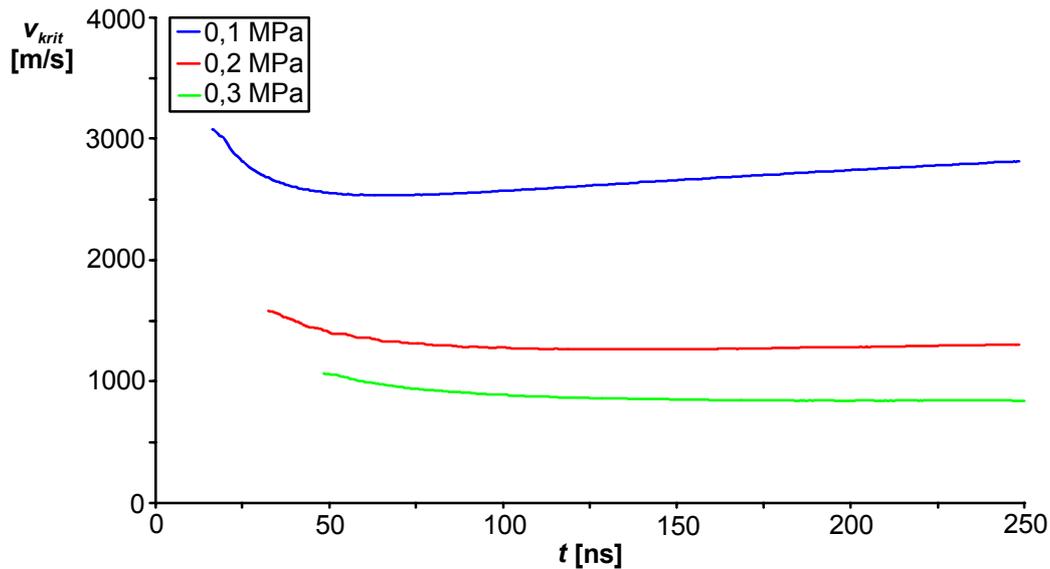
In Bild 6.5 ist der zeitliche Verlauf der Ausdehnung  $r_{krit}(t)$  des kritischen Volumens bei der kegelförmigen Spitze und einer Spannungssteilheit von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  für die drei im Rahmen dieser Arbeit benutzten Gasdrücke dargestellt. Entsprechend der geringeren Einsatzfeldstärken wird bei kleineren Gasdrücken eine wesentlich größere Ausdehnung des kritischen Volumens erreicht. Auf Grund des nahezu linearen Abfalls der elektrischen Feldstärke im Nahbereich vor der Prüfspitze und der rampenförmig ansteigenden Prüfspannung ergibt sich daher ein nahezu lineares Wachstum des kritischen Volumens  $V_{krit}$  im betrachteten Zeitbereich.



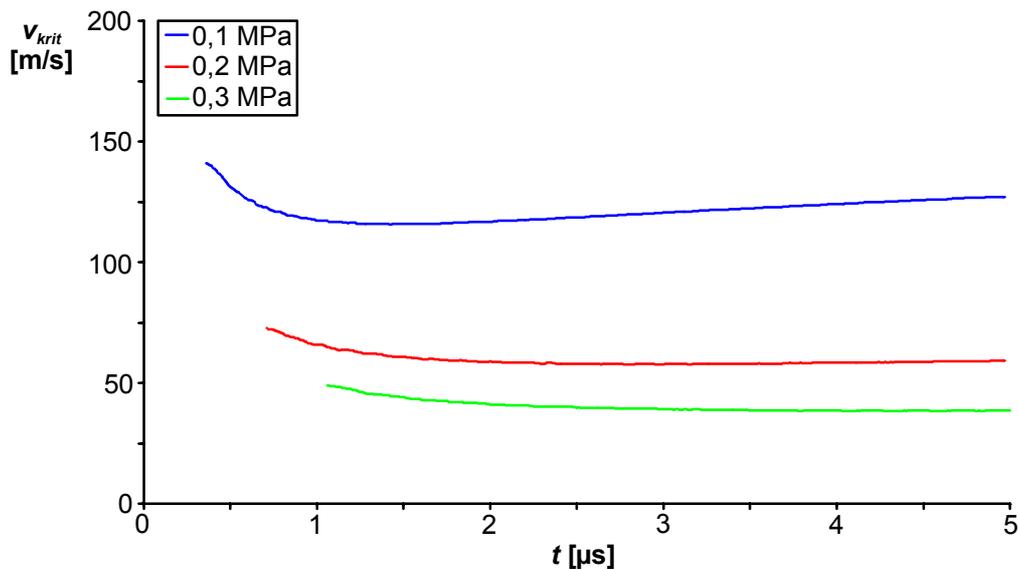
**Bild 6.5:** Zeitlicher Verlauf der Ausdehnung  $r_{krit}(t)$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$  bei einer Spannungssteilheit von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)

Der zeitliche Verlauf der Vorwachsungsgeschwindigkeit  $v_{krit}(t)$  des kritischen Volumens kann durch Differenzierung der Ausdehnung  $r_{krit}(t)$  gewonnen werden. Hierbei sind allerdings einige Besonderheiten zu beachten: Um einen möglichst gleichmäßigen Verlauf von  $v_{krit}(t)$  zu erreichen, muss  $r_{krit}(t)$  einen stetigen und möglichst knickfreien Verlauf aufweisen. Dieser Forderung wird bereits durch die Verwendung der Spline-Approximation zur Rekonstruktion des Feldstärkeverlaufes entlang der Rotationsachse entsprochen. Da sich bei numerischen Berechnungen Ungenauigkeiten nicht vermeiden lassen, wird die Vorwachsungsgeschwindigkeit  $v_{krit}(t)$  zusätzlich geglättet. Die Breite des dazu benutzten Glättungsfensters ist mit Hilfe der Parameterdatei wählbar.

In Bild 6.6 und Bild 6.7 sind die Ergebnisse dieser Berechnung für Spannungssteilheiten von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  und  $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  dargestellt.



**Bild 6.6:** Zeitlicher Verlauf der Vorwachsgeschwindigkeit  $v_{krit}(t)$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$  bei einer Spannungssteilheit von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)



**Bild 6.7:** Zeitlicher Verlauf der Vorwachsgeschwindigkeit  $v_{krit}(t)$  des kritischen Volumens  $V_{krit}$  bei einer Spannungssteilheit von  $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)

Nach Gl. ( 6.12 ) beträgt die Driftgeschwindigkeit  $v_l$  der positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen am Rand des kritischen Volumens 530 m/s. Bei einer Spannungssteilheit von  $350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  wird in Übereinstimmung mit dem vereinfachten Kriterium für Koronastabilisierung Gl. ( 6.11 ) für alle betrachteten Druckbereiche eine Driftgeschwindigkeit von 840 m/s [Hin-01a] nicht unterschritten. Koronastabilisierung tritt daher nicht auf.

Mit fallender Spannungssteilheit sinken die Vorwachsengeschwindigkeiten ab. Analog zu dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen vereinfachten Kriterium wird die kritische Vorwachsengeschwindigkeit  $v_{krit}$  zuerst bei hohen Gasdrücken unterschritten.

Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 6.1.1 stellt das Unterschreiten der in Gl. ( 6.12 ) berechneten Driftgeschwindigkeit  $v_I$  jedoch keine starre Grenze für Koronastabilisierung dar, da im Übergangsbereich noch mit einer sehr ungleichmäßigen Verteilung der Raumladungszone zu rechnen ist. Berücksichtigt man auch hier die bereits in Abschnitt 6.1.2 erwähnten Einflüsse auf die Bewegung der Ladungsträger, lässt sich, entsprechend der dort angestellten Betrachtungen zum verbesserten Wert  $K_{stab}^* = 15 \text{ kV}/(\text{MPa}\cdot\mu\text{s})$  eine korrigierte Driftgeschwindigkeit  $v_I^*$  von ca. 90 m/s angeben.

Mit diesem Wert lässt sich bei einer Spannungssteilheit von 16 kV/ $\mu\text{s}$  in Bild 6.7 der Übergang zum Bereich aktiver Koronastabilisierung sehr genau abgrenzen.

### 6.2.5 Berechnung der Ladungsträgerdrift

Die für Koronastabilisierung verantwortliche Raumladungswolke aus positiven SF<sub>6</sub>-Ionen besteht hauptsächlich aus Ladungsträgern, die nach dem Überschreiten der kritischen Feldstärke, also während der Streamerentwicklung, entstehen und durch den Feldraum in Richtung zur Gegenelektrode abdriften. Da die Größe dieser Raumladungszone messtechnisch nicht oder nur sehr schwer erfasst werden kann, soll ihre Größe für die Berechnung des raumladungsbeeinflussten Feldstärkeverlaufes im nächsten Abschnitt rechnerisch abgeschätzt werden.

Die mittlere gerichtete Driftgeschwindigkeit der positiven SF<sub>6</sub>-Ionen wird dazu, entsprechend Gl. ( 6.12 ), als proportional zur elektrischen Feldstärke betrachtet:

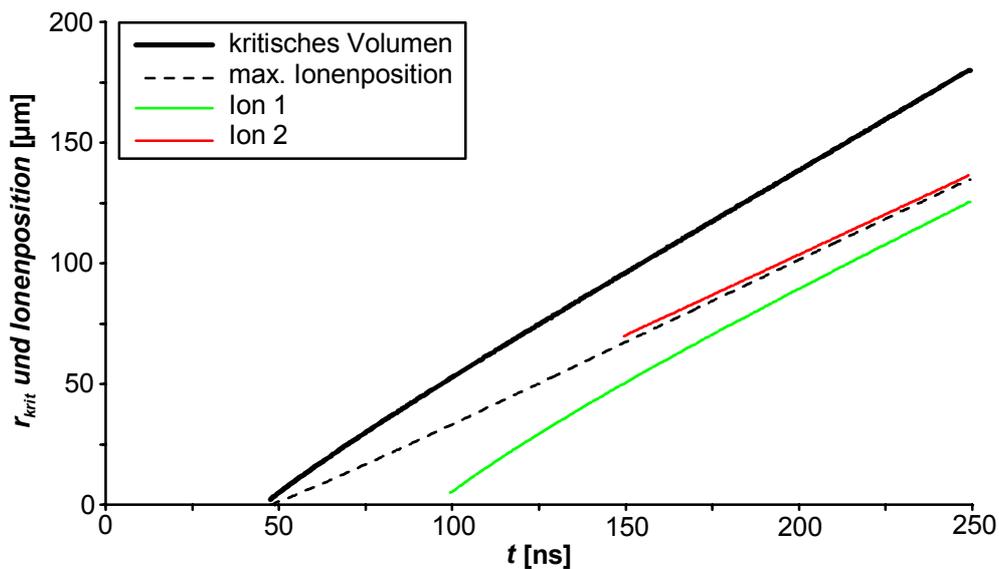
$$v_I(x,t) = \frac{b_I}{p} \cdot E(x,t) \quad (6.26)$$

Auf Grund der geringen Driftgeschwindigkeit folgt die Driftbahn den Feldlinien. Der Driftvorgang kann nach dem Überschreiten der kritischen Feldstärke  $E_0$  innerhalb des kritischen Volumens starten. Da die Rotationsachse der Elektrodenanordnung gleichzeitig eine Feldlinie darstellt, werden die gemäß Abschnitt 6.2.2 berechneten Werte der Feldstärke zur Ermittlung der Ladungsträgerbewegung verwendet. Mit Hilfe von Gl. ( 6.26 ) lässt sich die zeitdiskrete Position eines Ions  $x_{ion}[stop]$ , das zum diskreten Zeitpunkt  $t_{start}$  an der Position  $x_{start}$  durch einen Ionisationsvorgang entstanden ist, wie folgt ermitteln:

