



BERGISCHE  
UNIVERSITÄT  
WUPPERTAL

# **Zündfähigkeit von Büschelentladungen für explosionsfähige Staub-Luftgemische - Paradigmenwechsel bei der Bewertung -**

**Dissertation  
zur Erlangung eines Doktorgrades  
der Ingenieurwissenschaften  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)**

in der  
Fakultät für Maschinenbau und Sicherheitstechnik  
der  
**Bergischen Universität Wuppertal**

vorgelegt von  
**Ralf Jahn**  
aus Oberhausen

Wuppertal 2025



## **Prüfungskommission**

<b>Vorsitzende:</b>	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Nicola Fricke Bergische Universität Wuppertal
<b>Gutachter:</b>	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Uli Barth Bergische Universität Wuppertal
<b>Gutachter:</b>	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Manuel Löwer Bergische Universität Wuppertal
<b>Mitglied:</b>	PD Dr.-Ing. habil Nadine Schlüter Bergische Universität Wuppertal

**Tag der mündlichen Prüfung:** 11.02.2025



## Danksagung

Mein besonderer Dank gebührt meinem Doktorvater, Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Uli Barth, für seine wertvollen Anregungen und kritischen Fragen, aber vor allem für die Freiheit, meinen eigenen Forschungsinteressen folgen zu können. Seine Unterstützung und sein Vertrauen haben maßgeblich dazu beigetragen, diese Arbeit in der vorliegenden Form zu vollenden.

Des Weiteren möchte ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Manuel Löwer meinen aufrichtigen Dank aussprechen. Seine Unterstützung und sein fachkundiger Rat als Zweitgutachter waren von unschätzbarem Wert.

Des Weiteren gilt mein Dank Frau Univ.-Prof. Nicola Fricke für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission sowie Frau PD Dr.-Ing. habil Nadine Schlüter für die Bereitschaft, als Mitglied in meinem Promotionskolloquium zu fungieren.

Meine Ehegattin Ute nimmt eine herausragende Stellung ein. Ihre liebevolle Fürsorge und ihr unermüdliches Verständnis haben maßgeblich zum Erfolg des Werkes beigetragen. In Phasen des Zweifelns an den eigenen Fähigkeiten fungierte sie als eine Quelle der Ermutigung und des Trostes.



## Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschreibt eine detaillierte Analyse der durchgeführten Untersuchungen zur Zündfähigkeit von Büschelentladungen. Zu diesem Zweck wurde eine mehrstufige Methodik entwickelt, welche zu einer Unterteilung der Untersuchungen in drei vertikalen Ebenen führte. Diese sind die „Makroskopische Ebene im Kontext der Sicherheitstechnik“, die „Mikroskopische Ebene“ mit den Grundprinzipien der Elektrodynamik und der Hochspannungstechnik sowie die „Nanoskopische Ebene“, mit den Erkenntnissen aus der Streamer- und Leader-Physik. Damit wurde eine konsistente und kohärente Strukturierung der Ergebnisse gewährleistet.

Die durchgeführte Literaturrecherche in den einzelnen Ebenen ergab, dass die Büschelentladung spezifische physikalische Prozesse aufweist, die zu einer Bewertung ihrer Zündfähigkeit bei explosionsfähigen Atmosphären zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitenden Elektrode führte. Des Weiteren konnte der Nachweis erbracht werden, dass dielektrische Stäube aufgrund ihres Dipolverhaltens in der Gasentladungsstrecke nicht von Büschelentladungen gezündet werden können.

Die Erkenntnisse aus der Elektrodynamik dienten der Entwicklung eines Verständnisses für die Prozesse von elektrostatischen Akkumulationen und Entladungen. Auf Basis dieser Erkenntnisse und mit Einbeziehung der Ergebnisse aus der „Nanoskopische Ebene“ wurden die Vorgänge von Gasentladungen modelliert, welche für die Untersuchungen mit einer eigens dafür selbst entwickelten Versuchsanordnung erforderlich waren.

Mittels Akkumulations- und Entladeversuchen an der Versuchsanordnung konnten darüber hinaus messtechnische Nachweise erarbeitet werden, welche eine detaillierte Analyse von Büschelentladungen ermöglichen. Die gewonnenen Erkenntnisse erlauben eine Bewertung von Büschelentladungen an Industrieanlagen.

Damit entstand ein Paradigmenwechsel bei der Bewertung der Zündfähigkeit der Büschelentladungen, die zur Entwicklung einer Schrittfolge bei der unmittelbaren Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen auf der „Makroskopischen Ebene im Kontext der Sicherheitstechnik“ nach sich zog. Darüber hinaus konnte durch das neue Verständnis der Büschelentladungen die Entwicklung von verbesserten Explosionschutzmaßnahmen und deren Wirksamkeit aufgezeigt werden.

## **Abstract**

This dissertation describes a detailed analysis of the investigations carried out on the ignitability of brush discharges. For this purpose, a multi-stage methodology was developed, which led to a subdivision of the investigations into three vertical levels. These are the "macroscopic level in the context of safety technology", the "microscopic level" with the basic principles of electrodynamics and high-voltage technology and the "nanoscopic level" with the findings from streamer and leader physics. This ensured a consistent and coherent structuring of the results.

The literature research carried out in the individual levels revealed that the brush discharge has specific physical processes that led to an assessment of its ignition capability in explosive atmospheres between an accumulated dielectric surface and a discharging electrode. Furthermore, it was possible to prove that dielectric dusts cannot be ignited by brush discharges due to their dipole behaviour in the gas discharge path. The findings from electrodynamics were used to develop an understanding of the processes of electrostatic accumulations and discharges. Based on these findings and with the inclusion of the results from the "nanoscopic level", the processes of gas discharges were modelled, which were required for the investigations with a specially developed experimental apparatus.

By means of accumulation and discharge tests on the test apparatus, it was also possible to obtain metrological evidence that enables a detailed analysis of brush discharges. The knowledge gained allows an evaluation of brush discharges in industrial plants.

This resulted in a paradigm shift in the assessment of the ignition capability of brush discharges, which led to the development of a sequence of steps for the direct assessment of the ignition capability of brush discharges at the "macroscopic level in the context of safety engineering". In addition, the new understanding of brush discharges enabled the development of improved explosion protection measures and their effectiveness to be demonstrated.

## Abkürzungsverzeichnis

AIChE	American Institute of Chemical Engineers
ArbSchG	Arbeitsschutzgesetz
ArbStättV	Arbeitsstättenverordnung
BetrSichV	Betriebssicherheitsverordnung
BGRCl	Berufsgenossenschaft Rohstoffe und Chemische Industrie
CAP	Kalte atmosphärische Plasmaentladungen
CRS	Raman-Spektroskopie
GefStoffV	Gefahrenstoffverordnung
ICCD	CCD-Kamera
KAS	Kommission für Anlagensicherheit
KFM	Kelvin-Kraft-Mikroskopie
MAHB	Major Accident Hazards Bureau
ME	Mikroskopische Ebene
MEiKS	Makroskopische Ebene im Kontext der Sicherheitstechnik
MZE	Mindestzündenergie
MZQ	Mindestzündladung
NE	Nanoskopische Ebene
NIST	National Institute of Standards and Technology
PTFE	Polytetrafluorethylen (Teflon)
SF6	Schwefelhexafluorid
STP	Standarttemperatur und Standarddruck der Umgebungsluft
TRBS	Technische Regeln der Betriebssicherheitsverordnung
TRGS	Technische Regeln der Gefahrenstoffverordnung
UBA	Umweltbundesamt
XPS	Röntgenphotoelektronenspektroskopie



## Glossar

Ableitende Elektroden	Leitfähige oder ableitfähige Elektroden bestehen im Allgemeinen aus leitfähigen Materialien, die mit der Erde in Kontakt stehen und somit Ladungen zur Erde ableiten können.
Äquivalenzflächen	Ebenen, die ein gleiches Potential bzw. eine gleiche potentielle Energie aufweisen, werden als Äquipotentialflächen bezeichnet, wobei diese im Schnittbild auch als Äquipotentiallinien dargestellt werden können. Sie stehen senkrecht auf den Feldlinien, da eine Verschiebung von elektrischen Ladungen senkrecht zur elektrischen Feldrichtung ohne Energieaufwand möglich ist.
Büschelentladung	Die Büschelentladung stellt eine stromschwache Gasentladung bei Atmosphärendruck dar, welche sich bei einer sehr hohen elektrischen Feldstärke zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer gekrümmten ableitfähigen Elektrode ausbildet.
Coronaentladung	Bei der Coronaentladung handelt es sich um eine stromschwache Gasentladung bei Atmosphärendruck und lokal hoher elektrischer Feldstärke. Sie tritt beispielsweise an scharfen Kanten und Spitzen auf.
Geerdet	Es besteht eine feste elektrisch leitende Verbindung zur Erde.
Gleitstielbüschelentladung	Gleitstielbüschelentladungen sind energiereiche Gasentladungen. Für die Erzeugung der erforderlichen hohen Ladungsdichte sind Objekte erforderlich, bei denen es sich um eine sehr dünne isolierende Materialstärke handelt, beispielsweise Folien oder Beschichtungen, die zusätzlich eine Gegenelektrode besitzen.
Funkenentladung	Eine Funkenentladung bezeichnet eine Entladung zwischen zwei leitfähigen Objekten, die ein unterschiedliches Potential aufweisen. Die Funkenentladung erfolgt, sobald das elektrische Feld im Raum zwischen den leitfähigen Objekten die Durchbruchfeldstärke erreicht.
Jitter	Als Jitter wird in der Technik ein zeitlich verzögertes Taktzittern bezeichnet.
Leader	In der vorliegenden Forschungsarbeit wird der Begriff „Leader“ als ein breiter, strom- und lichtstarker Kanal in einem Plasma definiert.

Mindestzündenergie	Die Mindestzündenergie bezeichnet diejenige Energie, welche unter bisherigen festgelegten Versuchsbedingungen im Kondensator gespeicherte Energie, die bei Entladung in einer Funkenentladung ausreicht, das zündwilligste Gemisch einer explosionsfähigen Atmosphäre zu entzünden.
Mindestzündladung	Die Mindestzündladung bezeichnet die elektrische Ladungsmenge, welche das jeweilige zündwillige Gasgemisch einer explosionsfähigen Atmosphäre entzündet.
Pinch-Effekt	Der Pinch-Effekt entsteht durch einen starken Stromfluss. Ein ringförmiges Magnetfeld wird erzeugt, wenn ein axialer Strom durch eine Entladungsstrecke fließt. Die Lorenzkraft des Magnetfeldes wirkt auf die fließenden Ladungsträger.
Schüttkegelentladung	Schüttkegelentladungen manifestieren sich bei der Befüllung von Silos oder großvolumigen Behältern mit hoch aufgeladenem, isolierendem Schüttgut. Infolgedessen kommt es zu einer hohen elektrischen Ladungsdichte innerhalb der Schüttung, was im oberen Teil der Schüttung zur Induktion starker elektrischer Felder und folglich zu einer energiereichen Entladung führt.
Streamer	Der Begriff „Streamer“ wird in dieser Forschungsarbeit innerhalb einer Gasentladungsstrecke als ein dünner fahnenartiger leitfähiger Kanal in einem Plasma definiert.
Streamer-Bifurkation	In der Elektrodynamik wird der Begriff "Streamern-Bifurkation" als eine Gabelung von Streamern definiert, welche durch eine Störung einer anderen elektrischen Feldlinie induziert wird.

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>Danksagung</b> .....	<b>i</b>
<b>Kurzfassung</b> .....	<b>iii</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>iv</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b> .....	<b>v</b>
<b>Glossar</b> .....	<b>vii</b>
<b>1 Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Ausgangspunkte der Forschungsarbeit</b> .....	<b>7</b>
<b>3 Grundprinzipien der Elektrostatik</b> .....	<b>23</b>
<b>4 Elektrostatische Akkumulation</b> .....	<b>61</b>
<b>5 Büschelentladung im Kontext der NE</b> .....	<b>111</b>
<b>6 Verfahren zur Analyse der Zündfähigkeit auf der MEiKS</b> .....	<b>171</b>
<b>7 Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen</b> .....	<b>197</b>
<b>8 Fazit und Ausblick</b> .....	<b>203</b>
<b>Literatur- und Quellenverzeichnis</b> .....	<b>I</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b> .....	<b>XXI</b>
<b>Symbolverzeichnis</b> .....	<b>XXVII</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b> .....	<b>XXXVII</b>
<b>Anhang Ausführungen zu den Grundprinzipien der Elektrostatik</b> .....	<b>XXXIX</b>
<b>Lebenslauf</b> .....	<b>LXXXIII</b>



## 1 Einleitung

Explosionen können erhebliche Schäden an Personen und Sachen zur Folge haben. Die Auswirkungen reichen von leichten Verletzungen bis hin zum Tod. Sachschäden können zu einer Beeinträchtigung von Anlagenteilen oder gar der gesamten Anlage führen, was wiederum zu Produktionsausfällen führt. Das hier beschriebene Prinzip der kausalen Verknüpfung von Ursache und Wirkung wurde bereits durch das allgemeine Gefahrenmodell von Compes [1] aus dem Jahr 1966 beschrieben, dass besagt, dass eine Gefahr auf eine Person oder Sache wirkt.

Die vorliegende Dissertation präsentiert die Ergebnisse der Untersuchung zu dem Thema der elektrostatischen Gasentladungen im Kontext von Büschelentladungen als potenzieller Zündquelle für Explosionen. Die vorliegende Untersuchung verfolgt das Ziel, einen Beitrag zur sicherheitswissenschaftlichen Debatte zu leisten, um die Gefährdung durch Büschelentladungen bei der Durchführung von Gefährdungsbeurteilung besser berücksichtigen zu können.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 1

<b>1.1 Motivation und Intention zur Forschungsarbeit .....</b>	<b>2</b>
<b>1.2 Methoden und Ansatz der Vorgehensweise .....</b>	<b>3</b>
<b>1.3 Abgrenzung .....</b>	<b>5</b>

### 1.1 Motivation und Intention zur Forschungsarbeit

Die Büschelentladung ist eine besondere Zündquelle, die im Kontext industrieller Anwendungen sowie in der Sicherheitstechnik eine hohe Relevanz aufweist, da sie das Potential besitzt, Explosionsereignissen auszulösen [2].

Daher ist eine detaillierte Betrachtung dieser Zündquelle von Bedeutung, da die Folge einer Büschelentladung erst im Nachhinein erkennbar ist.

In der Rohstoffe und chemischen Industrie kommt es immer wieder zu Explosionsereignissen, deren Ursachen retrospektiv untersucht werden. Die Ergebnisse sind in verschiedenen öffentlich zugänglichen Datenbanken einsehbar.

Beispiele:

- ProcessNet Ereignis-Datenbank. Träger der Datenbank: „DECHEMA, Gesellschaft für Chemische Technik und Biotechnologie e.V.“ und „VDI – Verein Deutscher Ingenieure e.V.“ [3].
- Ereignisauswertung (AS-ER) der Kommission für Anlagensicherheit (KAS) [4].
- eMARS-Datenbank. Der Major Accident Hazards Bureau (MAHB) der Europäische Kommission [5].
- ZEMA-Datenbank. Zentralen Melde- und Auswertestelle für Störfälle und Störungen in verfahrenstechnischen Anlagen. Bundesrepublik Deutschland, vertreten durch das Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit (BMU), dieses vertreten durch den Präsidenten des Umweltbundesamtes (UBA) [6].
- Process Safety Beacon Archives. Ein Archiv der American Institute of Chemical Engineers (AIChE) [7].

Zahlreiche Untersuchungsergebnisse zeigen, dass die Ursache bzw. Zündquelle nicht immer zweifelfrei bestimmt werden kann. Dies führt dazu, dass in zahlreichen Fällen auf eine Zündquelle durch elektrostatische Entladungen und somit auf eine Gasentladung geschlossen wird. Obwohl die Untersuchungsergebnisse die Vermutung auf eine Zündquelle durch elektrostatische Entladung berechtigen, ist nicht immer eine einwandfreie Zuordnung der Gasentladungsart, welche zu dem Ereignis geführt hat, zu bestimmen. Infolgedessen ist keine exakte Zuordnung der Entladungsart und somit auch keine eindeutige Ursachenbestimmung möglich.

Die häufigste Zündquelle bei Gasentladungen ist die Funkenentladung. Dabei handelt es sich um eine Zwei-Elektroden-Entladung mit relativ hoher Energiefreisetzung, die jedoch bestimmte Bedingungen voraussetzt. Allerdings entstehen auch Gasentladungen mit nur einer Elektrode, die einen geringeren Energieinhalt freisetzen, aber unter anderen Voraussetzungen ebenfalls zu Zündungen führen können. Hierzu gehört die Büschelentladung, die in ihrer heutigen Form nicht immer als Zündquelle identifiziert werden kann.

Daher erfolgt die Bewertung der Büschelentladung als Zündfähigkeit in Gefährdungsbeurteilungen nur mittelbar, was jedoch zu unterschiedlichen Beurteilungen führen kann.

Die vorliegende Forschungsarbeit erarbeitet die bisher fehlenden Bausteine zur Ergänzung von Gefährdungsbeurteilungen, um die Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen, die zu Explosionen führen können, zu berücksichtigen.

Mit diesen Bausteinen wird eine paradigmatische Betrachtung der Beurteilung der Zündfähigkeit durch Büschelentladungen angestrebt.

Das Ziel besteht in der Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen im Rahmen von Gefährdungsbeurteilungen, welche zu Explosionen führen können.

Dadurch können Prozesse in der Rohstoffe und chemischen Industrie betrachtet werden, um Personen, Umwelt und Anlagen vor Ereignissen zu schützen.

### 1.2 Methoden und Ansatz der Vorgehensweise

Im Rahmen der Forschungsarbeit wurde eine mehrstufige Methodik verfolgt, da sich im Laufe der Untersuchung verschiedene Forschungsansätze herauskristallisiert haben, die es zu berücksichtigen gilt. Die Vorgehensweise basiert auf der Zusammenführung der Forschung über Büschelentladungen aus verschiedenen Bereichen, darunter Sicherheitstechnik, Physik und praktische Umsetzung in einer industriellen Umgebung. Das Resultat dieses Vorgehens ist die Aufteilung der einzelnen Bereiche in drei vertikale Ebenen. Die Aufteilung erfolgt in eine Makroskopische Ebene im Kontext der Sicherheitstechnik (MEiKS), eine weiter betrachtete Mikroskopische Ebene (ME) mit dem Bereich der Elektrodynamik/Hochspannungstechnik sowie eine tiefere Ebene, in eine Nanoskopische Ebene (NE) mit den Bereichen der Streamer- und Leader-Physik, wie in Abbildung 1.2.1 dargestellt.

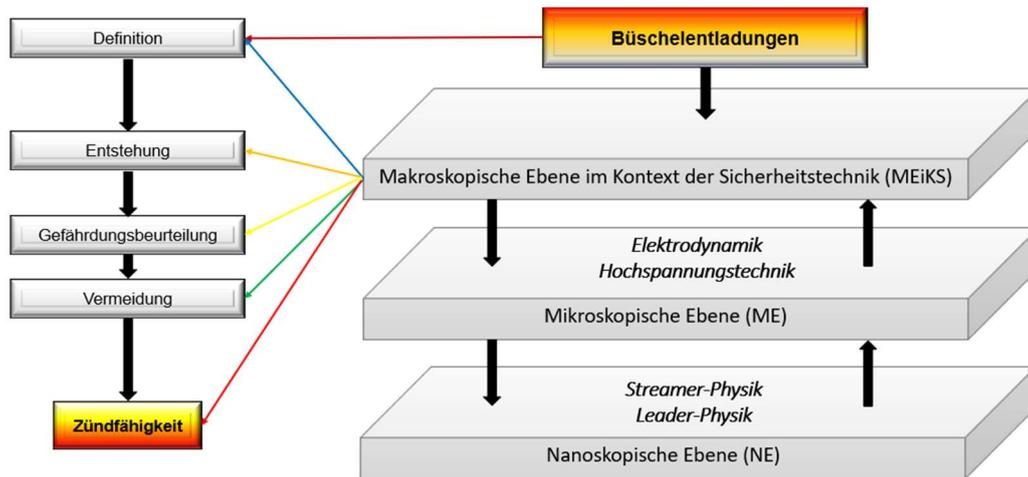


Abbildung 1.2.1 Grafische Darstellung der dreistufigen Methodik für die Vorgehensweise

In Übereinstimmung mit der dreistufigen Methodik erfolgt auf der MEiKS zunächst eine Auseinandersetzung mit den Anforderungen der Gefährdungsbeurteilung.

Dazu werden die verschiedenen Gesetze, Verordnungen und technischen Regeln für Anlagenbetreiber, die für die MEiKS relevant sind, in groben Zügen dargestellt, und dienen als Überblick. Dieser Überblick beschreibt die Metaebene, auf der die Sicherheitstechnik aufbaut.

Um ein Verständnis für die ingenieurmäßig aufgearbeiteten Vorgänge einer Büschelentladung zu schaffen, wird mit der ME ein Einblick in die Elektrostatik und ihre Grundprinzipien gegeben. Dies ermöglicht es, die Vorgänge im ME nachzuvollziehen und die Ergebnisse dieser wissenschaftlichen Diskussion von Praktikern anzuwenden.

Darauf aufbauend werden die physikalischen Vorgänge, die bei einer Gasentladung entstehen, auf der ME erörtert. Dazu werden die grundlegenden Prinzipien der Gasentladungen dargelegt, welche zum Verständnis der Büschelentladung sowie der Coronaentladung beitragen. Letztere findet Anwendung für die experimentellen Akkumulation dielektrischer Oberflächen an der selbst entwickelten Versuchsanordnung, welche für die Analyse und Auswertung der Messungen erforderlich ist.

Die physikalischen Vorgänge werden auf der NE anhand der Grundprinzipien der Gasentladungen evaluiert. Auf Basis der evaluierten Ergebnisse erfolgt eine Beantwortung der acht Forschungsfragen, welche im Abschnitt 2.4.5 aufgestellt sind. Dadurch wird eine schrittweise Übertragung der Diskussionsergebnisse auf die MEiKS ermöglicht. Dies resultiert in einem neuen Verständnis der Zündfähigkeit einer Büschelentladung.

Durch die Ergebnisse der Literaturrecherche auf der ME und NE konnten Versuche von variablen Akkumulationen und Entladungen an einer eigens dafür entwickelten und aufgebauten Versuchsanlage durchgeführt werden. Um eine Diskussion der Versuchsergebnisse zu ermöglichen, ist eine Skizzierung der Versuchsanlage mit ihren Komponenten vorhanden. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse wird eine Analyse im industriellen Umfeld vorgeschlagen.

Aus den erarbeiteten Ergebnissen wurde eine Vorgehensweise zur Bewertung der Zündfähigkeit der Büschelentladung entwickelt, welche den Paradigmenwechsel aufzeigt. Im Folgenden wird dargelegt, wie die in den einzelnen Kapiteln beantworteten Forschungsfragen in die Bewertung integriert werden können.

Im Anschluss erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und der Beantwortungen der Forschungsfragen, welche in einen Ausblick mündet. Die Versuchsanlage eignet sich für experimentelle Akkumulationen und Entladungen mit festen, pulverförmigen und flüssigen Medien.

### 1.3 Abgrenzung

Im Rahmen der Forschungsarbeit wurde der Fokus auf den Paradigmenwechsel in der Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen gelegt. Eine Fortführung der Beurteilung der Zündwirksamkeit von Büschelentladungen bei explosionsfähigen Atmosphären erfordert weitere Untersuchungen mit explosionsfähigen Medien. Aufgrund sicherheitstechnischer Erwägungen wurden im Rahmen der Versuche keine Zündversuche mit explosionsfähigen Medien durchgeführt, da die Versuchsanlage über keinen Abzug verfügt und somit keine gefahrlosen Zündversuche realisiert werden konnten.

Eine weitere Abgrenzung ergibt sich daraus, dass die durchgeführten Analysen der Büschelentladungen an der Versuchsanlage mittels Strommessungen durchgeführt wurden. Eine Validierung der Ergebnisse mittels Strommessungen an Industrieanlagen ist daher noch durchzuführen.