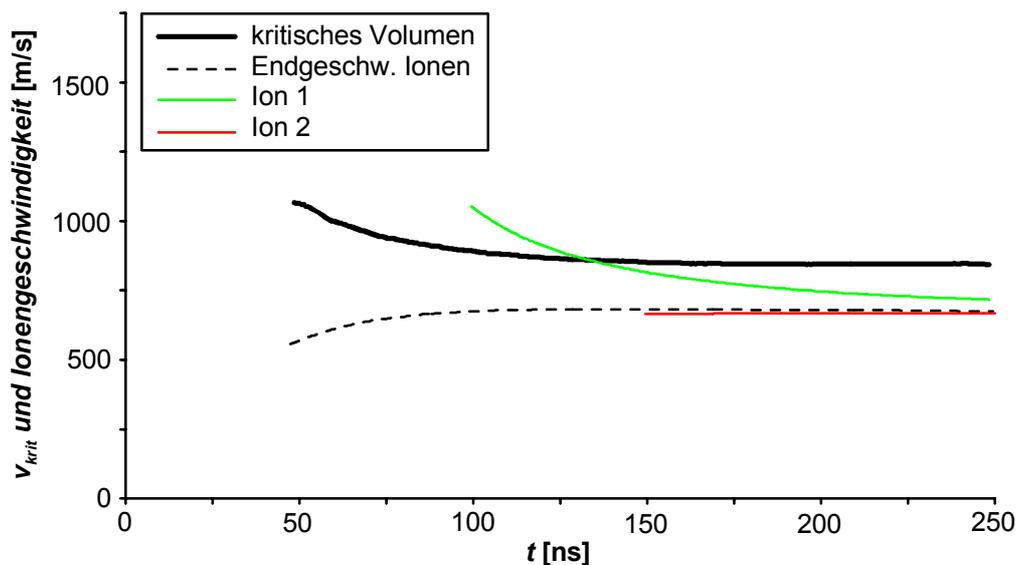
$$x_{ion}[stop] = x_{start} + \sum_{k=start}^{stop} b \cdot E(x_{ion}[k], t[k]) \cdot \Delta t \quad (6.27)$$

Die Startzeitpunkte und –positionen der Ionen können dabei völlig willkürlich gewählt werden, sie müssen lediglich innerhalb des kritischen Volumens liegen. Die maximale

Ionenposition wird durch die Driftbewegung eines fiktiven Ladungsträgers bestimmt, der zum Zeitpunkt des Überschreitens von  $E_0$  unmittelbar an der Spitze erzeugt wird. In Bild 6.8 und Bild 6.9 werden die Berechnungsergebnisse für die kegelförmige Prüfspitze bei 0,3 MPa Gasdruck und einer Spannungssteilheit von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  gezeigt. Die Driftbewegung wurde für zwei Ladungsträger berechnet: Ion 1 startet nach 100 ns bei  $r = 10 \mu\text{m}$ , Ion 2 nach 150 ns bei  $r = 70 \mu\text{m}$ . Die maximale Ionenposition ist im betrachteten Zeitbereich stets kleiner als die Ausdehnung des kritischen Volumens. Beide Ionen bleiben innerhalb des kritischen Volumens. Die Ausbildung einer stabilisierenden Raumladungszone ist in diesem Fall nicht möglich.

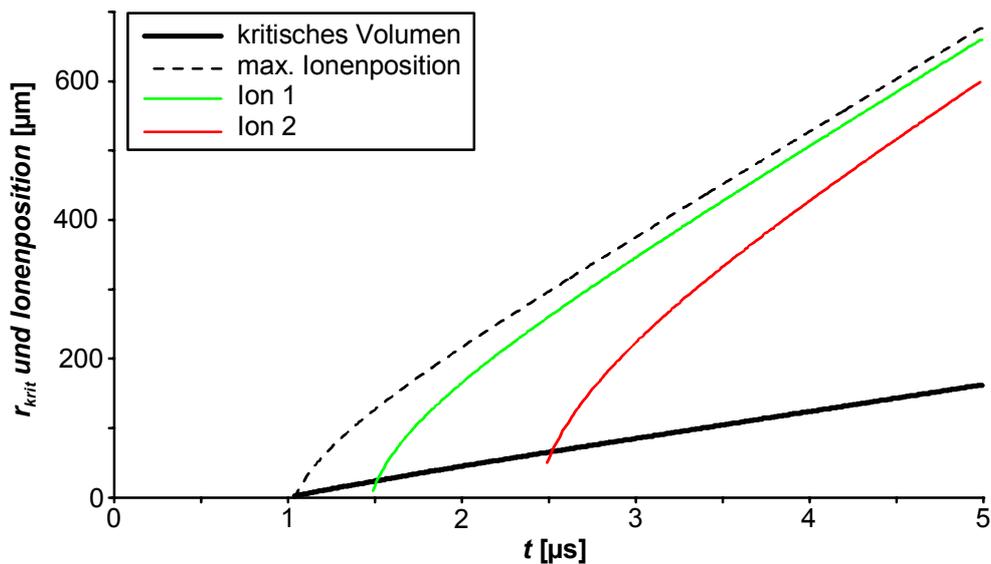


**Bild 6.8:** Ausdehnung  $r_{krit}(t)$  des kritischen Volumens und Ionenpositionen bei einer Spannungssteilheit von  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)

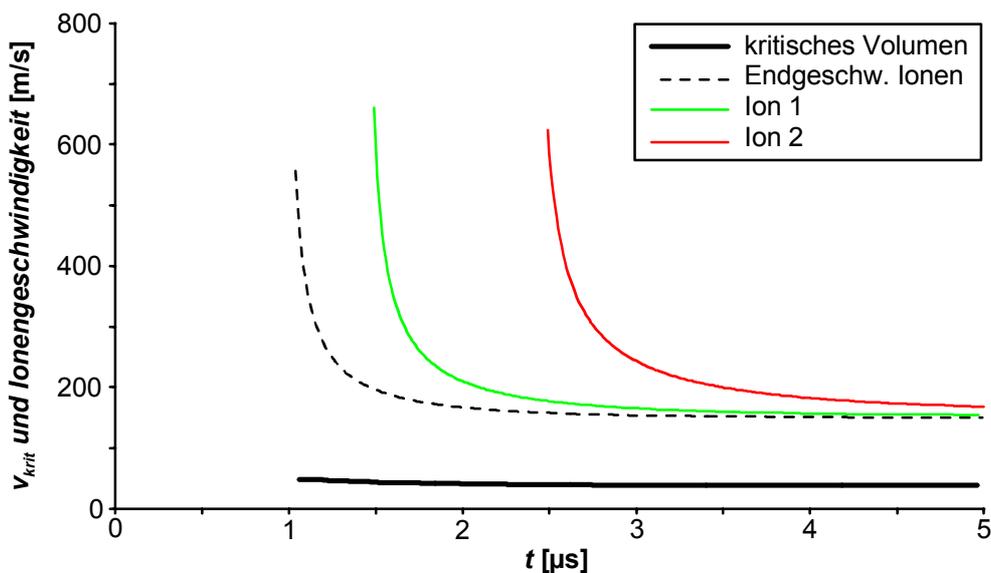


**Bild 6.9:** Vorwachs- und Ionenendgeschwindigkeit  $v_{krit}(t)$  des kritischen Volumens und Ionenendgeschwindigkeiten, Spannungssteilheit  $S = 350 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)

Bild 6.10 und Bild 6.11 zeigen ebenfalls Berechnungsergebnisse für die kegelförmige Spitze bei einem Gasdruck von 0,3 MPa, allerdings bei einer reduzierten Spannungsteilheit von  $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$ , die, entsprechend den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3, den Beginn des Übergangsbereiches zur Koronastabilisierung markiert. Die Startpunkte der Ionen blieben unverändert, während die Startzeitpunkte auf  $1,5 \mu\text{s}$  bzw.  $2,5 \mu\text{s}$  erhöht wurden. Man erkennt, dass die Ionengeschwindigkeit zum Generationszeitpunkt des jeweiligen Ladungsträgers einen relativ hohen Wert besitzt.



**Bild 6.10:** Ausdehnung  $r_{krit}(t)$  des kritischen Volumens und Ionenpositionen bei einer Spannungsteilheit von  $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)



**Bild 6.11:** Vorwachsgeschwindigkeit  $v_{krit}(t)$  des kritischen Volumens und Ionen-geschwindigkeiten, Spannungsteilheit  $S = 16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (kegelförmige Spitze)

Die Ionen werden deshalb das kritische Volumen  $V_{krit}$ , in dem die kritische Feldstärke  $E_0$  überschritten ist, schnell verlassen und stehen zur Bildung einer stabilisierenden Raumladungswolke zu Verfügung. Die Ionen befinden sich nur sehr kurz in den Bereichen hoher Feldstärke. Die Annahme einer konstanten und feldstärkeunabhängigen Ladungsträgerbeweglichkeit führt daher nur zu kleinen vernachlässigbaren Fehlern.

Mit dem Berechnungsprogramm „KORSTAB“ und der eben beschriebenen Vorgehensweise lassen sich relativ hohe Berechnungsgeschwindigkeiten erzielen. Einer der Nachteile des Programms liegt jedoch in der Trennung von Feldberechnung und der Berechnung der eigentlichen Ladungsträgerbewegung, die zudem nur entlang der Rotationsachse bestimmt werden kann.

### 6.3 Abschätzung des Raumladungseinflusses

Das Auftreten von Koronastabilisierung ist, wie in Abschnitt 5.2 gezeigt wurde, in den meisten Fällen mit großen Austrittswinkeln der Entladungskanäle aus den Prüfspitzen verbunden.

Zur Klärung dieses Verhaltens wird durch Anwendung des Driftmodells die räumliche Ausdehnung der vor der Inhomogenität entstehenden Raumladungswolke abgeschätzt. Durch Variation der Ladungsträgerdichte in dem ermittelten Volumen lässt sich im Anschluss daran die resultierende Feldverteilung berechnen, die maßgebend die Entwicklung der Entladungskanäle beeinflusst.

Um das für diesen Schritt erforderliche gezielte Einbringen von Raumladungen in die Feldberechnung zu ermöglichen, wurde für die weiteren Simulationen das Finite-Elemente(FEM)-System ANSYS verwendet. Wegen des damit verbundenen enormen Rechenaufwands ist dieses Verfahren in der Hochspannungstechnik häufig nachteilig und wird seltener benutzt. Sein Prinzip soll deshalb kurz umrissen werden.

#### 6.3.1 Finite-Elemente-Methode

Zur Anwendung der zur Familie der Differenzialverfahren gehörenden Finite-Elemente-Methode für die Berechnung elektrischer Felder wird versucht, das Minimum der im Feldraum gespeicherten elektrischen Energie

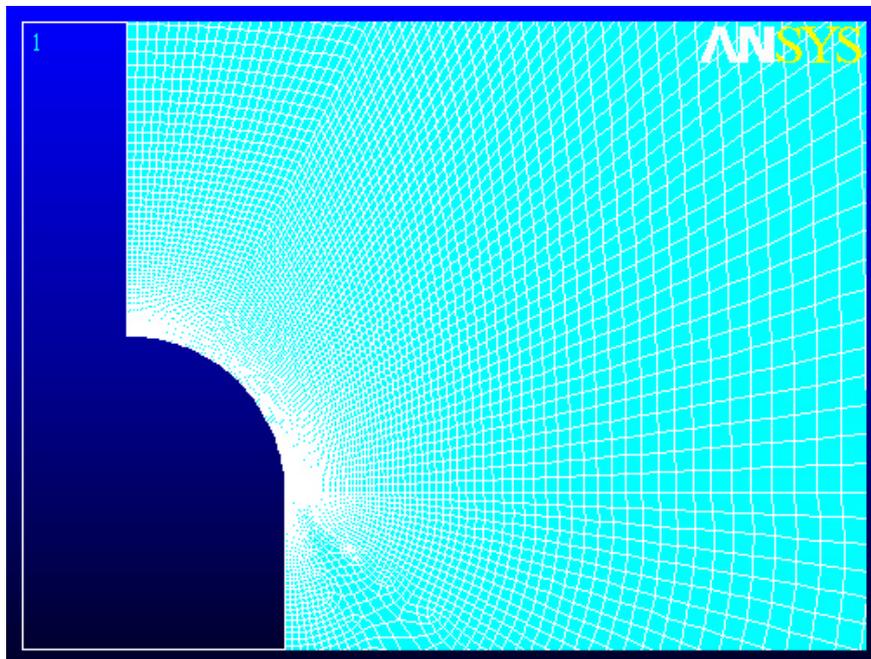
$$W = \frac{1}{2} \varepsilon \iiint_V \vec{E}^2(r) dV \quad (6.28)$$

zu finden, welches mit Hilfe der Variationsrechnung durch Differenzieren und anschließendes Nullsetzen erfolgt.