## 2 Ausgangspunkte der Forschungsarbeit

Die beschriebenen Ausgangspunkte bilden die Grundlage für die wissenschaftliche Arbeit. Sie ermöglichen eine nachvollziehbare Darstellung der Entwicklung und Zielerreichung der Forschungsarbeit.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 2

<b>2.1 Grundlegende Beschreibung der Ausgangspunkte .....</b>	<b>8</b>
<b>2.2 Stand der Technik Gefährdungsbeurteilung .....</b>	<b>8</b>
2.2.1 Arbeitsschutzgesetz (ArbSchG) .....	9
2.2.2 Arbeitsstättenverordnung (ArbStättV) .....	10
2.2.3 Betriebssicherheitsverordnung (BetrSichV) .....	11
2.2.4 Gefahrstoffverordnung (GefStoffV) .....	11
2.2.5 Technische Regeln der BetrSichV und der GefStoffV .....	12
<b>2.3 Ausführungen zur Gefährdungsbeurteilung bei Gefahren durch     elektrostatische Entladungen .....</b>	<b>13</b>
<b>2.4 Gasentladungen und ihre Auswirkungen als Zündquelle .....</b>	<b>14</b>
2.4.1 Definitionen der Gasentladungen auf der MEiKS .....	14
2.4.2 Definition der Funkenentladung .....	14
2.4.3 Definitionen der Büschelentladung auf der MEiKS .....	16
2.4.4 Definition der Büschelentladung auf der ME .....	18
2.4.5 Wissenschaftliche Defizite und Forschungsfragen .....	19

### 2.1 Grundlegende Beschreibung der Ausgangspunkte

Ein wichtiger Aspekt, der genauer erläutert werden muss, ist der „Stand der Technik“, der die „allgemein anerkannte Regeln der Technik“ für die Praxis darstellt. Hierbei geht es um die Durchführung der Gefährdungsbeurteilung, die auf der Wahrscheinlichkeit einer Zündung durch elektrostatische Entladungen in Form von Gasentladungen beruht. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die technische Beschreibung von Gasentladungen, die durch elektrostatische Entladungen hervorgerufen werden. Die Entstehung von elektrostatischen Akkumulationen und deren Auswirkungen sowie die Entstehung von Gasentladungen sind Grundlagen dieser Dissertation. Jedoch reicht der „Stand der Technik“ nicht immer aus, um Ereignisse und Unfälle zu vermeiden. Daher ist es erforderlich, ständig neue wissenschaftliche Erkenntnisse in Sicherheitsbetrachtungen umzusetzen und neue Vorgaben für Sicherheitsstandards zu erarbeiten. In diesem Kapitel wird auch der Stand der Sicherheitswissenschaften zu Gasentladungen beschrieben, aus dem sich die formulierten Forschungsfragen ergeben.

### 2.2 Stand der Technik Gefährdungsbeurteilung

In der Sicherheitstechnik bildet der „Stand der Technik“ die Grundlage für Sicherheitssingenieurinnen und Sicherheitsingenieure, um den Sicherheitsstandard auf einem hohen Niveau zu halten und Störfälle sowie Unfälle zu vermeiden.

In Abbildung 2.2.1 wird der Zusammenhang zwischen den „allgemein anerkannte Regeln der Technik“, dem „Stand der Technik“ und dem „Stand von Wissenschaft und Forschung“ dargestellt. Zudem wird empfohlen, wie die Anwendungen dieser Stände zu bewerten sind. In diesem Kontext ist zu empfehlen, technische Lösungen entsprechend ihrem Grad der Bewährung in der Praxis anzuerkennen. [2]

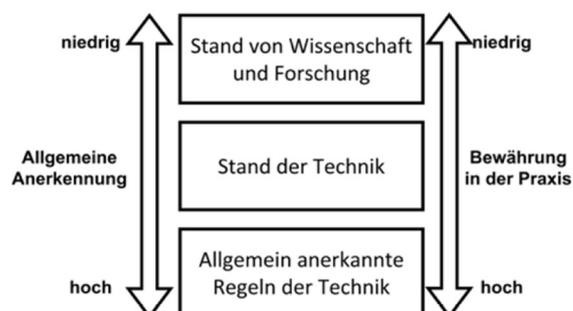


Abbildung 2.2.1 Darstellung der allgemeinen Anerkennung und der sicherheitstechnischen Anwendbarkeit [2, Seite 347]

## 2 Ausgangspunkte der Forschungsarbeit

Die „allgemein anerkannte Regeln der Technik“ wird von der Rechtsprechung anerkannt und von der Mehrheit der Fachleute angewendet. Sie stellt die allgemeine Anerkennung sowie die Bewährung in der Praxis dar und soll der überwiegenden Meinung der Fachleute entsprechen. Auch in Gesetzen und Verordnungen wird auf die „allgemein anerkannte Regeln der Technik“ verwiesen, um sicherzustellen, dass sie nicht von der technischen Entwicklung überholt werden und den jeweils herrschenden Meinungen der Fachleute entsprechen. [2]

Der Begriff „Stand der Technik“ umfasst Gesetze, Verordnungen, Vorschriften, Regeln, Normen, Richtlinien und Informationen, wie in Abbildung 2.2.2 dargestellt.

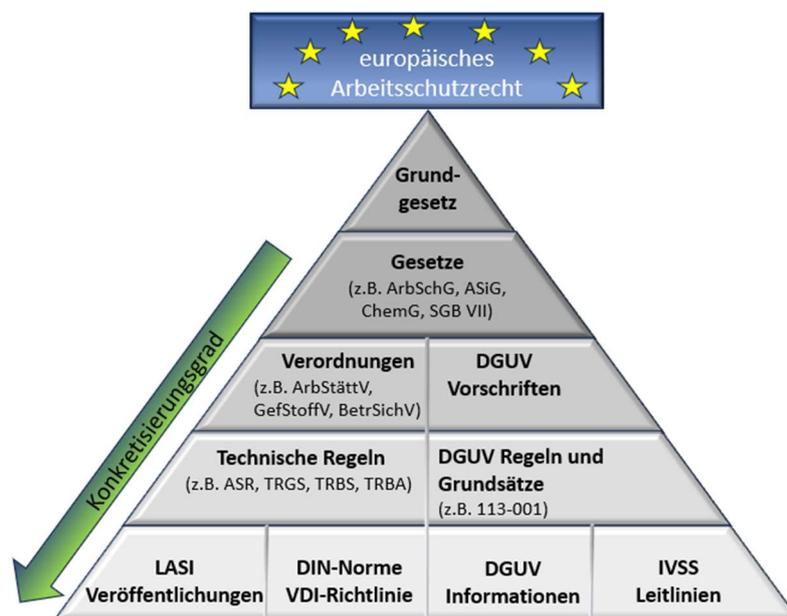


Abbildung 2.2.2 Erläuterung über den Aufbau und Konkretisierungsgrad von Gesetzen, Verordnungen, Normen, Regeln, Veröffentlichungen, Richtlinien, Informationen und Leitlinien angelehnt an [8]

In Abbildung 2.2.2 wird der „Stand der Technik“ in Form einer Pyramide dargestellt, welche die Zusammensetzung und den Konkretisierungsgrad veranschaulicht.

### 2.2.1 Arbeitsschutzgesetz (ArbSchG)

Das ArbSchG regelt die Durchführung von Maßnahmen zum Schutz der Beschäftigten bei der Arbeit und setzt damit die EG-Richtlinien:

- Richtlinie 89/391/EWG des Rates vom 12. Juni 1989 über die Durchführung von Maßnahmen zur Verbesserung der Sicherheit und des Gesundheitsschutzes der Arbeitnehmer bei der Arbeit [9]

und

- Richtlinie 91/383/EWG des Rates vom 25. Juni 1991 zur Ergänzung der Maßnahmen zur Verbesserung der Sicherheit und des Gesundheitsschutzes von Arbeitnehmern mit befristetem Arbeitsverhältnis oder Leiharbeitsverhältnis [10]

um.

Im ArbSchG wird festgelegt, dass die Sicherheit und der Gesundheitsschutz der Beschäftigten bei der Arbeit durch Maßnahmen des Arbeitsschutzes zu sichern und zu verbessern sind. Dazu gehören Maßnahmen zur Verhütung von Unfällen sowie arbeitsbedingten Gesundheitsgefahren und die menschengerechte Gestaltung der Arbeit. [11]

In seiner Funktion als ehemaliger Referatsleiter im Bundesministerium für Arbeit und Soziales (BMAS) bezeichnete Dr. Helmut Klein das Regelwerk als „Vorschriften-Paket für den betrieblichen Explosions- und Brandschutz“, welches auch als „KLEIN’sche Verordnungs-Tripel“ [12] bezeichnet wurde. Die maßgeblichen Rechtsquellen sind die Arbeitsstättenverordnung (ArbStättV), die Betriebssicherheitsverordnung (BetrSichV) sowie die Gefahrstoffverordnung (GefStoffV), die in den nächsten drei Abschnitten kurz erläutert werden.

### **2.2.2 Arbeitsstättenverordnung (ArbStättV)**

Die ArbStättV regelt die Mindestschutzanforderungen für den Schutz der Gesundheit der Beschäftigten bei der Einrichtung und dem Betrieb von Arbeitsstätten.

In dieser Verordnung wird im § 3 Gefährdungsbeurteilung Absatz 1 gefordert, dass:

*„Bei der Beurteilung der Arbeitsbedingungen nach § 5 des Arbeitsschutzgesetzes hat der Arbeitgeber zunächst festzustellen, ob die Beschäftigten Gefährdungen beim Einrichten und Betreiben von Arbeitsstätten ausgesetzt sind oder ausgesetzt sein können. Ist dies der Fall, hat er alle möglichen Gefährdungen der Sicherheit und der Gesundheit der Beschäftigten zu beurteilen und dabei die Auswirkungen der Arbeitsorganisation und der Arbeitsabläufe in der Arbeitsstätte zu berücksichtigen.“ [...]. „Entsprechend dem Ergebnis der Gefährdungsbeurteilung hat der Arbeitgeber Maßnahmen zum Schutz der Beschäftigten gemäß den Vorschriften dieser Verordnung einschließlich ihres Anhangs nach dem Stand der Technik, Arbeitsmedizin und Hygiene festzulegen. Sonstige gesicherte arbeitswissenschaftliche Erkenntnisse sind zu berücksichtigen.“ [13, §3, Abs.1]*

Neue sicherheitswissenschaftliche Erkenntnisse müssen in die Gefährdungsbeurteilung einfließen. Daher ist es wichtig, regelmäßig wissenschaftliche Diskussionen zu führen, um sicherzustellen, dass die Sicherheitsbetrachtungen für die Beschäftigten auf dem neuesten Stand sind.

### **2.2.3 Betriebssicherheitsverordnung (BetrSichV)**

Die BetrSichV soll die Sicherheit und den Gesundheitsschutz der Beschäftigten bei der Verwendung von Arbeitsmitteln gewährleisten.

Gemäß § 3 Gefährdungsbeurteilung der BetrSichV müssen auch vorhersehbare Betriebsstörungen berücksichtigt werden. Im § 11 „Besondere Betriebszustände, Betriebsstörungen und Unfälle“ Absatz 1 der BetrSichV wird festgelegt, dass der Arbeitgeber Maßnahmen ergreifen muss, um unzulässige oder instabile Betriebszustände von Arbeitsmitteln zu verhindern. Dazu zählen auch elektrostatische Akkumulationen und deren unvorhersehbare Entladungen. Es ist erforderlich, Gefährdungsbeurteilungen durchzuführen, die elektrostatische Akkumulation und deren Entladungen berücksichtigen. Im § 9 Abschnitt 4 der BetrSichV werden weitere Schutzmaßnahmen bei der Verwendung von Arbeitsmitteln beschrieben. Es wird darauf hingewiesen, dass bei der Bildung von explosionsfähigen Atmosphären auch die Gefahrstoffverordnung beachtet werden muss, um erforderliche Schutzmaßnahmen zu treffen. [14]

### **2.2.4 Gefahrstoffverordnung (GefStoffV)**

Im § 6 Abschnitt 4 der GefStoffV wird aufgeführt, dass der Arbeitgeber verpflichtet festzustellen hat, ob bei Tätigkeiten mit Stoffen, Gemischen und Erzeugnissen, unter Berücksichtigung verwendeter Arbeitsmittel, Verfahren und Arbeitsumgebung sowie möglicher Wechselwirkungen, Brand- oder Explosionsgefährdungen auftreten können. Dazu gehören auch mögliche Zündquellen oder Bedingungen, die Brände oder Explosionen auslösen können.

Es wird darauf hingewiesen, dass Zündquellen oder Bedingungen, die Brände oder Explosionen auslösen können, vermieden werden sollten. Im § 11 der GefStoffV werden besondere Schutzmaßnahmen gegen physikalisch-chemische Einwirkungen, insbesondere gegen Brand- und Explosionsgefährdungen, beschrieben. [15]

Zunächst müssen die Bedingungen ermittelt werden, die eine Zündquelle bilden können. Bei elektrostatischen Akkumulationen und Entladungen, die zu Gasentladungen führen können, können diese Zündquellen nur mit speziellem Fachwissen und Anwendung der richtigen Technischen Regeln und Normen erkannt werden.

### **2.2.5 Technische Regeln der BetrSichV und der GefStoffV**

Technische Regeln im Kontext der Sicherheitstechnik sind technische Vorschläge und Empfehlungen für Betreiber und sind nicht rechtsverbindlich. Sie konkretisieren Forderungen von Gesetzen und Verordnungen, um diesen nachzukommen und erfüllen somit die Vermutungswirkung.