Die zur Anwendung der Finiten-Elemente-Methode notwendige Vorgehensweise lässt sich in fünf nachfolgend näher beschriebene Schritte unterteilen:

## 1. Diskretisierung

Das zu berechnende Feldgebiet, das aus der zu untersuchenden Elektrodenanordnung und dem umgebenden Gasraum besteht, muss zuerst in zweckmäßig viele Elemente variabler Größe unterteilt werden. Bei 2D-Problemen werden dazu üblicherweise Drei- oder Vierecke und bei 3D-Problemen hauptsächlich Tetra- oder Hexaeder benutzt. Im vorliegenden Fall wurden viereckige Elemente, die zur Erhöhung der Rechengenauigkeit zur Spitze hin verdichtet wurden, zur Nachbildung des Feldraumes verwendet. Die Erzeugung des Vermaschungsnetzwerkes, das in Bild 6.12 für die kugelförmig Prüfspitze gezeigt wird, bezeichnet man auch als Vermaschen (mesh). Damit man eine endliche Anzahl an Elementen erhält, muss hier, im Gegensatz zum Ersatzladungsverfahren, der zu berechnende Feldraum allerdings begrenzt werden.



**Bild 6.12:** Vermaschungsnetzwerk im Nahbereich der Spitze

## 2. Approximationsfunktion für ein Element

Innerhalb eines der zur Diskretisierung verwendeten Elemente wird die Feldstärke als konstant angenommen. Für die Potenzialfunktion muss man jedoch eine geeignete Abschätzung finden. Ziel dieses Schrittes ist daher die Ermittlung einer Approximationsfunktion, mit der das Potenzial an einer beliebigen Stelle innerhalb des Elements mit Hilfe einer koordinatenabhängigen Formfunktion und der Knotenpotenziale des Elements bestimmt werden kann. Zur Approximation wird wegen  $E = \text{const.}$  ein linearer Ansatz verwendet.

### 3. Ermittlung der Elementmatrix

Der gefundene Approximationsansatz für das Potenzial wird nun nach den Koordinaten differenziert und in die Beziehung für den Energieinhalt der innerhalb eines Elements gespeicherten elektrischen Energie Gl. ( 6.28 ) eingesetzt. Anschließend wird der Differentialquotient gebildet und Null gesetzt. Pro Element mit  $n$  Knotenpunkten erhält man jeweils ein Gleichungssystem, bestehend aus der Elementmatrix und den Knotenpotenzialen

$$\begin{bmatrix} \gamma_{11} & \cdot & \cdot & \gamma_{1n} \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot & \cdot \\ \gamma_{n1} & \cdot & \cdot & \gamma_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \phi_n \end{bmatrix} = 0, \quad ( 6.29 )$$

welches für sich allein betrachtet nur eine triviale Lösung hat. Nur durch Einbeziehen der benachbarten Elemente ergibt sich eine sinnvolle Lösung.

### 4. Ermittlung der Systemmatrix

Durch Erweiterung und Aufsummierung der einzelnen Elementmatrizen auf Systemordnung erhält man die Systemmatrix, deren Zeilen jeweils die Verknüpfung eines Elementknotens mit den Elementknoten der angrenzenden Elemente beschreiben. Da nur sehr wenige Elemente direkt miteinander verknüpft sind, enthält die Matrix zu etwa 99 % Nullelemente.

### 5. Randbedingungen

Das Gleichungssystem aus Systemmatrix und Knotenpotenzialen lässt sich ohne zusätzliche Randbedingungen nicht eindeutig lösen. Zur Berechnung werden daher die meist bekannten Knotenpunktpotenziale der den Feldraum begrenzenden Elemente (Elektrodenoberflächen) verwendet.

#### 6.3.2 Realisierung des Driftmodells

Das Finite-Elemente-System ANSYS besitzt, zusätzlich zur Möglichkeit der reinen Feldberechnung, eine interne Programmiersprache, mit der beispielsweise Skripten zur Designoptimierung von Elektroden oder auch zur Automatisierung von verschiedenen Berechnungen erstellt und abgearbeitet werden können. In der ADPL (ANSYS Parametric Design Language) genannten Sprache stehen sowohl mathematische Funktionen zur Vektor- und Matrizenrechnung, als auch bekannte Befehle zur Beeinflussung des

Programmablaufs (if...then, do, usw.) zur Verfügung. Feldrechnung und Umsetzung des Driftmodells konnten daher in einem gemeinsamen Programm erfolgen.

Zur Bestimmung der Ausdehnung des vor der Prüfspitze entstehenden Raumladungsgebietes wird, im Gegensatz zum im Abschnitt 6.2 beschriebenen Programm „KORSTAB“, die Ladungsträgerbewegung nicht nur entlang der Rotationsachse der Elektrodenanordnung, sondern entlang mehrerer Feldlinien, die allesamt von der Spitzeneroberfläche ausgehen, ermittelt.

Dazu selektiert das Programm zuerst eine der gewünschten Feldlinienanzahl entsprechende Menge von Knoten im äquidistanten Abstand entlang der Spitzeneroberfläche. Ausgehend von den gewählten Elementen werden nun die Feldlinien bestimmt und die ermittelten Datensätze programmintern abgespeichert.

Um die neuen Feldstärkewerte zu jedem gewünschten Zeitpunkt zu erhalten, erfolgt, entsprechend den gewählten Parametern (Spannungssteilheit, Gasdruck, Anzahl der zu berechnenden Datenpunkte, usw.) die Multiplikation der gespeicherten Daten mit der entsprechenden Spannung. Der Beginn der Ladungsträgerbewegung erfolgt, analog den Ausführungen zur Ermittlung der maximalen Ionenposition in Abschnitt 6.2.5, nachdem die kritische Feldstärke  $E_0$  am Fußpunkt der aktuell betrachteten Feldlinie überschritten wurde. Der statistische Zeitverzug wird auch hier nicht berücksichtigt

Bei dieser vereinfachten Betrachtung wird der Einfluss der entstehenden positiven Ladungsträger auf den resultierenden Feldverlauf, und damit auch auf die Ausdehnung der Raumladungszone, bis zum Streamereinsatz vernachlässigt. Die Driftbewegungen der Ionen entlang der Feldlinien werden bis zu diesem Zeitpunkt berechnet. Die bis dahin erreichten Positionen stellen jeweils die äußere Begrenzung der Raumladungswolke dar. Wie in Bild 6.11 gezeigt wurde, ist die Geschwindigkeit der Ionen innerhalb des kritischen Volumens  $V_{krit}$  sehr groß, die Ionen verlassen diesen Bereich sehr schnell. Die Raumladungszone erstreckt sich daher vom Rand des kritischen Volumens bis zum durch eine Interpolation über die errechneten Punkte bestimmten Raumladungsrand und kann in den folgenden Schritten zur Erklärung der Austrittswinkelverteilungen mit unterschiedlichen Raumladungsdichten beaufschlagt werden. Trotz dieser erheblichen Vereinfachung werden, wie die folgenden Betrachtungen zeigen, gute Übereinstimmungen der Berechnungen mit den experimentell ermittelten Verläufen der Durchschlagkanäle erzielt.

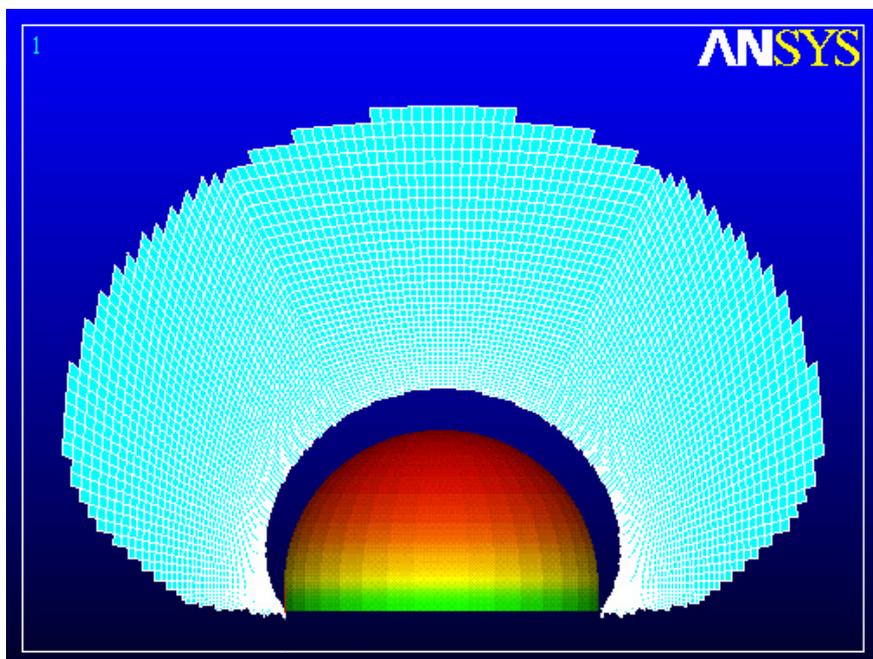
Zur exakteren Berechnung der Geometrie des Raumladungsgebietes wäre jedoch eine sehr viel detailliertere Betrachtung der Generations- und Rekombinationsmechanismen der positiven  $SF_6$ -Ionen notwendig. Dazu müsste man deren Verteilung für jeden Zeitschritt neu berechnen und die daraus resultierende Raumladungsdichte in den Datensatz zur Feldrechnung entsprechend integrieren. Diese äußerst rechenintensive Vorgehensweise ist aber zur Erklärung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Driftmodells nicht notwendig und soll daher an dieser Stelle nicht weiter verfolgt werden.

### 6.3.3 Diskussion der Rechenergebnisse

Mit Hilfe der durchgeführten experimentellen Untersuchungen (Abschnitt 4) konnte gezeigt werden, dass bei geringen Spannungsteilheiten von  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bei den benutzten Spitzengeometrien alle Durchschläge auf hohem Spannungsniveau unter Einfluss der Koronastabilisierung auftraten. Die Prüfspitze wird in diesen Fällen von einem ausreichend gleichmäßig und dicht verteilten Raumladungsgebiet nahezu vollständig abgeschirmt. Diese Anhäufung von Ladungsträgern vor der Inhomogenität wirkt sich auf die resultierende Feldverteilung aus und beeinflusst dadurch, wie in Abschnitt 5.2 ausgeführt, die Streamerentwicklung und damit den Startpunkt des Entladungskanals. Im Fall der halbrunden Prüfspitze traten nahezu alle Entladungskanäle senkrecht zur Spitze mit Winkeln im Bereich von ca.  $90^\circ$  aus.

Zur Simulation des Raumladungseinflusses auf den Verlauf der Entladungskanäle wurde, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, zuerst der Feldliniendatensatz auf Einheitspotenzial erstellt. Nach Tabelle 4.2 berechnet sich die Streamereinsatzspannung für die 25 mm lange halbrunde Spitze zu  $U_{SE} = 50,7 \text{ kV}$ , welche bei der gegebenen Spannungsteilheit von  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  nach  $50,7 \mu\text{s}$  erreicht wird. Die Bewegung der Ladungsträger entlang der Feldlinien wurde bis zu diesem Zeitpunkt berechnet und daraus das Randgebiet der Raumladungszone ermittelt.

Das Volumen des in Bild 6.13 dargestellten Raumladungsgebietes der halbkugelförmigen Spitze beträgt  $14,07 \text{ mm}^3$ . Seine Ausdehnung entlang der Rotationsachse in den Feldraum erreicht dabei  $1996 \mu\text{m}$ .

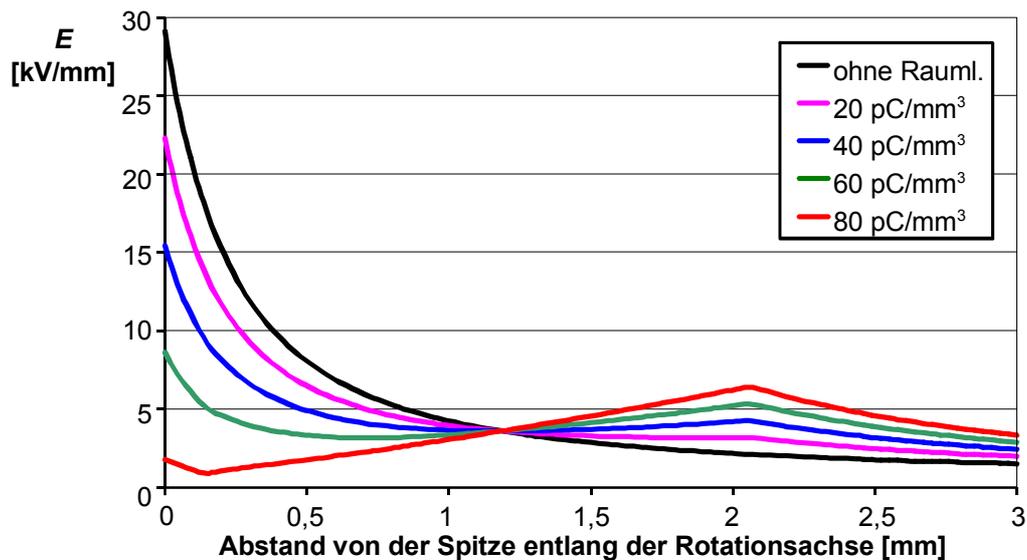


**Bild 6.13:** Raumladungszone vor der 25 mm langen halbkugelförmigen Spitze,  $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$

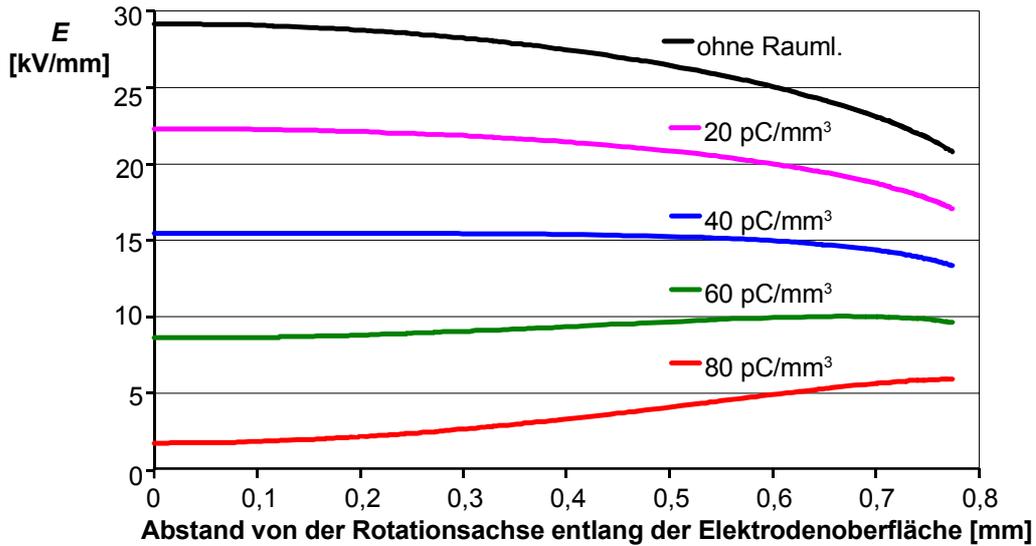
Alle innerhalb der berechneten Raumladungszone liegenden Diskretisierungselemente wurden in Bild 6.13 türkis eingefärbt und für die weiteren Berechnungen mit Ladungsträgerdichten im Bereich von  $20 - 80 \text{ pC/mm}^3$  beaufschlagt.

Bild 6.14 zeigt die Wirkung des Raumladungsgebietes auf den resultierenden Feldstärkeverlauf entlang der Rotationsachse im Nahbereich vor der Spitze. Ohne Raumladungseinfluss ergibt sich ein für starke Inhomogenitäten typischer Verlauf mit hohem Feldstärkegradient direkt vor der Spitze. Mit steigender Dichte der Ladungsträger kommt es zu einer Absenkung der Feldstärke an der Spitzensoberfläche, wodurch die ursprüngliche Feldverteilung bis unter die kritische Feldstärke  $E_0$  reduziert wird. Weitere Ionisationsprozesse vor der Spitze werden dadurch zunächst gestoppt. Die in Abschnitt 4.4.2 beobachteten und im Vergleich zu den theoretisch errechneten Zeiten stark verzögerten Streamereinsätze können damit prinzipiell erklärt werden. Die weitere Entladungsentwicklung kann sich schließlich, ausgehend von den Maxima des resultierenden Feldstärkeverlaufes, die sich sowohl an der Anode als auch an der äußeren Grenze der Raumladungszone ergeben, fortsetzen und somit zum Durchschlag führen.

Um ein neu entstehendes Maximum der Feldstärke an der Spitzensoberfläche und damit den Startpunkt des entstehenden Entladungskanals bestimmen zu können, ist es erforderlich, den Feldstärkeverlauf der Anordnung auch entlang der Elektrodenoberfläche zu betrachten. In Bild 6.15 ist der Feldstärkeverlauf entlang der Kugeloberfläche dargestellt. Mit steigenden Raumladungsdichten tritt das Maximum der Feldstärke nicht mehr unmittelbar an der Rotationsachse auf, sondern verschiebt sich seitlich entlang der Spitzensoberfläche. Durch den stetigen Spannungsanstieg wird diese Entwicklung durch den weiteren Ausbau der Raumladungszone noch verstärkt. Der Durchschlagkanal wird sich daher vom seitlichen Punkt der maximalen Feldstärke aus um den feldschwachen Raum herum entwickeln. Dies ist besonders gut in Bild 6.16, das sowohl ein Schnittbild des räumlichen Feldverlaufes als auch die Feldstärke an der Spitzensoberfläche zeigt, zu erkennen.

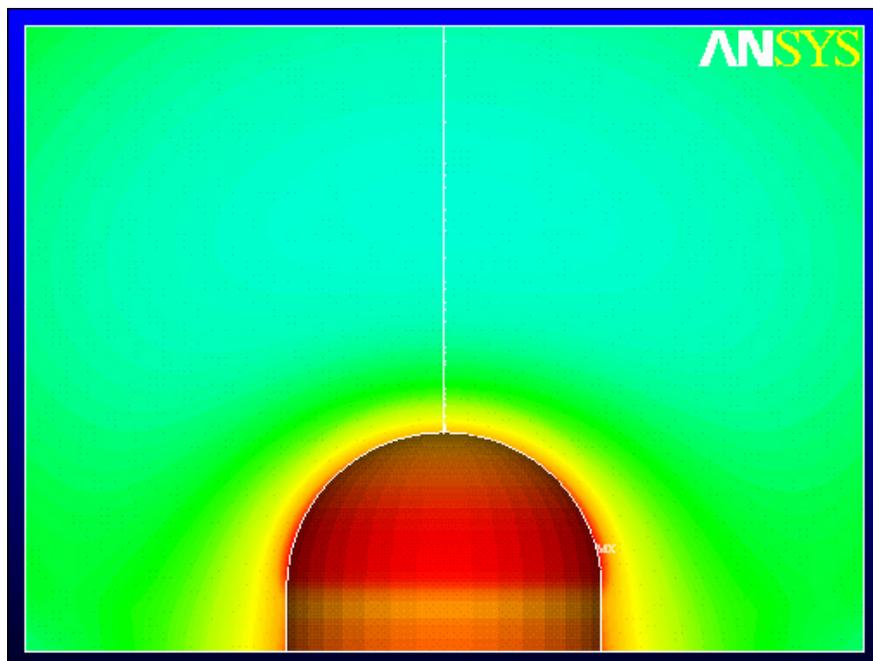


**Bild 6.14:** Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Rotationsachse bei halbkugelförmiger Spitze,  $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$



**Bild 6.15:** Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Elektrodenoberfläche bei halbkugelförmiger Spitze,  $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$

Im Vergleich zum unbeeinflussten Feldverlauf in Bild 6.4 ist hier die Abschwächung der Feldstärke in der Rotationsachse vor der Spitze und auch die Verschiebung der maximal auftretenden Feldstärke an den Randbereich der halbkugelförmigen Elektrode deutlich ausgeprägt. Da Bild 6.16 nur eine Momentaufnahme des Feldraumes zeigt, wurde auf eine zusätzliche Angabe der absoluten Feldstärkewerte verzichtet.

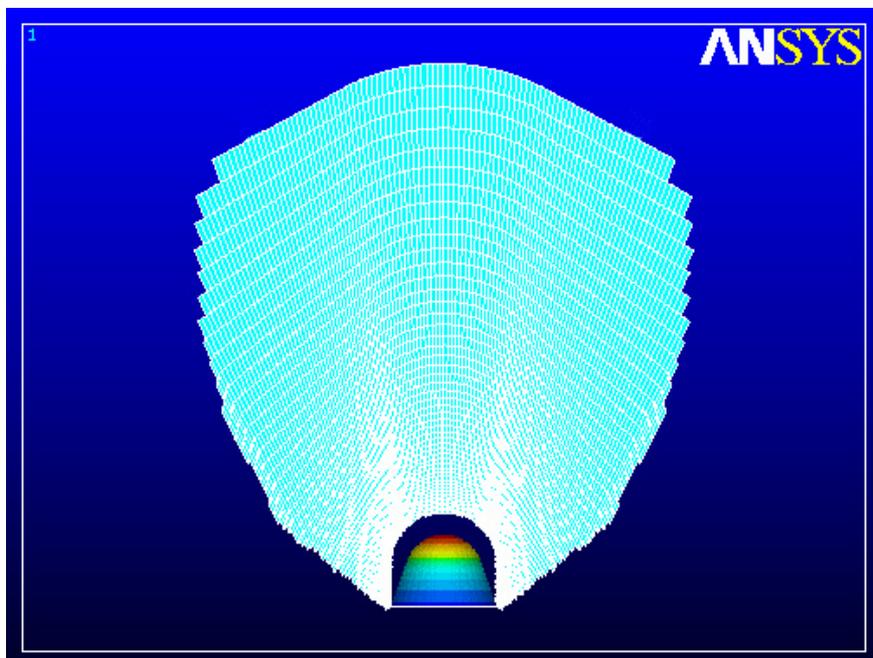


**Bild 6.16:** Räumlicher Feldverlauf vor der halbkugelförmigen Spitze bei einer Raumladungsdichte von  $80 \text{ pC}/\text{mm}^3$ ,  $p = 0,2 \text{ MPa}$ ,  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$