Die relevanten Technischen Regeln der BetrSichV (TRBS) und der Technischen Regeln der GefStoffV (TRGS) geben einen Einblick, welche Bereiche eine Gefährdungsbeurteilung einschließen soll. Es gibt keine gesetzliche Vorgabe über den Ablauf einer Gefährdungsbeurteilung. Die Zusammenstellung von Technischen Regeln, welche bei der Gefährdungsbeurteilung von elektrostatischen Auf- und Entladungen berücksichtigt werden sollten, hat nur eine Vermutungswirkung.

In der TRBS 1111 im Abschnitt 2 Absatz 1 wird beschrieben, dass:

*„Gefährdungsbeurteilung im Sinne dieser TRBS ist die systematische Ermittlung und Bewertung von Gefährdungen der Beschäftigten, die nach fachkundiger Einschätzung und vorliegender Erfahrung des Arbeitgebers bei der Verwendung von Arbeitsmitteln auftreten und berücksichtigt werden müssen.“* [16, Abschn. 2, Abs. 1]

Es muss sichergestellt werden, dass eine fachkundige Einschätzung auch bei Gefahren durch elektrostatische Akkumulation und Entladung in die Gefährdungsbeurteilung einbezogen wird. Da dieses Thema sehr fachspezifisch ist, sollte immer auf fachkundige Hilfe sowie spezielle Vorschriften und Technische Regeln zurückgegriffen werden.

Auf der Webseite EXINFO der Berufsgenossenschaft Rohstoffe und chemischen Industrie (BGRCI) wird unter der Rubrik:

"1.9 In welchen Technischen Regeln (TRBS bzw. TRGS) gibt es Aussagen zum Explosionsschutz" [17] eine Liste präsentiert, die aufzeigt, in welchen technischen Regelungen der BetrSichV und der GefStoffV Aussagen zum Explosionsschutz zu finden sind. Die Liste enthält die folgenden TRBS und TRGS:

- „TRBS 1112 Teil 1: Explosionsgefährdungen bei und durch Instandhaltungsarbeiten – Beurteilungen und Schutzmaßnahmen
- TRBS 1122: Änderungen von Gasfüllanlagen, Lageranlagen, Füllstellen, Tankstellen und Flugfeldbetankungsanlagen - Ermittlung der Prüfpflicht nach Anhang 2 Abschnitt 3 BetrSichV und der Erlaubnispflicht gemäß § 18 BetrSichV
- TRBS 1123: Prüfpflichtige Änderungen von Anlagen in explosionsgefährdeten Bereichen – Ermittlung der Prüfnotwendigkeit gemäß § 15 Absatz 1 BetrSichV
- TRBS 1201 Teil1: Prüfung von Anlagen in explosionsgefährdeten Bereichen
- TRBS 1201 Teil 3: Instandsetzung an Geräten, Schutzsystemen, Sicherheits-, Kontroll- und Regelvorrichtungen im Sinne der Richtlinie 2014/34/EU
- TRBS 2152/TRGS 720: Gefährliche explosionsfähige Atmosphäre – Allgemeines
- TRBS 2152 Teil 1/TRGS 721: Gefährliche explosionsfähige Atmosphäre – Beurteilung der Explosionsgefährdung
- TRBS 2152 Teil 2/TRGS 722: Vermeidung oder Einschränkung gefährlicher explosionsfähiger Atmosphäre
- TRBS 3151/TRGS 751: Vermeidung von Brand-, Explosions- und Druckgefährdungen an Tankstellen und Füllanlagen zur Befüllung von Landfahrzeugen“  
[17]

### 2.3 Ausführungen zur Gefährdungsbeurteilung bei Gefahren durch elektrostatische Entladungen

Die wichtigste TRGS im Kontext der Elektrostatik ist die TRGS 727 [18]. Sie nimmt im Rahmen der Betrachtung von Gefährdungen durch elektrostatische Akkumulationen eine wichtige Stellung ein und unterstützt die Betreiber bei der Gefährdungsbeurteilung, um Gefahren durch elektrostatische Akkumulationen zu vermeiden.

Diese TRGS fußt auf die EX-RL ZH 1/10: 1998 und ist die zentrale Technische Regel für die verarbeitende Industrie. Sie berücksichtigt unterschiedliche Verarbeitungsvorgänge und es werden detaillierte Angaben über Produktionsprozesse gemacht und darauf geachtet, gefahrbringende elektrostatische Akkumulationen zu vermeiden. Auf diese wird hier nicht näher eingegangen, da in dieser Technischen Regel keine detaillierte Anleitung zur Durchführung einer Gefährdungsbeurteilung für Büschelentladungen gegeben wird.

Stattdessen enthält sie eine Vielzahl von praktischen Vorschlägen zur Vermeidung elektrostatischer Akkumulation sowie zur Begrenzung von Produktionsbedingungen, die zu solchen Akkumulationen führen können, die bei einer Gefährdungsbeurteilung zu berücksichtigen sind.

### 2.4 Gasentladungen und ihre Auswirkungen als Zündquelle

In diesem Abschnitt werden die Unterschiede zwischen Funken- und Büschelentladungen anhand von Erklärungsmodellen aufgezeigt, ausgehend von der Definition von Gasentladungen auf der MEiKS. Die Zündenergie der Funkenentladung wird auf der MEiKS als äquivalentes Maß für die Mindestzündenergie (MZE) bei der Beurteilung explosionsfähiger Atmosphären verwendet.

#### 2.4.1 Definitionen der Gasentladungen auf der MEiKS

In der Elektrostatik werden Gasentladungsarten in drei Kategorien eingeteilt, die sich durch die Anzahl der Elektroden unterscheiden [19]:

- Gasentladungen die sich zwischen zwei Elektroden entwickeln.  
Hierzu wird die Funkenentladung eingeordnet.
- Gasentladungen mit einer Elektrode.  
Zu den Ein-Elektroden-Entladungen werden die Corona-, Büschel-, Gleitstielbüschel- und die Schüttkegelentladung sowie die Gewitterentladung zwischen Wolke und Erde gezählt.
- Gasentladungen die keine Elektrode benötigen.  
Die Gewitterentladungen zwischen Wolken und Durchschläge zwischen zwei hochaufgeladenen Kunststofffolien kommen ohne ableitfähige Elektroden aus und zählen somit zu dieser Kategorie.

In den folgenden Abschnitten werden Funkenentladungen und Büschelentladungen vorgestellt, da sie für diese Forschungsarbeit relevant sind.

Um die Entladungsarten besser zu verstehen, werden sie anhand von Erklärungsmodellen dargestellt, die sich auf der MEiKS beziehen.

#### 2.4.2 Definition der Funkenentladung

Innerhalb der MEiKS nimmt die Funkenentladung eine gesonderte Stellung ein. Sie stellt eine Zwei-Elektrodenentladung dar, die zur kurzzeitigen Freisetzung einer hohen Energie fähig ist und zur Bestimmung der MZE dient.

## 2 Ausgangspunkte der Forschungsarbeit

---

Im Falle einer Überschreitung der Durchschlagsfeldstärke zwischen zwei Elektroden bildet sich Funkenentladung aus. Im Entladungskanal bildet sich eine Plasmaleitfähigkeit, die sich über die gesamte Länge des Entladungskanals ausbreitet. Infolge der niederohmigen Plasmaleitfähigkeit fließt kurzzeitig ein hoher Entladungsstrom, was zu einem Pinch-Effekt führt. In der Folge dessen erfolgt eine Erhitzung des Plasmakanals, wodurch die Temperatur für die Zündung eines brennbaren Gemisches erzeugt wird, siehe Abbildung 2.4.1 [2].

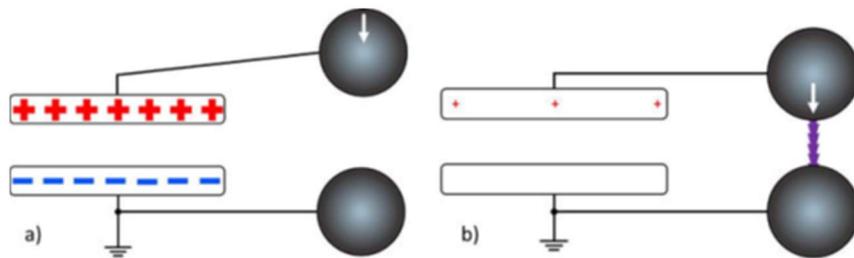
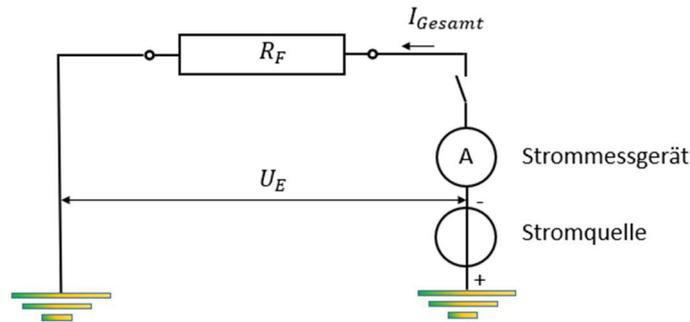


Abbildung 2.4.1 Grafische Darstellung einer Funkenentladung auf der MEiKS: a) Sich annähernde Elektroden, die von einem aufgeladenen Kondensator gespeist werden. b) Bildung einer Funkenentladung mit einem Plasmakanal nach Überschreitung der Durchbruchfeldstärke [2, Seite 157].

Gemäß dieser Definition fließt bei einer Funkenentladung der Gasentladungsstrom ausschließlich durch einen Funkenplasmakanal, der sich wie beschrieben über die gesamte Entladungsstrecke ausbildet. Die Wärmebilanz, die für die Zündung verantwortlich ist, steht in direktem Verhältnis zum Entladungsstrom. Daraus lässt sich die Entladungsenergie ableiten, um die Zündempfindlichkeit explosionsfähiger Gemische als Maß für die Kenngröße MZE zu quantifizieren. Somit kann die Zündfähigkeit dieser Gasentladung bestimmt werden. Der externe Energieeintrag entspricht der Leistungsdichte im Plasmakanal, die die Zündfähigkeit explosionsfähiger Atmosphären quantifiziert. Eine Modellvorstellung als vereinfachtes ohmsches Ersatzschaltbild ist in Abbildung 2.4.2 dargestellt.



$I_{Gesamt}$  = Gesamtstrom einer Gasentladungsstrecke  
 $R_F$  = Ersatzwiderstand der Funkenentladungsstrecke  
 $U_E$  = Elektrische Spannung einer Gasentladungsstrecke

Abbildung 2.4.2 Vereinfachtes ohmsches Ersatzschaltbild einer Funkenentladung als Erklärungsmodell

Die MZE von explosionsfähigen Gemischen erlaubt die Einschätzung derjenigen Verfahrensschritte, die mit hinreichender Sicherheit durchgeführt werden können. Allerdings ist eine Bewertung der ermittelten MZE, welche mittels Funkenentladung ermittelt wurden, erforderlich, um eine Quantifizierung der Zündempfindlichkeit anderer Entladungsarten zu ermöglichen [19], [20], [21], [22].

### 2.4.3 Definitionen der Büschelentladung auf der MEiKS

Wird die Definition einer Büschelentladung im Kontext der Sicherheitstechnik betrachtet, so ergibt sich, dass bei Annäherung einer ableitfähigen Elektrode an eine akkumulierte dielektrische Oberfläche diese sich senkrecht zur ableitfähigen Gegenelektrode in viele kleine büschelartige Entladungsfäden entlädt. Aufgrund des Pinch-Effekts ist ein Ionenfluss nicht stabil.

Er zieht sich durch das Magnetfeld zusammen und vereinigt sich kurz vor Erreichen der ableitfähigen Gegenelektrode zu einem einzigen Entladungskanal. Die Büschelform entsteht durch die Immobilität der Ladungen auf der dielektrischen Oberfläche. Diese fließen als Raumladung senkrecht von der dielektrischen Oberfläche ab. [23]

Eine weitere Definition auf der MEiKS der Sicherheitstechnik besagt, dass der Entstehungsmechanismus der Büschelentladung dem der Coronaentladung entspricht. Allerdings geht sie von ableitfähigen Elektroden mit größeren Radien ( $> 1 \text{ mm}$ ) aus, wodurch ein höheres Durchschlagspotential angenommen wird. Im Bereich der aufgeladenen dielektrischen Oberfläche tritt eine Büschelentladung auf, die eine geringe Energiemenge enthält.