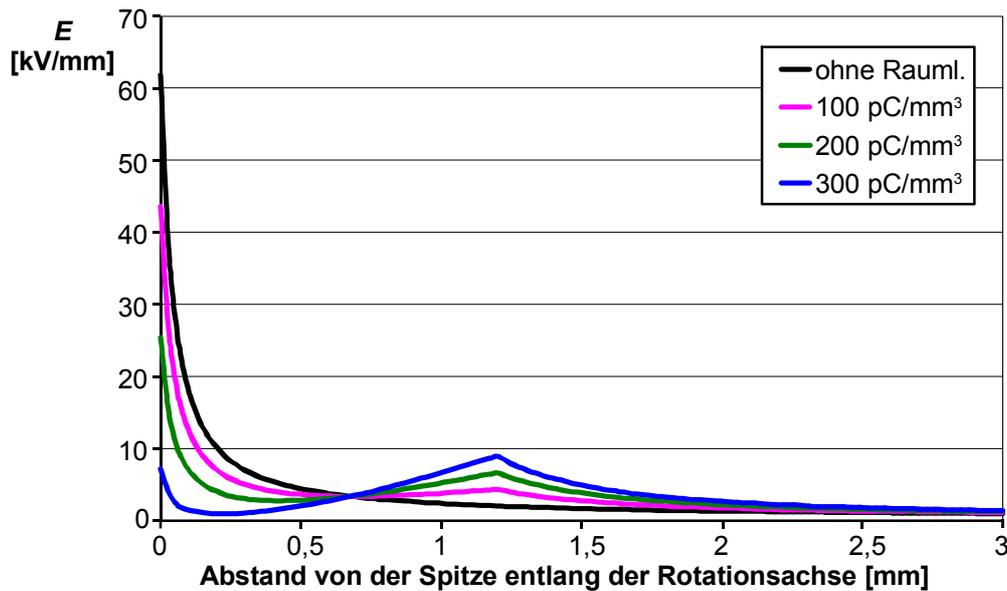
Die kegelförmige Wolframspitze weist mit einem angenommenen Spitzenradius von  $100\ \mu\text{m}$  einen, im Vergleich zur halbrunden Spitze sehr viel inhomogeneren Feldverlauf auf. Dementsprechend wird der Feldstärkegradient im Nahbereich vor und auch der Maximalwert der Feldstärke unmittelbar an der Spitze größer sein. Zusammen mit der niedrigeren Einsatz- und Streamereinsatzspannung von  $15,6\ \text{kV}$  bzw.  $35,8\ \text{kV}$  ergibt sich ein kleineres kritisches Volumen. Führt man die Berechnung der Ladungsträgerbewegung analog zum vorherigen Fall durch, erhält man die in Bild 6.17 türkis eingefärbte Raumladungszone. Das Volumen dieses Raumladungsgebietes beträgt  $3,5\ \text{mm}^3$  bei einer Ausdehnung von  $1201\ \mu\text{m}$  entlang der Rotationsachse und ist damit im Vergleich zur halbkugelförmigen Spitze im Volumen nahezu um den Faktor 4 kleiner.

Um eine ausreichende Beeinflussung des resultierenden Feldverlaufes zu erreichen, muss eine dementsprechend größere Ladungsträgerdichte angesetzt werden. Für die weiteren Berechnungen wurden daher Raumladungsdichten im Bereich von  $100 - 300\ \text{pC}/\text{mm}^3$  angenommen. Auch hier kommt es mit steigender Ladungsträgerdichte in Bild 6.18 zu einer signifikanten Absenkung der Feldstärke an der Spitzenspitze, wodurch die kritische Feldstärke unterschritten und somit die Streamerentwicklung zunächst unterbrochen wird.

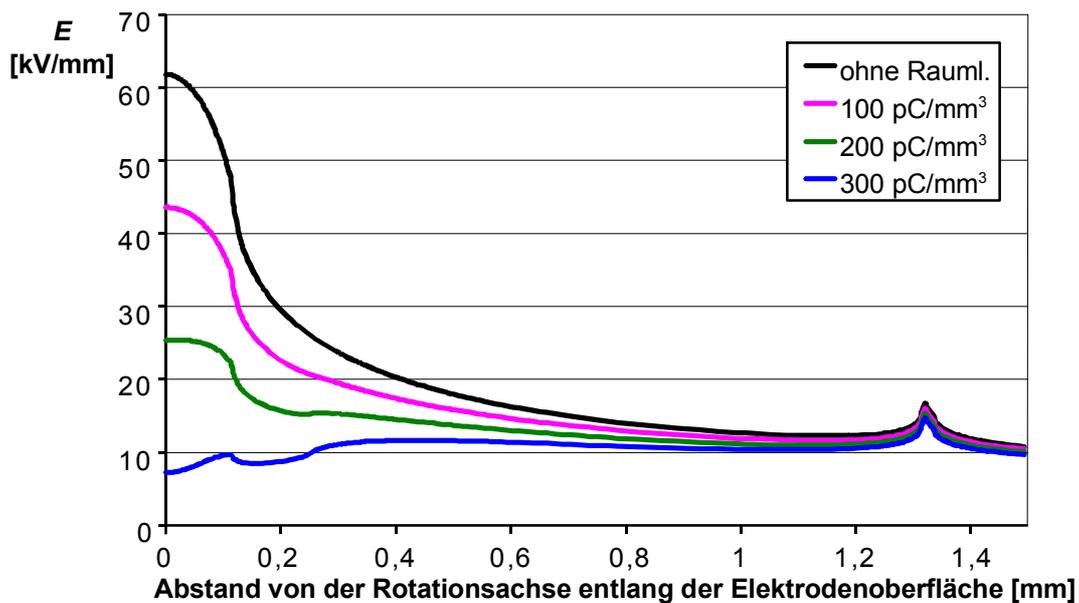
Zur Erklärung der weiteren Entladungsentwicklung ist in Bild 6.19 der Feldstärkeverlauf entlang der Kegeloberfläche angetragen. Mit zunehmendem Einfluss der Raumladung überwiegt eine lokale Anhebung der elektrischen Feldstärke bei einer Entfernung von  $1,35\ \text{mm}$  von der Rotationsachse. Bei genauerer Betrachtung der in Bild 3.3 detailliert dargestellten Spitzengeometrie erkennt man, dass es sich hierbei um den Übergang vom kegelförmigen Abschluss zum zylindrischen Schaft der Spitze handelt.



**Bild 6.17:** Raumladungszone vor der  $25\ \text{mm}$  langen kegelförmigen Spitze,  $p = 0,3\ \text{MPa}$ ,  $S = 1\ \text{kV}/\mu\text{s}$



**Bild 6.18:** Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Rotationsachse bei kegelförmiger Spitze,  $p = 0,3$  MPa,  $S = 1$  kV/ $\mu$ s

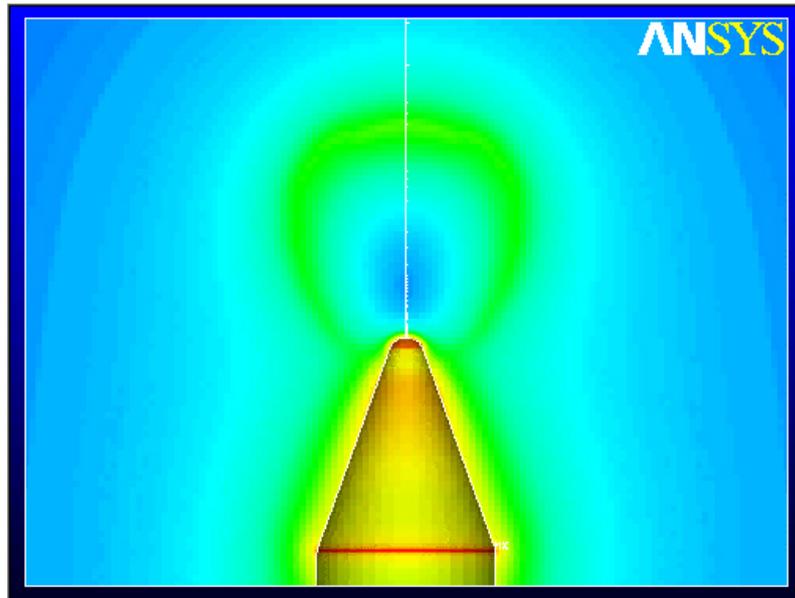


**Bild 6.19:** Raumladungsbeeinflusster Feldstärkeverlauf entlang der Elektrodenoberfläche bei kegelförmiger Spitze,  $p = 0,3$  MPa,  $S = 1$  kV/ $\mu$ s

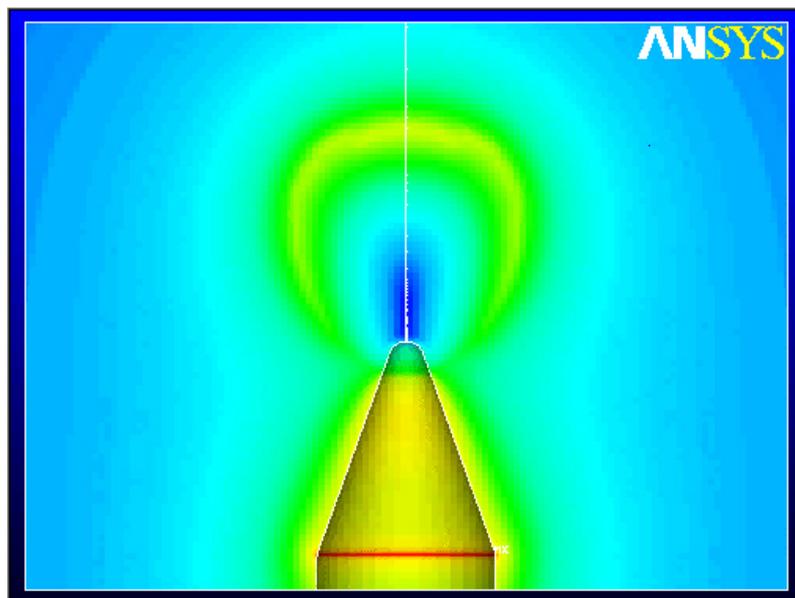
Bei einer Raumladungsdichte von  $220$  pC/mm<sup>3</sup> treten unmittelbar an der Spitze sowie am Übergang Kegel-Schaft nahezu identische Feldstärkemaxima auf. Die Entwicklung eines Entladungskanals kann also an diesen beiden Stellen beginnen und die entsprechenden Durchschlagkanäle können entweder durch die Raumladung hindurch oder um die raumladungsbehaftete Zone herum zur Gegenelektrode vorwachsen. Der entsprechende räumliche Feldverlauf ist in Bild 6.20 dargestellt. Wird die Ladungsträgerdichte weiter auf  $300$  pC/mm<sup>3</sup> (Bild 6.21) erhöht, verschiebt sich das Maximum der Feldstärke

entlang der Kegeloberfläche an den Übergang Kegel-Schaft. Vor der Raumladungszone wird das Feld jedoch stark angehoben und kann mit weiter ansteigender Spannung die kritische Feldstärke überschreiten. Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben wurde, kann in diesen Fällen die Entladung auch im Gasraum vor der Spitze starten.

Durch Anwendung des Driftmodells zur Simulation der Raumladungsverteilung vor der Prüfspitze konnten auch in diesem Fall sehr gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2 erzielt werden.



**Bild 6.20:** Räumlicher Feldverlauf vor der kegelförmigen Spitze bei einer Raumladungsdichte von  $220 \text{ pC/mm}^3$ ,  $p = 0,3 \text{ MPa}$ ,  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$



**Bild 6.21:** Räumlicher Feldverlauf vor der kegelförmigen Spitze bei einer Raumladungsdichte von  $300 \text{ pC/mm}^3$ ,  $p = 0,3 \text{ MPa}$ ,  $S = 1 \text{ kV}/\mu\text{s}$

## 7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Entladungsentwicklung unter Einfluss des Koronastabilisierungseffektes an stark inhomogenen Elektrodenanordnungen bei Beanspruchung mit positiven Stoßspannungen untersucht. Bei langsam ansteigenden Spannungen bildet sich schon während der Streamerentwicklung eine positive Raumladung vor der Inhomogenität aus, die dort die ursprüngliche Feldverteilung bis unter die kritische Feldstärke reduziert. Dadurch wird die weitere Entladungsentwicklung verzögert und die resultierende Durchschlagsspannung erhöht sich signifikant. Durch diesen Stabilisierungseffekt können im Normalbetrieb von gasisolierten Schaltanlagen scharfkantige Störstellen unkritisch und somit auch unentdeckt bleiben, während bei Überspannungen mit kurzen Stirnzeiten mit einem plötzlichen Versagen der Gasisolation zu rechnen ist.