## 2 Ausgangspunkte der Forschungsarbeit

Diese wird nach anfänglichem Plasmaeinschluss durch den Energieverbrauch an der dielektrischen Oberfläche bei der Gasverdichtung verbraucht. Diese Definition ist in Abbildung 2.4.3 graphisch dargestellt. [2]

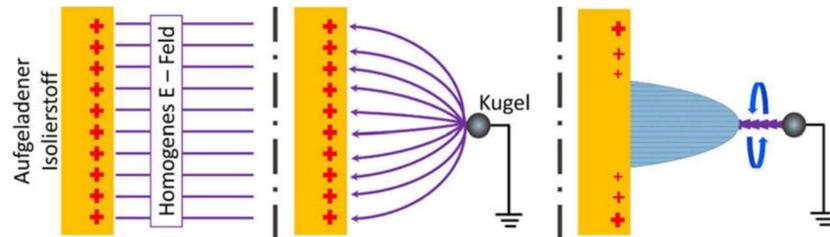


Abbildung 2.4.3 Grafische Darstellung einer Büschelentladung [2, Seite 68]

Durch diesen Effekt bricht die Büschelentladung kurz nach ihrem Beginn von der dissipativen Elektrode ab und hinterlässt nur über eine kurze Strecke einen Plasmakanal, wie in Abbildung 2.4.4 dargestellt [2].

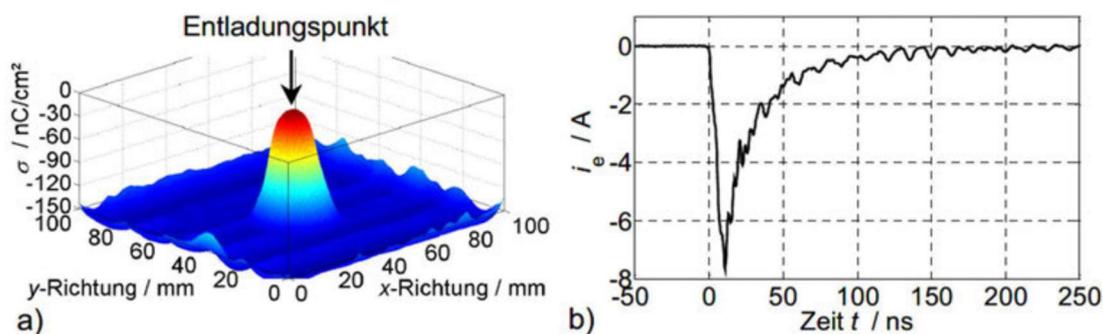


Abbildung 2.4.4 a) Flächenladungsdichte einer Büschelentladung. b) Entladungsstrom-Impuls einer Büschelentladung [2, Seite 68]

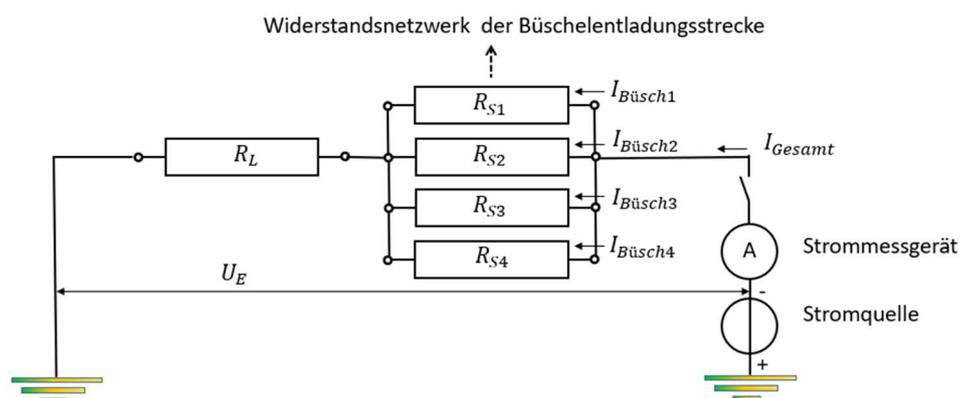
Bei der Büschelentladung ist der Abstand zur aufgeladenen dielektrischen Oberfläche deutlich geringer als bei einer quasi-kontinuierlich ablaufenden Coronaentladung. Die elektrische Feldstärke zwischen den Elektroden ist jedoch größer, wodurch eine höhere Ionisierung und damit ein stärkerer Stromimpuls entsteht. Im Bereich der höchsten Feldstärke tritt der Pinch-Effekt auf, der den Entladungsweg in der Luft erhitzt und eine Zündfähigkeit in der Nähe von brennbaren Gasen darstellt. Die Entladungszeit ist kurz aufgrund des verfügbaren akkumulierten Energiebetrags auf der dielektrischen Oberfläche. Die Zündgefahr kann durch Messung der Ladung  $Q$  auf der dielektrischen Oberfläche mittels eines Coulombmeters ermittelt werden. Wenn die gemessene Ladung kleiner als die Mindestzündladung (MZQ) ist, kann ein Gas-Dampf-Gemisch in der Regel nicht entzündet werden. [2]

### 2.4.4 Definition der Büschelentladung auf der ME

Die Büschelentladung ist eine Ein-Elektroden-Entladung, die sich in einem stark inhomogenen elektrischen Feld ausbildet. An der Krümmung der Elektrode teilt sie sich in einen Leader und mehrere sogenannte Streamer in der Gasentladungsstrecke auf. Zunächst treten Vorentladungen (Coronaentladungen) auf, die nicht unmittelbar zum Durchschlag führen. Die Coronaentladungen entstehen an der gekrümmten Elektrode im Bereich hoher Feldstärken und gehen dann auch im feldschwachen Bereich in diskrete raumladungsbehaftete Stream-Entladungen über. Bei ausreichender Feldstärke entstehen günstige Bedingungen für die Streamer-Ausbreitung und es kommt zum Durchschlag. Durch Stoß- und Photoionisation des vorwachsenden Streamers kann sich ein Leader bilden. An der Spitze bilden sich divergierende Streamer-Büschel, über die der für die Thermoionisation notwendige Strom zugeführt wird. [24]

In der vorliegenden Definition wird die Büschelentladung in ein kurzes Funkenplasma, auch als „Leader“ bezeichnet, und mehrere Streamer aufgeteilt. Im Gegensatz zur Funkenentladung erstreckt sich der Leader nicht über den gesamten Entladungskanal. Der Entladestrom fließt über die einzelnen Streamer, was zu einer aufgeteilten Energiebilanz führt, bevor sich die Entladeströme im Leader bündeln.

Aus dieser Definition kann ein einfaches ohmsches Ersatzschaltbild einer Büschelentladung als Modellvorstellung auf MEiKS erstellt werden. Das Ersatzschaltbild ist in Abbildung 2.4.5 dargestellt.



- $I_{Gesamt}$  = Gesamtstrom einer Gasentladungsstrecke
- $I_{Büsch1-üs4}$  = Teilströme in den jeweiligen Büschelsträngen
- $R_L$  = Ersatzwiderstand des Leaders
- $R_{S1-S4}$  = Ersatzwiderstände der Büschelstränge (Streamer)
- $U_E$  = Elektrische Spannung einer Gasentladungsstrecke

Abbildung 2.4.5 Einfaches ohmsches Ersatzschaltbild einer Büschelentladungsstrecke als Erklärungsmodell

### 2.4.5 Wissenschaftliche Defizite und Forschungsfragen

Die durchgeführte Literaturrecherche zu MEiKS und ME ergab differenzierte Aussagen zu den Zündvorgängen und Prozesse von Büschelentladungen. Diese Aussagen ergeben ein wissenschaftliches Verständnis der Entstehung der Zündfähigkeit der Büschelentladung und damit zur Bestimmung der Zündenergie.

Bereits diskutiert wurden einige Parameter und Einflussgrößen, welche das Auftreten von Büschelentladungen beeinflussen. Dazu zählen die Geometrie der Entladungselektrode, die minimale Oberflächenladung und die Entladungsmenge. [25], [26], [27], [28]

Es fehlt eine Taxierung der mit einer Funkenentladung ermittelten MZE, um diese Energie auf andere Entladungen z. B. auf die Büschelentladung übertragen zu können [19], [20], [21], [22].

Durch die fehlende Taxierung wird eine andere Bewertung der Zündempfindlichkeit benötigt. Es wurde eine elektrische Äquivalenzenergie eingeführt, um die anderen auftretenden Entladungsarten bzw. Zündenergien quantifizieren zu können [19], [25].

In vielen sicherheitstechnischen Veröffentlichungen wurden Themen wie die Zündfähigkeit von Büschelentladungen und deren Auswirkungen sowie Zündvaliditäten untersucht. Diese experimentellen Untersuchungen zur Zündfähigkeit bewegten sich bisher auf der MEiKS und wurden als „Stand der Technik“ in verschiedenen Normen und Technischen Regeln, wie z.B. der TRGS 727 [18], festgehalten.

Um unterschiedliche Gasentladungsarten zu klassifizieren, müssen die Zündenergiewerte anhand der Energieintensität und -dauer bestimmt werden. Daher sollte jeder Gasentladungsart eine Leistungsdichte zugeordnet werden, um ihre Zündwilligkeit zu bestimmen [19].

Um dem Paradigmenwechsel der Gefährdungsbewertung gerecht zu werden, lautet die zentrale Forschungsfrage:

#### **(1) Wie kann ein Paradigmenwechsel bei der Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen eingeleitet werden?**

**In diesem Zusammenhang ist zu berücksichtigen, dass eine Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen auch bei bestehenden industriellen Anlagen unter Produktionsbedingungen Anwendung finden muss.**

Auf der MEiKS wird davon ausgegangen, dass reine dielektrische Stäube durch Büschelentladungen bei bisherigem Kenntnisstand nicht entzündet werden können.

*„Obwohl die Mindestzündenergie von einigen Stäuben im Bereich unterhalb weniger Millijoules liegt, ist bis heute keine Zündung einer Staubwolke durch Büschelentladungen beobachtet worden. Es kann deshalb gemäss heutigem Kenntnisstand angenommen werden, dass eine Staubzündung durch Büschelentladungen sehr unwahrscheinlich ist, sofern nicht zusätzlich brennbare Gase oder Dämpfe vorhanden sind“* [34, Seite 11].

Dies wird auch in der TRGS 727 beschrieben:

*„Durch Büschelentladungen werden nach derzeitigem Kenntnisstand keine Stäube entzündet, solange keine brennbaren Gase oder Dämpfe vorliegen“* [18, Seite 95].

Weiterhin wird in der EN 1127-1:2019 [35] dargelegt, dass Büschelentladungen nahezu alle explosionsfähigen Gas- und Dampf-Atmosphären entzünden können. Jedoch kann auf Basis des aktuellen Kenntnisstands mit hinreichender Sicherheit ausgeschlossen werden, dass explosionsfähige Staub/Luft-Gemische durch entsprechende elektrische Äquivalentenergie einer Büschelentladung gezündet werden.

Aus diesem Kenntnisstand auf der MEiKS stellt sich die Forschungsfrage:

**(2) Weshalb entzünden sich dielektrische Stäube im Gemisch mit Luft ohne brennbare Gas- oder Dampf-Luft-Gemische nicht durch Büschelentladungen, obschon die Mindestzündenergie von dielektrischen Stäuben unterhalb der Äquivalentenergie einer Büschelentladung liegt?**

Die Suche nach der Beantwortung der ersten Forschungsfrage führt zu der dritten Forschungsfrage, da keine Erkenntnisse über die räumliche Zündempfindlichkeit bzw. Leistungsdichte der Büschelentladung auf der MEiKS vorliegen.

Es ist unklar, in welchen räumlichen Bereichen die Zündtemperatur sich entwickelt. Hieraus entwickelte sich die dritte Forschungsfrage:

**(3) Wird die Zündtemperatur durch die räumlich verteilten Streamer oder durch den entstandenen Leader hervorgerufen?**

In der MEiKS-Literatur wird immer wieder darauf hingewiesen, dass die Zündwilligkeit von Büschelentladungen bei dielektrischen Oberflächen mit negativer Ladung höher ist als bei positiv geladenen dielektrischen Oberflächen [32], [33].