Erstes Ziel der Arbeit ist die Abgrenzung des Bereiches aktiver Koronastabilisierung durch Beanspruchung mit Blitzstoßspannungen bis hin zu Schaltstoßspannungen mit großen Stirnzeiten. Die Untersuchungen dafür sind alle bei positivem Störstellenpotential durchgeführt worden, da dies bei stark inhomogenen Anordnungen die kritischste Konfiguration darstellt und die niedrigsten Isolationspegel zur Folge hat. Der Druck des Isoliergases SF<sub>6</sub> wird im Bereich 0,1 – 0,45 MPa variiert. Da der Aufbau der Raumladung Zeit benötigt, spielt die Steilheit, mit der die anliegende Spannung zunimmt, eine große Rolle.

Im zweiten Teil der Arbeit wird unter Berücksichtigung des zeitlichen Verlaufs der anliegenden Spannung ein Kriterium für Koronastabilisierung aufgestellt. Zur Abgrenzung des Bereiches aktiver Koronastabilisierung sind zuerst umfangreiche experimentelle Untersuchungen notwendig. Diese werden an einem Versuchsaufbau aus handelsüblichen 420 kV-Schaltanlagenteilen durchgeführt. Die Spannungsversorgung der Anlage erfolgt über einen 1 MV-Impulsgenerator. Die für den Koronastabilisierungseffekt verantwortlichen Stoßspannungen mit langen Anstiegszeiten werden durch geeignete Kombinationen von Belastungskapazitäten und Dämpfungswiderständen erreicht, die meist als konzentrierte Elemente außerhalb der Versuchsanlage angebracht sind. Ein zusätzlicher, innerhalb der koaxial aufgebauten Versuchsanlage montierter Dämpfungswiderstand erhöht die Auskoppeldämpfung für die bei einem Spannungszusammenbruch ablaufenden transienten Vorgänge und begrenzt zugleich den bei einem Durchschlag über die Prüfspitze fließenden Strom. Dadurch wird die Verformung der aus Wolfram bestehenden Prüfspitze durch Abschmelzungen vermindert. Mit dieser Konfiguration kann die Anfangsteilheit der verwendeten Stoßspannungsformen im Bereich von 350 kV/μs bis zu 1kV/μs variiert werden. Entsprechend ergeben sich Stirnzeiten von 1,6 μs bis zu 400 μs.

Die zur Untersuchung verwendete Elektrodenanordnung kann durch den Einbau von Störstellen unterschiedlicher Länge und Spitzengeometrie variiert werden und ist am Ende der Versuchsanlage in einem Prüfkessel untergebracht. Zur Messung der anlie-

genden Überspannung ist ein kapazitiver Spannungsteiler in die Anlage eingebaut. Um die bei einer Entladung unter Einfluss der Koronastabilisierung ablaufenden physikalischen Vorgänge genauer zu klären, reicht die Spannungsmessung alleine nicht aus. Zur Erfassung des Entladungseinsatzes, des Streamer-Leader-Übergangs und des anschließenden stufenweisen Vorwachsens des Leaders zur Gegenelektrode ist eine zeitlich hochaufgelöste Erfassung der optischen Aktivitäten nötig. Um Ionisations- und Dissoziationsvorgänge im Gasraum vor der Prüfspitze unterscheiden zu können, werden dazu zwei Fotomultiplier mit unterschiedlichen spektralen Empfindlichkeiten (UV- und IR-Bereich) verwendet. Damit die Details der Entladungsentwicklung korrekt wiedergegeben werden, ist bei einer ausreichend hohen Abtastrate von maximal 1 GS/s eine Menge von bis zu 1 Million Datenpunkten zu erfassen. Zur effektiven Auswertung und sinnvollen Darstellung dieser Datenmengen sind im Rahmen der Arbeit speziell erstellte Softwaretools notwendig geworden.

Die niedrige Dichte der sich im Fall von Koronastabilisierung vor der Spitze ausbildenden Raumladungszone erlaubt keine direkte Erfassung der Ladungsträgerverteilung. Daher wird ein indirektes optisches Aufnahmeverfahren benutzt, um die Größe dieses Bereichs abzuschätzen. Mit Hilfe zweier CCD-Kameras, die orthogonal zueinander justiert sind, wird der Entladungskanal aus vertikaler und horizontaler Richtung aufgenommen. Anschließend wird der Verlauf des Funkenpfades aus den aufgenommenen Bildern extrahiert. Durch geeignete Kombination der beiden Bilder erhält man den räumlichen Verlauf des Entladungskanals. Durch Überlagerung von bis zu 55 während einer Versuchsreihe aufgenommenen Bildern kann der Einfluss der Raumladungszone auf den Verlauf der Entladungskanäle bestimmt werden.

Durch die abschirmende Wirkung der sich bei aktiver Koronastabilisierung vor der Inhomogenität ausbildenden Raumladungszone wird die Durchschlagspannung der Anordnung signifikant erhöht. Die Isolationspegel werden dabei entscheidend von den nachfolgenden Parametern beeinflusst:

- Spannungsform
- Isoliertgasdruck in der Anlage
- Geometrie der Störstelle (Spitzenradius und –länge)

Die niedrigsten Isolationspegel werden bei Durchschlägen ohne Koronastabilisierung bei Stoßspannungen mit kleiner Stirnzeit (Blitzstoßspannung) erreicht. Mit zunehmender Stirnzeit der Stoßspannung steigt die Durchschlagspannung und somit die Wahrscheinlichkeit für Koronastabilisierung an. Für das Auftreten des Stabilisierungseffektes lässt sich keine klare Grenze definieren, in einem gewissen Bereich der Stirnzeiten können Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung auftreten. Mit abnehmendem Krümmungsradius der Prüfspitzen tritt Raumladungsstabilisierung bereits bei kleineren Stirnzeiten der Prüfspannung und, ebenfalls von der Geometrie der untersuchten Anordnung abhängig, verstärkt bei hohen Gasdrücken auf.

Eine Auswertung der ebenfalls aufgenommenen Spannungs-Zeit-Kennlinien nach IEC 60060-2 zeigt, dass im Wesentlichen die Steilheit der Stoßspannungsbeanspruchung das Auftreten der Raumladungsstabilisierung beeinflusst. Alle nachfolgenden Experimente können deshalb mit Prüfspannungen konstanter Steilheit unter Auswertung der mittleren Durchschlagspannungen  $U_m$  durchgeführt werden. Bei größeren Spannungssteilheiten treten alle Durchschläge ohne Koronastabilisierung bei relativ niedrigem Spannungsniveau und gleichzeitig kleinem Streubereich auf. Die Entladungskanäle wachsen nahezu geradlinig auf die Gegenelektrode zu. Der Beginn des Übergangsbereichs bei fallenden Spannungssteilheiten von  $16 \text{ kV}/\mu\text{s}$  bis zu  $4 \text{ kV}/\mu\text{s}$  ist durch ein signifikantes Anwachsen der Streubereiche gekennzeichnet. Bedingt durch die ungleichmäßige Verteilung der Raumladungszone wird eine ausreichend abschirmende Wirkung nur fallweise erreicht, es können Durchschläge mit und ohne Koronastabilisierung auftreten. Eine Analyse der Entladungsentwicklung zeigt, dass auch bei langsam ansteigenden Stoßspannungen der Streamer-Leader-Übergang nach dem Precursor-Mechanismus abläuft. Im Fall aktiver Koronastabilisierung wird bereits der Zeitpunkt des Streamereinsatzes durch die sich vor der Prüfspitze ausbildende Raumladungszone beeinflusst. Die resultierende Feldstärke wird signifikant reduziert, ein Streamer-Leader-Übergang ist zunächst nicht möglich. Die Ionisationsvorgänge bleiben auf den Nahbereich vor der Spitze beschränkt, während die entstehenden positiven Ionen in Richtung Gegenelektrode abwandern und so eine stabilisierende Raumladungswolke aufbauen können. Bis zum Durchschlag sind keine weiteren Leaderaktivitäten zu erkennen. Wird die kritische Ladung für den Streamer-Leader-Übergang erreicht, ist die nach dem Leader-Ausbreitungs-Kriterium für einen Leaderschritt erforderliche Spannung bereits weit überschritten und der Leaderkanal wächst in wenigen, dafür längeren Schritten auf die Gegenelektrode zu. Die Entladungskanäle treten in diesem Fall mit deutlich größeren Austrittswinkeln von bis zu  $90^\circ$  aus der Spitze aus und umwandern die sich ausbildende Raumladungszone. Bei einer Spannungssteilheit von  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  treten alle Durchschläge auf hohem Spannungsniveau unter Einfluss der Koronastabilisierung auf. Die Spitze der verwendeten Elektrode wird in diesem Fall von einer ausreichend gleichmäßig und dicht verteilten Raumladungswolke vollständig abgeschirmt. Entsprechend der resultierenden Feldverteilung treten bei der halbkugelförmigen Spitze nahezu alle Entladungskanäle senkrecht zur Spitze mit Winkeln im Bereich von ca.  $90^\circ$  aus. Bei der kegelförmigen Spitze dagegen werden sowohl geradlinige, als auch rechtwinklig aus der Spitze austretende Funkenpfade beobachtet. Mit zunehmenden Inhomogenitätsgrad der Elektrodenanordnung verschiebt sich der Übergangsbereich zur Koronastabilisierung zu größeren Spannungssteilheiten. Koronastabilisierung tritt bevorzugt bei hohen Gasdrücken auf. Oberhalb eines kritischen Druckes  $p_k$  ist, bedingt durch den Rückgang der Sekundärionisationsprozesse im kritischen Volumen, keine Koronastabilisierung mehr vorhanden. Der kritische Druck wächst mit zunehmender Inhomogenität der Störstelle.

Koronastabilisierung wird durch den Aufbau einer feldschwächenden Raumladung aus positiven  $\text{SF}_6$ -Ionen vor der Prüfspitze verursacht. Der Kernpunkt des Driftmodells ist daher der Vergleich zwischen Ladungsträgerbewegung und Vorwachsengeschwindigkeit des kritischen Volumens. Als Grundvoraussetzung für die Entstehung von La-

dingsträgern muss die kritische Feldstärke im Gasraum überschritten sein. Diese Bedingung wird bei inhomogenen Elektrodenanordnungen mit ansteigender Spannung in einem wachsenden Volumen  $V$  vor der Spitze erfüllt. Um die Ausbildung einer feldschwächenden Raumladung zu ermöglichen, müssen die entstehenden Ionen das kritische Volumen verlassen und sich entlang der Feldlinien zur Gegenelektrode bewegen. Ist die Ausdehnungsgeschwindigkeit des kritischen Volumens klein gegenüber der Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen, kommt es zur Ausbildung einer stabilisierenden Raumladungswolke vor der Prüfspitze. Die Ausdehnungsgeschwindigkeit des kritischen Volumens ist bei stark inhomogenen Anordnungen nahezu proportional zum Produkt aus Feldstärkeanstieg unmittelbar an der Prüfspitze und Spitzenradius der Störstelle. Unter Annahme einer linear ansteigenden Spannung reduziert sich bei abnehmender Spitzenlänge die max. Feldstärke an der Spitze und damit verbunden die Ausdehnungsgeschwindigkeit des kritischen Volumens. Die Ausbildung einer Raumladungszone wird mit abnehmender Störstellenlänge begünstigt. Bei abnehmendem Radius der Störstelle ergibt sich ebenfalls eine Abnahme der Vorwachsungsgeschwindigkeit des kritischen Volumens, was wiederum den Aufbau einer Raumladung und damit den Koronastabilisierungseffekt begünstigt. Durch dieses einfach anzuwendende Driftmodell kann der experimentell ermittelte Bereich aktiver Koronastabilisierung in guter Übereinstimmung bestätigt werden.

Die Größe des Raumladungsgebietes zum Zeitpunkt des theoretischen Streamereinsatzes lässt sich durch die Anwendung des Driftmodells mit Hilfe einer dreidimensionalen Feldberechnung rechnerisch ermitteln. Variiert man die Raumladungsdichten in dem ermittelten Volumen, können die experimentell ermittelten Verläufe der Entladungskanäle durch Berechnung der raumladungsbeeinflussten Feldstärkeverteilung auch theoretisch bestätigt werden.

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Driftmodell steht ein aussagekräftiges, einfach anzuwendendes Werkzeug zur Abschätzung des Bereiches aktiver Koronastabilisierung zur Verfügung. Es beruht auf einer grundsätzlichen Modellierung der im Gasraum vor der Elektrodenanordnung mit inhomogener Feldverteilung ablaufenden Driftvorgänge der positiven Ladungsträger. Insgesamt konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentell ermittelten Ergebnissen gefunden werden.

## 8 Literaturverzeichnis

- [And-92] Andjelic, Z.; Milojkovic, S.; Krstajic, B.; Blasczyk, H.; Steinbigler, H.; Wohlmuth, M.: *Integral Methods for the Calculation of Electric Fields*. Kernforschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1992
- [Ani-81] Anis, H.; Srivastava, K.D.: *Pre-Breakdown Discharges in Rod-Plane Gaps in SF<sub>6</sub> under Positive Switching Impulses*. IEEE Trans. on Electrical Insulation Vol. EI-16 No. 6, 1981
- [Bey-86] Beyer, M.; Boeck, W.; Möller, K.; Zaengl, W.: *Hochspannungstechnik*. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-London-Tokyo, 1986
- [Bin-90] Binns, D.; Mufti, A.; Malik, N.: *Optical discharge detection in SF<sub>6</sub>-insulated systems*. IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 25, No. 2, S. 405...414, 1990
- [Bla-84] Blass, J.: *Teilchendichtebestimmung in einem unsymmetrischen Plasma mittels holographischer Zwei-Wellenlängen Interferometrie*. Dissertation, TU München, 1984
- [Boe-75a] Boeck, W.: *Die statistische Streuzzeit bei der Stoßspannungsbeanspruchung von SF<sub>6</sub>-isolierten Gasstrecken*. International Symposium on High Voltage Engineering, Zürich, S. 332...336, 1975
- [Boe-75b] Boeck, W.: *Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF<sub>6</sub>*. ETZ-A 96, S. 300...305, 1975
- [Boe-75c] Boeck, W.: *Isolationsprobleme in SF<sub>6</sub>-isolierten metallgekapselten Anlagen*. Bull. SEV 66, S. 1234...1241, 1975
- [Boe-83] Boeck, W.; Kindersberger, J.: *Destination of the Statistical Time Lag in SF<sub>6</sub>*. 4. International Symposium on High Voltage Engineering, Athen, Vol. 1, Nr. 31.06, 1983
- [Boe-88a] Boeck, W.: *Isolationsverhalten von metallgekapselten Schaltanlagen*. Vortrag, Esslingen, 1988

- [Boe-90b] Boeck, W.: *Isolationssystem metallgekapselter SF<sub>6</sub>-isolierter Schaltanlagen*. ETG-Fachbericht 32 „Gasisolierte Schaltanlagen im Mittel- und Hochspannungsnetz“, VDE-Verlag GmbH, S. 7...39, 1990
- [Bro-85] Bronstein, I.N.; Semendjajew, K.A.: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1989
- [Buc-95] Buchner, D.: *Der Energie-Durchschlagmechanismus in SF<sub>6</sub> bei steilen transienten Überspannungen*. Dissertation, TU München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Nr. 198, 1995
- [Cha-79] Chatterton, P.A.: *A Model for the Breakdown of SF<sub>6</sub> in the Presence of Positive Impulse Corona*. 3. International Symposium on High Voltage Engineering, No. 31.07, Milan, Italy, 1979
- [Cha-87] Chalmers, I.D.; Gallimberti, I.; Gibert, A.; Farish, O.: *The development of electrical leader discharges in a point-plane gap in SF<sub>6</sub>*. Proc. R. Soc. London A 412 1987, S. 285...308, 1987
- [Cha-89] Chalmers, I.D.; Farish, O.; MacGregor, S.J.: *The effect of impulse wave-shape on point/plane breakdown in SF<sub>6</sub>*. Gaseous Dielectrics IV, Pergamon Press N.Y., S. 344...353, 1989
- [Cha-98] Champain, H.; Goldman, A.; Lalmas, M.: *From Corona Stabilization to Spark Breakdown in Point-To-Plane SF<sub>6</sub> Gaps*. Gaseous Dielectrics VIII, Plenum Press, New York, S. 113...122, 1998
- [Dei-91] Deister, P.: *NUMEX – Ein wissensbasiertes Beratungssystem für die numerische Berechnung hochspannungstechnischer Feldprobleme*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 1991
- [Eri-91] Eriksson, A.; Fröhlich, K.: *Phänomene in gasisolierten Hochspannungsschaltanlagen*. ABB Technik 6/91, S. 3...12, 1991
- [Esp-99] Espel, P.; Riquel, G.; Gibert, A.; Domens, P.; Paillol, J.: *Experimental Investigations of the Streamer Guiding Field in SF<sub>6</sub> Under Positive and Negative Polarity*. 11. International Symposium on High Voltage Engineering, London, 1999
- [Far-78a] Farish, O.; Ibrahim, O.E.; Korasli, C.: *Corona Stabilisation and Breakdown in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures*. Proc. 5. International Conference on Gas Discharges, Liverpool, IEE, S. 320-323, 1978

- [Far-78b] Farish, O.: *Breakdown in SF<sub>6</sub> and its mixtures in uniform and nonuniform fields*. Proceedings of the International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, 1978
- [Far-79] Farish, O.; Ibrahim, O.E.; Kurimoto, A.: *Prebreakdown Corona Processes in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures*. 3. International Symposium on High Voltage Engineering, Milan, 1979
- [Flo-94] Flohr, Th.; Pfeiffer, W.; Zender, C.; Zimmer, V.: *Dielectric Strength of SF<sub>6</sub> in Nonuniform Gaps Stressed by Very Fast Transient Voltages*. Gaseous Dielectrics VII, Plenum Press, New York, S. 267..274, 1994
- [Gae-53] Gänger, B.: *Der elektrische Durchschlag von Gasen*. Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1953
- [Gal-86a] Gallimberti, I.; Wiegart, N.: *Streamer and Leader Formation in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub> mixtures under positive impulse conditions: I. Corona development*. J.Phys.D. Appl-Phys., 12, 1986, S. 2351 ... 2361
- [Gal-86b] Gallimberti, I.; Wiegart, N.: *Streamer and Leader Formation in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub> mixtures under positive impulse conditions: II. Streamer to leader transition*. J.Phys.D: Appl.Phys., 19, S. 2363 ... 2379, 1986
- [Gal-87] Gallimberti, I.; Ullrich, L.; Wiegart, N.J.: *Experimental investigation of the streamer to leader transition in SF<sub>6</sub> under negative polarity*. 5. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, S. 126 ... 133, 1987
- [Gax-98] Gaxiola, H.H.R.; Wetzer, J.M.: *A Study of Prebreakdown in SF<sub>6</sub>*. Gaseous Dielectrics VIII, Plenum Press, New York, S.105...111, 1998
- [Gre-79] Gremmel, H.; König, D.; Leonhardt, G.: *A new concept for SF<sub>6</sub>-insulated metalenclosed high voltage switchgear*. A.I.M.-Liège, Postes blindés isolés au SF<sub>6</sub>, Beitr. 2, 1979
- [Gu-97] Gu, W.; Zhang, Q.; Qiu, Y.: *Leader Step Time Measured in a Point/Plane Gap in SF<sub>6</sub> Gas using a Photomultiplier Tube*. 10. International Symposium on High Voltage Engineering, Montreal, Canada, S. 181...184, 1997
- [Hap-78] Happoldt, H.; Oeding, D.: *Elektrische Kraftwerke und Netze*. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1978
- [Hau-85] Hauschild, W.; Schrader, W.; Mosch, W.; Petzold, K.: *Selection of the Time Parameters of Oscillating Impulse Voltages for On-Site Testing of Gas Insulated Switchgears (GIS)*. Beitr. Plasmaphys. 25, S. 329 ... 335, 1985

- [Haz-76] Hazel, R.; Kuffel, E.: *Static field anode corona characteristics in Sulfur Hexafluoride*. IEEE Trans. PAS-95, No.1, S. 178...186, 1976
- [Hid-99] Hidaka, K.: *Electric Field Measurement by Using Electro-Optic Sensor*. 11. International Symposium on High Voltage Engineering, London, 1999
- [Hie-91] Hiesinger, H.: *Der Hochfrequenz-Durchschlagsmechanismus in SF<sub>6</sub> bei schwingenden transienten Überspannungen*. Dissertation, TU München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Nr. 99, 1991
- [Hin-00] Hinterholzer, Th.; Boeck, W.: *Breakdown in SF<sub>6</sub> influenced by Corona-Stabilization*. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Victoria, Canada, S. 413 ... 416, 2000
- [Hin-01a] Hinterholzer, Th.; Taschner, W.; Boeck, W.: *The influence of space-charge on the breakdown in SF<sub>6</sub>*. 9. International Conference on Gaseous Dielectrics, Ellicott City, Maryland, USA, 2001
- [Hin-01b] Hinterholzer, Th.; Boeck, W.: *Space-charge-stabilization in SF<sub>6</sub>*. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Kitchener, ON, Canada, S. 392 ... 396, 2001
- [Ibr-80] Ibrahim, O.E.; Farish, O.: *Impulse Breakdown and Prebreakdown Corona Processes in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> mixtures*. 2. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, 1980
- [Kin-82] Kindler, H.; Reichl, E.: *Metallgekapselte SF<sub>6</sub>-isolierte Mittelspannungs-Schaltanlage Bauform WI mit Vakuum-Leistungsschaltern*. Tech. Mitt. AEG-Telefunken 72, S. 72...79, 1982
- [Kin-95] Kind, D., Feser, K.: *Hochspannungs-Versuchstechnik*. Vieweg Verlag, 1995
- [Kin-86] Kindersberger, J.: *The statistical time lag to discharge inception in SF<sub>6</sub>*. Dissertation, TU München, 1986
- [Kor-82] Korasli, C.; Farish, O.: *Corona and Breakdown in Coaxial-Electrode Geometry in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures*. 3. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, 1982
- [Krü-90] Krüger, K.; Suiter, H.: *SF<sub>6</sub>-Schaltanlagen im Hochspannungsnetz*. ETG-Fachbericht 32 „Gasisolierte Schaltanlagen im Mittel- und Hochspannungsnetz“, VDE-Verlag GmbH, S.171...195, 1990
- [Kuf-84] Kuffel, E., Zaengl, W. S.: *High Voltage Engineering*, Pergamon Press, 1984