Daraus ergibt sich die vierte Forschungsfrage:

**(4) Warum sind Büschelentladungen zwischen einer negativ geladenen dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode „zündfähiger“ als zwischen einer positiv geladenen dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode?**

Wenn die Messung des Entladestroms den zeitlichen Verlauf einer Büschelentladung bestätigt, kann sie auch für Analysezwecke eingesetzt werden. Um eine Analyse erstellen zu können, sind Messungen unter Produktionsbedingungen und in industrieller Umgebung erforderlich. Elektrische Strommessungen und die Auswertung ihrer zeitlichen Verläufe können eine robuste Messmethode darstellen. Daher entwickelte sich die fünfte Forschungsfrage:

**(5) Können elektrische Strommessungen im externen elektrischen Stromkreis Aufschluss über die Zündfähigkeit von Büschelentladungen auf der MEiKS geben?**

Der elektrische Entladestrom eignet sich in besonderem Maße zur Messung des zeitlichen Ablaufs einer Büschelentladung, da er den zeitlichen Abläufen folgen sollte. Der Entladestrom wurde bereits Gegenstand von Diskussionen und in verschiedenen Modellversuchen simuliert. [30], [31]

Aus diesen Überlegungen stellt sich die sechste Forschungsfrage:

**(6) Ist eine Messung des Entladestroms aussagekräftig für die Ermittlung des zeitlichen Verlaufs bei einer Büschelentladung?**

Eine systematische Untersuchung von Büschelentladungen kann auch visuell durchgeführt werden. In der Literatur wird diese Methode als geeignet beschrieben, da sie weniger von der elektrischen Spannung und dem Elektrodenabstand abhängig und somit einfacher zu ermitteln ist [29].

Durch visuelle Beobachtung werden Lichterscheinungen untersucht. Allerdings sind visuelle Lichterscheinungen nicht durchgängig mit hohen Energien verbunden, sodass eine zeitliche Abfolge nicht immer eindeutig bestimmbar ist. Dies führte zur siebten Forschungsfrage:

**(7) Wie verläuft die zeitliche Entladung zwischen einer negativ akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode?**

Auf der MEiKS wird von einem Pinch-Effekt ausgegangen, der den instabilen Ionenfluss durch entstehendes Magnetfeld zusammenzieht und sich kurz vor Erreichen der ableitfähigen Genelektrode zu einem einzigen Entladungskanal ausbildet. Auf der ME hingegen wird die Büschelentladung in drei physikalische Prozesse unterteilt: die Ausbildung von Elektronenlawinen, die Entwicklung von Streamern und die Ausbreitung von Leadern unterteilt. Daraus wird die letzte Forschungsfrage abgeleitet:

**(8) Welche physikalischen Prozesse laufen bei einer Büschelentladung, die sich zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode ergibt, ab?**

Die Lösungen dieser acht Forschungsfragen sollen auf verschiedenen Ebenen erarbeitet werden, beginnend mit den Grundprinzipien der Elektrostatik. Die einzelnen Ergebnisse werden dann zur weiteren Bearbeitung auf die nächsthöhere Ebene übergeben. Aufbauend auf die Beantwortung der acht Forschungsfragen soll auf der MEiKS ein Paradigmenwechsel erreicht und eine Analyse ermöglicht werden, um in Zukunft die Büschelentladung als Zündquelle besser durch die Sicherheitstechnik bewerten zu können.

## 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

Die Grundprinzipien der Elektrostatik basieren auf der Untersuchung von ruhenden bzw. statischen elektrischen Ladungen. Diesbezüglich folgt die Elektrostatik andere Grundprinzipien als die Elektrotechnik, welche die Untersuchung von fließenden elektrischen Ladungen zum Gegenstand hat.

Büschelentladungen stellen Gasentladungen dar, welche zwischen statisch akkumulierten Nichtleitern und ableitenden Elektroden auftreten. Um die physikalischen Vorgänge, die zu Büschelentladungen führen, auch nachvollziehen zu können, ist es erforderlich, sich mit einigen Grundprinzipien der Elektrostatik auseinanderzusetzen. Im vorliegenden Kapitel erfolgt eine Aufbereitung und Diskussion der Grundprinzipien, so dass diese von Sicherheitsingenieurinnen und Sicherheitsingenieuren auf die Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen angewendet werden können.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 3

<b>3.1 Elektrische Ladung und das daraus resultierende elektrische Feld .....</b>	<b>24</b>
3.1.1 Elektrische Ladung .....	24
3.1.2 Das Elektrische Feld .....	25
3.1.3 Elektrische Feldstärke und elektrischer Fluss .....	29
<b>3.2 Elektrische Spannung und elektrisches Potential .....</b>	<b>31</b>
3.2.1 Potentielle elektrische Energie einer Probeladung in einem elektrischen Feld .....	31
3.2.2 Elektrische Spannung .....	33
3.2.3 Elektrisches Potential .....	34
<b>3.3 Elektrisch leitende Hohlkörper und Influenz .....</b>	<b>39</b>
3.3.1 Elektrisch leitende und geladene geschlossene Hohlkugel .....	39
3.3.2 Influenz .....	44
<b>3.4 Kondensator .....</b>	<b>45</b>
3.4.1 Prinzip eines Kondensators .....	45
<b>3.5 Dipole, Dielektrika und dielektrische Verschiebung .....</b>	<b>48</b>
3.5.1 Elektrische Dipole .....	49
3.5.2 Dielektrikum .....	51

### 3.1 Elektrische Ladung und das daraus resultierende elektrische Feld

Das elektrische Feld stellt eines der Grundprinzipien der Elektrostatik dar, weshalb es unerlässlich ist, sich mit diesem Grundprinzip des elektrischen Feldes vertraut zu machen. Die Beschreibung der Eigenschaften elektrischer Ladungen bildet den Auftakt zu diesem Themenbereich.

#### 3.1.1 Elektrische Ladung

Materie ist von Natur aus elektrisch neutral, das heißt, dass die Anzahl der positiven und negativen elektrischen Ladungen in der Materie ausgeglichen ist. Daraus lässt sich ableiten, dass ein Körper, der nach außen hin elektrisch positiv oder negativ ist, ein Ungleichgewicht an positiver oder negativer elektrischer Ladung aufweist.

Im Gegensatz zur Gravitationskraft wirken elektrische Ladungen nicht nur anziehend, sondern je nach elektrischer Ladungsart auch abstoßend. Die elektrische Ladung wird in zwei Kategorien unterteilt: positive und negative elektrischer Ladung. Diese Unterteilung erklärt die Abstoßung und Anziehung von elektrischen Ladungen sowie ihre Neutralität.

Sie ist eine diskrete Eigenschaft der Materie, die von negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Protonen getragen wird. Dabei befinden sich die Elektronen in der Atomhülle und die Protonen im Atomkern. [36]

Die elektrische Ladung der Elementarteilchen ist quantisiert und wird als elektrische Elementarladung  $e$  bezeichnet. Sie ist eine Naturkonstante und wurde im Mai 2019 im Rahmen der „SI-Revision“ auf

$$e = -1,6022 \cdot 10^{-19} C \quad 3.1.1$$

festgelegt. [37]

Die Einheit der elektrischen Ladung, das Coulomb [ $C$ ], ergibt sich aus dem Produkt der Einheit der elektrischen Stromstärke, dem Ampere [ $A$ ], und der Einheit der Zeit, der Sekunde [ $s$ ].

$$[C = A \cdot s] \quad 3.1.2$$

Jede elektrische Ladung ist damit ein Vielfaches der elektrischen Elementarladung. So entspricht die Ladungseinheit von

$$Q = 1C = 6,24 \cdot 10^{18} \text{Elektronen}$$

3.1.3

Gemäß dem Erhaltungssatz bleibt in einem abgeschlossenen System die elektrische Nettoladung erhalten, was bedeutet, dass die Menge aller positiven elektrischen Ladungen gleich der Menge aller negativen elektrischen Ladungen ist [38].

Der Erhaltungssatz bildet das Grundprinzip des elektrischen Ladungsausgleichs während einer Gasentladung. Im Rahmen einer Büschelentladung erfolgt die Entladung der aus der Gasentladungsstrecke mitgerissenen Elektronen über die ableitende Elektrode mittels der sogenannten Elektronenlawinen. In der Konsequenz bildet sich ein Überfluss an positiver elektrischer Ladung, welche in Form von positiven Ionen in der Gasentladungsstrecke zurückbleibt. Dies führt zu einem Bestreben, diese elektrische Ladung zu kompensieren, was wiederum einen Rückfluss von Elektronen zur Folge hat. Dadurch bildet sich ein Ausgleichsstrom auf der MEiKS aus.

In der vorliegenden wissenschaftlichen Diskussion wird der elektrische Ladungstransport bei elektrostatischen Akkumulationen aus der Perspektive der NE betrachtet, wobei das Elektron als frei bewegliches Elementarteilchen fungiert.

Für die elektrostatische Entladung wird zusätzlich der elektrische Ladungstransport mit den Ionen als elektrische Ladungsträger betrachtet. Ionen sind Atome oder Moleküle, die entweder einen Elektronenüberschuss oder einen Elektronenmangel aufweisen.

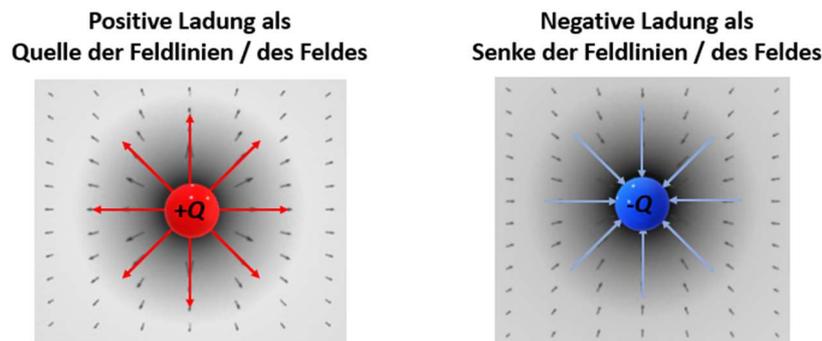
#### **3.1.2 Das Elektrische Feld**

Ein elektrisch geladener Körper erzeugt im umgebenden Raum ein elektrisches Feld, das auf andere elektrische Ladungen im Raum Kräfte ausübt. Das elektrische Feld wird durch die elektrische Ladung des Körpers verursacht und beschreibt den Wirkungsbereich dieser Kräfte.

„Mit Ausnahme des sichtbaren Teils des Spektrums elektromagnetischer Wellen, der bekanntlich Licht genannt wird, besitzt der menschliche Organismus nach dem heutigen Erkenntnisstand keine dedizierten Sinnesorgane, um im Alltag auftretende elektrische und magnetische Felder oder elektromagnetische Wellen wahrzunehmen. Mangels eigener Wahrnehmung werden Felder daher meist durch abstrakte mathematische Modelle in Form skalarer und vektorieller Ortsfunktionen mehrerer unabhängiger Variablen dargestellt beziehungsweise veranschaulicht.“ [39, Seite 2]

Das elektrische Feld beschreibt also einen physikalischen Zustand des Raumes, der mit den menschlichen Sinnen nicht direkt wahrnehmbar ist. Seine physikalische Wirkung ist jedoch nachweisbar. Die Höhe eines elektrischen Feldes kann mit technischen Hilfsmitteln wie einem Elektrofeldmeter gemessen werden. Es gibt zwei Ursachen für ein elektrisches Feld: positive und negative elektrische Ladungen. Sie sind die Quellen und Senken des elektrischen Feldes [24].

Das elektrische Feld hat eine Quelle in der positiven elektrischen Ladung ( $+Q$ ) und eine Senke in der negativen elektrischen Ladung ( $-Q$ ). In Abbildung 3.1.1 sind eine positive ( $+Q$ ) und eine negative ( $-Q$ ) elektrische Punktladung dargestellt, an denen die Ein- und Austrittsrichtungen der Feldlinien zu erkennen sind.



$+Q$  = Positive elektrische Ladung einer Punktladung  
 $-Q$  = Negative elektrische Ladung einer Punktladung

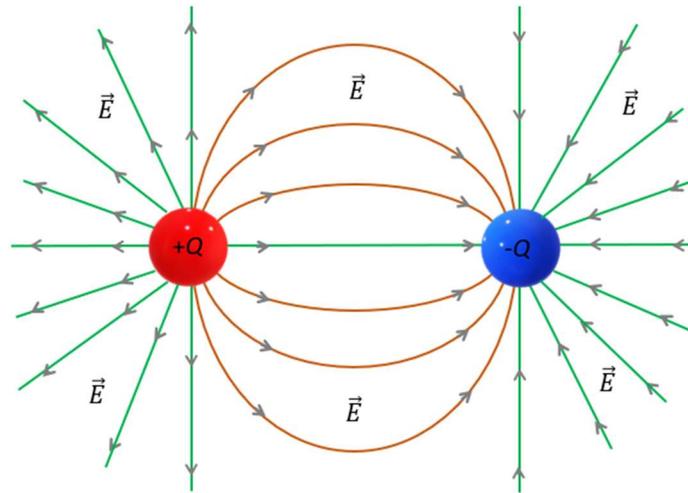
Abbildung 3.1.1 Definition der Richtung der elektrischen Feldvektoren über den Ursprung und das Ziel des elektrischen Feldes

Das elektrische Feld ist ein Vektorfeld, das durch Feldlinien dargestellt wird. Die Feldlinien geben die Richtung der elektrischen Feldstärke in jedem Punkt an und verlaufen tangential zur elektrischen Feldstärke. Die Dichte der Feldlinien ist ein Maß für die Stärke des elektrischen Feldes. [40]

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

---

Die elektrischen Felder mit ihren Feldlinien können homogen oder inhomogen verlaufen, wie in Abbildung 3.1.2 dargestellt.