- [Kum-99a] Kumaar, V. V.; Joy, T. M.: *Capacitive Sensor for the Measurement of VFTO in GIS*. 11. International Symposium on High Voltage Engineering, London, No. 1.156.P4, 1999
- [Kum-99b] Kumada, A.; Chiba, M.; Hidaka, K.: *Potential Distribution Measurement of Positive Surface Streamer by Using Pockels Device*. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Austin, Texas, USA, 1999
- [Lak-83] Lakdawala, V.K.; James, R.D.; Christophorou, L.G.: *Effect of Ionization Processes on the Corona Stabilization Breakdown in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>-Mixtures*. 4. International Symposium on High Voltage Engineering, Athens, Greece, No. 33.11, 1983
- [Lau-85] Lautenschläger, H.: *Untersuchungen zum Vorentladungs- und Durchschlagsverhalten von Isolierungen mit SF<sub>6</sub> und SF<sub>6</sub>-Gas-Gemischen im inhomogenen Feld*. Dissertation, TH Darmstadt, 1985
- [Lüb-81] Lübben, W.; Prohl, R.: *SF<sub>6</sub>-isolierte Schaltanlagen mit Vakuum-Leistungsschaltern 3 AF*. Siemens Energietechn. 3, S. 39...45, 1981
- [Mac-99] MacAlpine, J.M.K; Qiu, D.H.; Li, Z.Y.: *An Analysis of Spark Paths in Air Using 3-Dimensional Image Processing*. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. Vol. 6 No. 3, June 1999
- [Mat-89] Matsumoto, S.; Okubo, H.; Aoyagi, H.; Yanabu, S.: *Non-uniform flashover mechanism in SF<sub>6</sub> gas under fast-oscillating and nonoscillating impulse voltages*. 6. International Symposium on High Voltage Engineering, New Orleans, Vol. 2, Nr. 32.16, 1989
- [Mos-79] Mosch, W.; Hauschild, W.: *Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid*. Hüthig Verlag, Heidelberg, Basel, 1979
- [Nie-83] Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.: *Leader discharges in SF<sub>6</sub>*. J. Phys. D: Appl. Phys., 16, 1983, S. 1031 ... 1045
- [Nie-88] Niemeyer, L.; Wiesmann, H.J.: *Structure of the Impulse Corona in Electronegative Gases*. 9. International Conference on Gas Discharges and their Applications, Venedig, S. 223 ... 226, 1988
- [Nie-89] Niemeyer, L.; Ullrich, L.; Wiegart, N.: *The Mechanism of Leader Breakdown in Electronegative Gases*. IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 24, Nr. 2, S. 309 ... 324, 1989

- [Nie-91] Niemeyer, L.: *Leader breakdown in compressed SF<sub>6</sub>: Recent concepts and understanding*. 6. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, S. 49 ... 60, 1991
- [Nih-71] Niha, T.; Shibuga, J.: *Electrical breakdown strengths on long gaps in SF<sub>6</sub>*. IEEE Trans., PAS-90, S. 1065...1071, 1971
- [Ped-84] Pedersen, A.; McAllister, I.W.; Crichton, G.C.; Vibholm, S.: *Formulation of the Streamer Breakdown Criterion and its Application to Strongly Electronegative Gases and Gas mixtures*. ETZ-A 67, S. 395 ... 402, 1984
- [Pfe-97] Pfeiffer, W., Schoen, D.; Zender, C.: *Corona Stabilisation and Prebreakdown Development in SF<sub>6</sub> for Inhomogeneous Fields Stressed with Very Fast Transient Voltages*. 10. International Symposium on High Voltage Engineering, Montreal, Canada, S. 19...22, 1997
- [Pfe-98] Pfeiffer, W.; Schoen, D.; Zender, C.: *Analysis of Prebreakdown and Breakdown of SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures in Non-Uniform Gaps for Very Fast Transient Voltages*. IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Arlington, Virginia, USA, S. 689...692, 1998
- [Pfe-99a] Pfeiffer, W.; Schoen, D.; Zender, C.: *Corona Stabilisation in SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures under VFT Stress*. 11. International Symposium on High Voltage Engineering, London, 1999
- [Pfe-99b] Pfeiffer, W.; Schoen, D.; Zender, C.: *Simulation of Predischarge Processes in SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures Stressed by Very Fast Transient Voltages*. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Austin, Texas, USA, 1999
- [Pin-83] Pinnekamp, F.; Niemeyer, L.: *Qualitative model of breakdown in SF<sub>6</sub> in inhomogeneous gaps*. J. Phys. D: Appl. Phys., 16, S. 1293 ... 1302, 1983
- [Pin-84] Pinnekamp, F.; Wiegart, N.: *Breakdown characteristics of inhomogeneous gaps in high pressure SF<sub>6</sub>*. Gaseous Dielectrics IV, Pergamon Press, New York, 1984
- [Pre-92] Press, W. H.; Teukolsky, S. A.; Vetterling, W. T.; Flannery, B. P.: *Numerical Recipes in FORTRAN*, Cambridge University Press, 1992 (reprinted 1994)
- [Qiu-99] Qiu, D.H.; MacAlpine, J.M.K.; Li, Z.Y.: *An Incremental 3-Dimensional Analysis of Spark Paths in Air*. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Austin, Texas, USA, 1999

- [Qiu-00] Qiu, D.H.; MacAlpine, J.M.K.; Li, Z.Y.: *An Incremental Analysis of Spark Paths in Air Using 3-dimensional Image Processing*. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 7 No. 6, December 2000
- [Rae-64] Raether, H. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworth, London, 1964
- [Rag-98] Raghavender, D.; Naidu, M.S.: *The Effect of Electrode Geometry on the Lightning Impulse Breakdown in SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> Mixtures*. Gaseous Dielectrics VIII, Plenum Press, New York, S. 205...210, 1998
- [Ron-92] Rong, X.; Feser, K.; Köhler, W.: *Influence of the Steepness of Impulse Voltages on the Corona Stabilization in SF<sub>6</sub>*. 10. International Conference on Gas Discharges and their Applications, Swansea, Vol. 1, S. 298...301, 1992
- [Ron-93] Rong, X.; Feser, K.; Köhler, W.: *Influence of Impulse Voltages on the Corona Stabilization in SF<sub>6</sub> Under Inhomogeneous Field Conditions*. 8. International Symposium on High Voltage Engineering, Yokohama Vol. 1, Nr. 33.05, S. 335...338, 1993
- [Ron-94] Rong, X.: *Durchschlagverhalten scharfkantiger Störstellen in SF<sub>6</sub>-isolierten Schaltanlagen*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1994
- [San-76] Sangkasaad, S.: *Dielectric strength of compressed SF<sub>6</sub> in nonuniform fields*. Dissertation, ETH Zürich, Nr. 5738, 1976
- [Sch-84] Schiweck, L.: *Neue Mittelspannungs-Schaltanlagen mit SF<sub>6</sub>-Isolation und Vakuum-Leistungsschaltern – Typenreihe ZV2 für 7,2 kV bis 36 kV*. Calor-Emag-Mitteilungen, S. 3...5, 1984
- [Sch-90a] Schaub, B.: *Wissensbasierte Datenvorverarbeitung für die numerische Feldberechnung in einer hochspannungstechnischen CAD-Umgebung*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 1990
- [Sch-90b] Schwab, A.: *Begriffswelt der Feldtheorie*. 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York London Paris Tokio, 1990
- [Ste-69] Steinbigler, H.: *Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktoren rotationssymmetrischer Elektrodenanordnungen in Luft*. Dissertation, TU München, München, 1969.
- [Tak-95] Takahashi, T.; Hidaka, K.; Kouno, T.: *New Optical-waveguide Pockels Sensor for Measuring Electric Fields*. 9. International Symposium on High Voltage Engineering, Graz, Austria, No. 8356, 1995

- [Tak-98] Takahashi, T.; Yamada, T.; Hikita, M.; Okubo, H.: *Dependence of Partial Discharge and Breakdown Characteristics on Applied Power Frequency in SF<sub>6</sub> Gas*. 8. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Virginia Beach, USA, 1998
- [Tak-99a] Takada, T.: *Acoustic and Optical Methods for Measuring Electric Charge Distributions in Dielectrics*. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Austin, Texas, USA, 1999
- [Tak-99b] Takahashi, T.; Yamada, T.; Hayakawa, N.; Yuasa, S.; Okabe, S.; Okubo, H.: *Corona Stabilization Effect in SF<sub>6</sub> Gas Viewed From Sequential Generation of Partial Discharge*. 11. International Symposium on High Voltage, Engineering, London, 1999
- [Tak-00] Takahashi, T.; Yamada, T.; Hayakawa, N.; Okubo, H.: *Space Charge Behaviour in SF<sub>6</sub> Gas and Sequential Generation of PD Pulses*. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 7 No. 1, February 2000
- [Tri-97] Trinitis, C.: *Feldoptimierung von dreidimensionalen Isoliersystemen in der Hochspannungstechnik*. Dissertation TU München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Nr. 242, 1997
- [Tue-99] Tuema, F.A.; MacGregor, S.J.; Harrower, J.A.; Koutsoubis, J.M.; Farish, O.: *Corona Stabilisation for High Repetition Rate Plasma Closing Switches*. 11. International Symposium on High Voltage Engineering, London, 1999
- [Urq-01] de Urquijo, J.: *Ion Motion in Dielectric Gases*. 9. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Ellicott City, Maryland, USA, 2001
- [Ven-98] Venkatesh, S.K.; Naidu, M.S.: *Experimental and Theoretical Investigations on the Statistics of Time Lags to Corona Inception and Breakdown of SF<sub>6</sub> in Non-Uniform Electric Fields*. 8. International Symposium on Gaseous Dielectrics, Virginia Beach, Virginia, USA, 1998
- [Web-95] Weber, R.: *Simultandurchschläge*. Dissertation TU München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Nr. 204, 1995
- [Web-99] Webster, J. G.: *Wiley Encyclopedia of electrical and electronics engineering*. Vol. 4, John Wiley & Sons, New York, 1999
- [Wie-85a] Wiegart, N.: *Corona Stabilization to Testing of Gas-Insulated Switchgear*. CEA Nr. 153 T 310, 1985

- [Wie-85b] Wiegart, N.: *A semi-empirical leader inception model for SF<sub>6</sub>*. 8. International Conference on Gas Discharges and their Applications, Oxford, S. 227...230, 1985
- [Wie-88] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I.; 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 SF<sub>6</sub>, Part II: Ion Density and Statistical Time Lag, Part III: Discharge Development in SF<sub>6</sub> and Computer Model of Breakdown.* IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 3, Nr. 3, 1988, S. 923...946, 1988
- [Wit-87] Witzmann, R.: *Meßsysteme zur Erfassung schneller transienter Vorgänge in metallgekapselten SF<sub>6</sub>-isolierten Schaltanlagen.* ETZ-Archiv, Bd. 93 H6, S. 189 ... 194, 1987
- [Wit-89] Witzmann, R.: *Schnelle transiente Spannungen in metallgekapselten SF<sub>6</sub>-isolierten Schaltanlagen.* Dissertation, TU München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Nr. 55, 1989
- [Woh-95] Wohlmuth, M.: *Partikel in Schaltanlagen.* Dissertation TU München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21, Nr. 203, 1995
- [Won-99] Wong, K.M.; MacAlpine, J.M.K.: *A Steady-State Simulation Of Ionisation In Sulphur Hexafluoride Using A Positive Point/Cup System.* Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Austin, Texas, USA, 1999
- [Xu-96] Xu, X.; Jayaram, S.; Boggs, S.A.: *Prediction of Breakdown in SF<sub>6</sub> under Impulse Conditions.* IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 3 No. 6, December 1996
- [Yan-98] Yang, J.; Izawa, Y.; Nishijima, K.: *The Occurrence of Streamer Corona and Space Charge Field Measurement in Positive DC Glow Corona Discharge with Laser-triggering Method.* Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Atlanta, Georgia, USA, 1998
- [Yia-79] Yializis, A.; Malik, N.H.; Qureshi, A.H.; Kuffel, E.: *Impulse Breakdown and Corona Characteristics for Rod-Plane Gaps in Mixtures of SF<sub>6</sub> and Nitrogen With Less Than 1% of SF<sub>6</sub> Content.* IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-98, No.5, S. 1832...1840, 1979

- [Zae-94] Zaengl, W.S.; Petcharaks, K.: *Application of Streamer Breakdown Criterion for Inhomogeneous Fields in Dry Air and SF<sub>6</sub>*. Gaseous Dielectrics VII, Plenum Press, New York, S. 153...159, 1994
- [Zah-98] Zahn, M.: *Optical, Electrical and Electromechanical Measurement Methodologies of Field, Charge and Polarization in Dielectrics*. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 5 No. 5, 1998
- [Zel-91] van der Zel, G.L.: *Corona stabilization in SF<sub>6</sub> and its influence on breakdown on fast rising impulses*. 7. International Symposium on High Voltage Engineering, Dresden, Vol.3, Nr. 32.02, 1991
- [Zel-93] van der Zel, G.L.: *The effect of corona stabilization on positive impulse breakdown in SF<sub>6</sub>*. Dissertation, University of Witwatersrand, Johannesburg, 1993