- $\vec{E}$  = Elektrische Feldstärkevektoren zwischen den Punktladungen
- $+Q$  = Positive elektrische Punktladung
- $-Q$  = Negative elektrische Punktladung
- = Homogen verlaufende elektrische Feldlinien
- = Inhomogen verlaufende elektrische Feldlinien

Abbildung 3.1.2 Verlauf der Feldlinien in einem elektrischen Feld zwischen einer Senke und einer Quelle

Anhand der in Abbildung 3.1.2 dargestellten elektrischen Feldlinien ist erkennbar, dass in einem homogenen elektrischen Feld die Richtung und der Betrag der elektrischen Feldgröße für jeden Punkt konstant sind. In einem inhomogenen elektrischen Feld verlaufen die Feldlinien nicht homogen, weshalb der Betrag der elektrischen Feldgröße hier nicht konstant ist. [41]

Im weiteren Verlauf wird wiederholt auf Probeladungen und Quellladungen Bezug genommen, die jeweils als elektrische Punktladungen definiert sind, um ein homogenes elektrisches Feld zu gewährleisten.

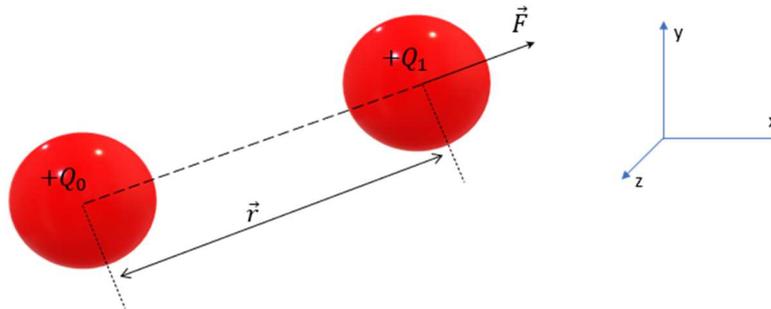
Im Falle einer Probeladung  $Q_1$ , welche in das elektrische Feld einer Quellladung  $Q_0$  gebracht wird, die den Raum mit ihrem elektrischen Feld anregt, wirkt auf die Probeladung  $Q_1$  eine Kraft  $F$ . Die Kraft kann mit einer „Coulomb-Waage“ nachgewiesen und mit dem Coulomb-Gesetz (Gleichung 3.1.4) berechnet werden. [38]

Das Coulomb-Gesetz besagt, dass die Wechselwirkungskraft zwischen elektrische Punktladungen proportional zur Größe der Ladung und umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands zwischen der Quellladung und der Probeladung ist.

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

---

Es enthält auch eine Kraftkonstante, die als Coulomb-Konstante  $k_C$  bezeichnet wird und eine Proportionalitätskonstante in den elektrostatischen Gleichungen darstellt.



$\vec{F}$  = Wirkende Kraft auf die Probepunktladung  
 $+Q_0$  = Positive elektrische Ladung einer Quellenpunktladung  
 $+Q_1$  = Positive elektrische Ladung einer Probepunktladung  
 $\vec{r}$  = Abstandsvektor

Abbildung 3.1.3 Darstellung der Kraftwirkung nach dem Coulomb-Gesetz

Das Coulomb-Gesetz:

$$\vec{F} = k_C \cdot \frac{Q_0 Q_1}{r^2} \quad 3.1.4$$

beschreibt somit, dass die Zusammenhänge der wirkenden Kraft linear sind. [38]

Die Coulomb-Konstante  $k_C$  berechnet sich als Kehrwert des Produkts aus der elektrischen Feldkonstante und dem Vierfachen der Zahl  $\pi$ .

$$k_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad 3.1.5$$

Die elektrische Feldkonstante setzt sich wiederum aus der magnetischen Feldkonstante und der Lichtgeschwindigkeit zusammen, wie in Formel 3.1.6 dargestellt.

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = \frac{1}{4\pi \cdot 10^7 \frac{N}{A^2} \cdot \left(299792458 \frac{m}{s}\right)^2} = 8,854187817 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm} \quad 3.1.6$$

Die elektrische Feldkonstante sorgt dafür, dass sich aus dem Ergebnis des Coulomb-Gesetzes die Newtonsche Einheit ergibt. [38]

Das Coulomb-Gesetz bildet eines der Grundprinzipien der Elektrostatik. Aus ihm können das Gaußsche Gesetz und die 1. Maxwellgleichung hergeleitet werden, welche im Anhang diskutiert werden.

#### 3.1.3 Elektrische Feldstärke und elektrischer Fluss

Das Coulomb-Gesetz ermöglicht die Bestimmung der Wechselwirkungskraft zwischen zwei elektrische Punktladungen. In Abbildung 3.1.3 ist der Kraftvektor dargestellt, der auf die Probeladung  $Q_1$  wirkt.

Diese elektrische Kraft wird durch das elektrische Feld erzeugt, das von der felderzeugenden Quellladung  $Q_0$  ausgeht. Die Kraft wird als elektrische Feldstärke bezeichnet. Die elektrische Feldstärke ist ein Vektor, der die auf andere elektrische Ladungen wirkende Kraft angibt.

Der elektrische Feldstärkevektor  $\vec{E}$  der elektrisch felderzeugenden Quellladung  $Q_0$  ergibt sich aus dem Quotienten des Kraftvektors  $\vec{F}$  und der Höhe der Probeladung  $Q_1$ .

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_1} \quad 3.1.7$$

Es ist zu beachten, dass das elektrische Feld der ruhenden Probeladung  $Q_1$  keine Kraft auf sich selbst ausübt.

Daher wird das von der Probeladung  $Q_1$  ausgehende elektrische Feld bei der Bestimmung des elektrischen Feldes der Quellladung  $Q_0$  nicht berücksichtigt. Wenn sich jedoch weitere elektrische Ladungen in der Umgebung befinden, müssen diese bei der Bestimmung der wirkenden Kraft  $\vec{F}$  berücksichtigt werden.

Die elektrischen Feldstärkevektoren sind Vektoren, die geometrisch und radial von elektrische Punktladungen ausgehen und sich richtungsmäßig, wie die elektrischen Feldlinien in Abbildung 3.1.1 verhalten. Die elektrischen Feldlinien können somit auch als Tangentialkurven der elektrischen Feldstärkevektoren aufgefasst werden. Sie verlaufen bei elektrischer positiver Ladung von der elektrischen Ladung weg und bei negativer elektrischer Ladung zur elektrischen Ladung hin und geben damit auch die Richtung der elektrischen Feldstärkevektoren an (siehe Abbildung 3.1.1).

Gemäß der Relativitätstheorie breitet sich eine Kraftwirkung nur mit endlicher Geschwindigkeit, mit der Lichtgeschwindigkeit, von einem Körper auf einen anderen aus.

Daher gilt Newtons drittes Gesetz (Kraft = Gegenkraft) nicht unmittelbar, sondern verzögert. Das bedeutet, dass bei einer Ortsveränderung einer der beiden elektrischen Ladungen die Impulserhaltung und die Energieerhaltung verletzt werden können, wenn zu diesem Zeitpunkt der Impuls und die Energie beider elektrischen Ladungsträger betrachtet werden. Dies erklärt die Aussage, dass der Impuls und die Energie im elektrischen Feld enthalten sind, was das elektrische Feld „real“ macht. [36]

Damit kann die Aussage getätigt werden, dass die elektrische Feldstärke die Kraft pro elektrische Ladungseinheit ist.

Die Bestimmung des elektrischen Flusses erfolgt über die elektrische Feldstärke. Dabei findet eine Analogiebildung zum Durchfluss aus der Hydrodynamik statt.

In der Hydrodynamik bezeichnet der Durchfluss die Menge an Flüssigkeit pro Zeiteinheit, die durch eine Fläche  $A$  strömt. Zur Berechnung des Durchflusses kann das Flächenintegral unter Verwendung des Strömungsvektors  $\vec{v}$  und der differentiellen Flächenvektoren  $d\vec{A}_d$  herangezogen werden. [40]

$$\vec{\Phi}_F = \iint_A \vec{v} \cdot d\vec{A}_d \quad 3.1.8$$

In der Elektrostatik, der Lehre von der ruhenden elektrischen Ladung, wird also der Begriff des elektrischen Flusses in Analogie zur Hydrodynamik verwendet. Anders als in der Hydrodynamik fließt keine Materie, also keine elektrischen Ladungsträger, durch die betrachtete Fläche. Stattdessen wird die elektrische Feldstärke betrachtet, die auf eine Fläche wirkt. Der elektrische Fluss wird dabei wie folgt definiert [40]:

$$\vec{\Phi}_E = \iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A}_d \quad 3.1.9$$

Die Definition des elektrischen Flusses erlaubt die Ermittlung der elektrischen Feldstärke einer elektrischen Punktladung. In Anhang Abschnitt I.I.I erfolgt eine Diskussion dieser Thematik unter Herleitung des Gaußschen Gesetzes. Im Weiteren wird im Anhang der Gaußsche Integralsatz auf das Gaußsche Gesetz angewendet, wodurch die Herleitung der 1. Maxwellgleichung ermöglicht wird.

Die zuvor ausgeführte Diskussion erlaubt schließlich eine Betrachtung elektrischer Felder über beliebige Oberflächen, welche im Anhang Abschnitt I.I.I durchgeführt wird. Damit ist es möglich, elektrische Felder von Elektronenlawinen zu bestimmen.

## 3.2 Elektrische Spannung und elektrisches Potential

Die elektrische Spannung ist definiert als die Arbeit, die pro elektrische Ladungseinheit verrichtet wird. Folglich lässt sie sich aus der Differenz der elektrischen Potentialenergien pro elektrische Ladungseinheit berechnen. Damit bezieht sich die elektrische Spannung stets auf zwei verschiedene Punkte. Die elektrische Spannung wird durch zwei elektrische Potentiale bestimmt. In diesem Abschnitt werden die elektrischen Spannungen und das elektrische Potential sowie ihre Zusammenhänge beschrieben.

### 3.2.1 Potenzielle elektrische Energie einer Probeladung in einem elektrischen Feld

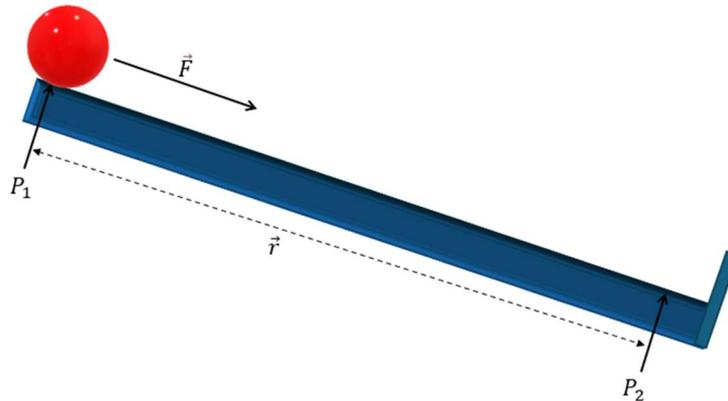
In der Elektrostatik kann das elektrische Feld als konservatives Feld betrachtet werden, da entlang eines beliebigen Weges keine Arbeit verrichtet wird.

Unter dieser Voraussetzung kann die potenzielle elektrische Energie einer elektrischen Punktladung einfach bestimmt werden.

Als Beispiel wird eine einfache Kugel betrachtet (siehe Abbildung 3.2.1), die in einer Ebene vom Startpunkt bis zum Zielpunkt potenzielle Arbeit verrichten muss.

In diesem Beispiel werden Reibung und Luftwiderstand vernachlässigt. Diese potenzielle Energie kann mit der potenziellen elektrischen Energie  $W_{Pot}$  einer Probeladung  $Q_1$  verglichen werden, die die gleiche Polarität wie die Quellenladung  $Q_0$  besitzt und die auf einer bestimmten Bahn vom Punkt  $P_1$  (Startpunkt) zum Punkt  $P_2$  (Zielpunkt) bewegt wird.

$$W_{Pot}(P) = \int_{P_1}^{P_2} \vec{F} \, d\vec{r} \quad 3.2.1$$



$\vec{F}$  = Kraftvektor  
 $P_1$  = Startpunkt,  $P_2$  = Zielpunkt  
 $\vec{r}$  = Wegvektor der Bahn

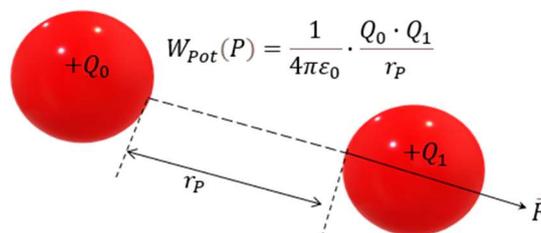
Abbildung 3.2.1 Vereinfachte Kugelbahn zur Bestimmung der potenziellen Energie  $W_{Pot}(P)$

Bei einer Änderung der Betrachtungsweise ergibt sich:

$$W_{Pot}(P) = \int_{P_1}^{P_2} \vec{F} \cdot d\vec{r} = - \int_{P_2}^{P_1} \vec{F} \cdot d\vec{r} \quad 3.2.2$$

Eine einfache Möglichkeit zur Erweiterung der Betrachtungsweise besteht in der Annahme, dass der Zielpunkt (Bezugspunkt)  $P_1$  ins Unendliche gesetzt wird. Dies erlaubt eine weitere Herleitung der Grundprinzipien, welche im Anhang Abschnitt I.II durchgeführt wird.

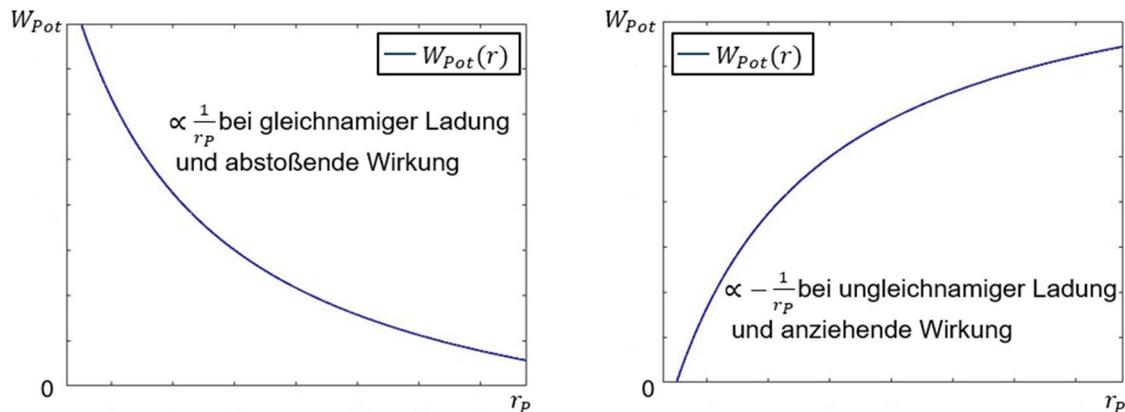
Das Ergebnis aus Anhang Abschnitt I.II zeigt auf, dass die Probeladung  $Q_1$  im elektrischen Feld, das von der Quellladung erzeugt wird, eine potenzielle elektrische Energie besitzt. Diese hängt unter anderem vom Abstand  $r_P$  ab (siehe Abbildung 3.2.2)



$\vec{F}$  = Kraftvektor  
 $P_1$  = Startpunkt,  $P_2$  = Zielpunkt  
 $+Q_0$  = Quellladung,  $+Q_1$  = Probeladung  
 $r_P$  = Abstand zwischen den Ladungen  
 $W_{Pot}(P)$  = Potenzielle elektrische Energie  
 $\epsilon_0$  = elektrische Feldkonstante

Abbildung 3.2.2 Darstellung der potenziellen elektrischen Energie bei Punktladungen mit gleichnamiger Ladung

Wird die potenzielle elektrische Energie in Abhängigkeit von  $r_p$  für gleichnamige und ungleichnamige elektrische Ladungen in den Diagrammen in Abbildung 3.2.3 betrachtet, so ist ersichtlich, dass die potenzielle elektrische Energie bei gleichnamigen elektrischen Ladungen mit zunehmendem Abstand abnimmt und bei ungleichnamigen elektrischen Ladungen mit zunehmendem Abstand zunimmt. Es ergibt sich somit eine hyperbolische Abhängigkeit.



$r_p$  = Abstand zwischen den elektrischen Ladungen  
 $W_{Pot}$  = Potenzielle elektrische Energie

Abbildung 3.2.3 Darstellung des Verlaufes der potenziellen elektrischen Energie in Abhängigkeit vom Abstand und der elektrischen Polarisierung

### 3.2.2 Elektrische Spannung

Um den Grundprinzipien der Elektrostatik folgen zu können, ist es erforderlich, die zu erwartende elektrische Arbeit zu bestimmen, die eine Probeladung benötigt, um von Punkt  $P_1$  zu Punkt  $P_2$  in einem elektrischen Feld zu gelangen.

Die betrachteten Punkte können auch auf einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode liegen. Da sich beide Punkte im elektrischen Feld der akkumulierten dielektrischen Oberfläche befinden, könnte die akkumulierte dielektrische Oberfläche der Startpunkt des Weges und die ableitfähige Elektrode der Zielpunkt des Weges sein.

Die potenzielle elektrische Energie ist eine wichtige Größe zur Beschreibung des elektrischen Feldes, das von einem geladenen Körper erzeugt wird. Diese elektrische Arbeit, die auf die Größe der elektrischen Ladungseinheit  $Q_1$  bezogen ist, wird als elektrische Spannung bezeichnet. Zur Berechnung der elektrischen Arbeit kann die Gleichung 3.2.3 angewendet werden:

$$U_{1,2} = \frac{1}{Q_1} \cdot \int_{P_1}^{P_2} \vec{F} \, d\vec{r} \quad 3.2.3$$

Da die elektrische Ladungseinheit eine konstante Größe hat, kann sie in das Integral einbezogen werden. Auf diese Weise lässt sich aus der elektrischen Feldstärke und dem zurückgelegten Weg die elektrische Spannung ermitteln.

$$U_{1,2} = \int_{P_1}^{P_2} \frac{\vec{F}}{Q_1} \, d\vec{r} = \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} \quad 3.2.4$$

Die elektrische Spannung  $U_{1,2}$  bezeichnet die elektrische Spannung zwischen den Punkten  $P_1$  und  $P_2$  bzw. – wie in der vorliegenden Betrachtung exemplarisch angenommen – zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitenden Elektrode. Sie stellt die elektrische Arbeit pro elektrische Ladungseinheit dar.

#### 3.2.3 Elektrisches Potential

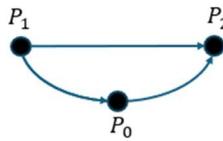
Die folgende vereinfachte Definition des elektrischen Potentials verdeutlicht, dass das elektrische Potential ein Maß für das Ausgleichsbestreben elektrischer Ladungen ist.

*„Das elektrische Potenzial ist für elektrische Felder das, was die Höhe für ein Gravitationsfeld ist: ein Maßstab für die Energie, die ein (geladenes) Teilchen aufgrund seiner Position hat.“* [42, Seite 18]

Das elektrische Potential ergibt sich, wenn die potenzielle elektrische Energie pro elektrische Ladungseinheit betrachtet wird. Die potenzielle elektrische Energie ist in Gleichung 3.2.1 definiert und wird dann pro elektrische Ladungseinheit betrachtet. Dadurch ergibt sich für das elektrische Potential:

$$\phi(P) = \frac{1}{Q_1} \int_{P_1}^{P_2} \vec{F} \, d\vec{r} = \int_{P_1}^{P_2} \frac{\vec{F}}{Q_1} \, d\vec{s} = \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} \quad 3.2.5$$

Die Betrachtung der elektrischen Spannung in einem konservativen elektrischen Feld erlaubt die Bestimmung der elektrischen Spannung nicht nur zwischen den Punkten  $P_1$  und  $P_2$ , sondern auch über die Punkte  $P_1$  und  $P_0$  sowie von  $P_0$  nach  $P_2$ , also auch über Umwege, wie in Abbildung 3.2.4 dargestellt.



$P_0$  = Neuer Bezugspunkt

$P_1$  = Startpunkt

$P_2$  = Zielpunkt

Abbildung 3.2.4 Wegbeschreibung als direkter Weg und mit einem Umweg zwischen den Punkten  $P_x$

Da in einem konservativen elektrischen Feld entlang eines beliebigen Weges keine elektrische Arbeit verrichtet wird, bleibt die elektrische Energie erhalten und die elektrische Arbeit pro elektrische Ladungseinheit ist für beide Wege gleich.

Daher ergibt sich:

$$U_{12} = \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} = \int_{P_1}^{P_0} \vec{E} \, d\vec{r} + \int_{P_0}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} \quad 3.2.6$$

Die Wegbeschreibung kann auch auf das elektrische Potential angewendet werden.

Für den Weg  $P_1$  nach  $P_0$  ergibt sich dann:

$$\phi_{P_1} = \int_{P_1}^{P_0} \vec{E} \, d\vec{r} \quad 3.2.7$$

und für die Strecke von  $P_0$  nach  $P_2$  ergibt sich ebenfalls wie folgt:

$$\phi_{P_2} = \int_{P_2}^{P_0} \vec{E} \, d\vec{r} \quad 3.2.8$$

Wird das Potential auf der Strecke von  $P_0$  nach  $P_2$  betrachtet, so ergibt sich für  $P_0$  nach  $P_2$  folgende Gleichung:

$$\phi_{P_2} = - \int_{P_0}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} \quad 3.2.9$$

Die elektrische Spannung lässt sich folglich aus den beiden elektrischen Potentialen  $\phi_{P_1}$  und  $\phi_{P_2}$  berechnen.

$$U_{12} = \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} = \int_{P_1}^{P_0} \vec{E} \, d\vec{r} + \int_{P_0}^{P_2} \vec{E} \, d\vec{r} = \phi_{P_1} - \phi_{P_2} \quad 3.2.10$$

Die elektrische Spannung  $U_{12}$  kann in konservativen elektrischen Feldern durch Potentialdifferenzen dargestellt werden. In diesem Fall entspricht sie der elektrischen Potentialdifferenz zwischen den elektrischen Potentialen  $\phi_{P_1}$  und  $\phi_{P_2}$ . Sie ist definiert als die elektrische Arbeit pro Ladungseinheit und kann somit aus der Differenz der elektrischen Potentialenergien pro elektrische Ladungseinheit (elektrische Potentiale) berechnet werden.

Wenn das elektrische Potential eines elektrischen Feldes ausschließlich vom Standort abhängt (siehe Abbildung 3.2.5), ist die auf einem geschlossenen Weg verrichtete elektrische Arbeit gleich Null.

$$W_{Pot}(P_1) = \int_{P_1}^{P_1} \vec{F} \, d\vec{r} = 0 \quad 3.2.11$$



$P_1$  = Start – und Zielpunkt

Abbildung 3.2.5 Wegstreckenbeschreibung eines geschlossenen Weges über den Punkt  $P_1$

In der Mechanik besteht ein fester Zusammenhang zwischen der Kraft und ihrer potenziellen Energie. Dieser Zusammenhang kann auch in der Elektrostatik angewendet werden, da hier konservative Felder betrachtet werden. Somit kann aus der potenziellen Energie eines elektrischen Feldes die in ihm wirkende Kraft bestimmt werden.

Mit der Gradienten-Methode wird aus einem Skalar ein Vektor erzeugt. Ein Beispiel hierfür wird im Folgenden gezeigt.

$$\text{grad } y = \frac{\partial y}{\partial s_1} \hat{e}_1 + \frac{\partial y}{\partial s_2} \hat{e}_2 + \frac{\partial y}{\partial s_3} \hat{e}_3 = \begin{pmatrix} \frac{\partial y}{\partial s_1} \\ \frac{\partial y}{\partial s_2} \\ \frac{\partial y}{\partial s_3} \end{pmatrix} \quad 3.2.12$$

Der elektrische Kraftvektor kann nun aus dem Gradienten der potenziellen elektrischen Energie ermittelt werden.

Aus dem elektrischen Potentialgradienten lässt sich nun der elektrische Kraftvektor bestimmen:

$$\vec{F} = -\text{grad } W_{Pot} \quad 3.2.13$$

Die elektrische Feldstärke ist definiert als die Kraft, die auf eine elektrische Ladungseinheit wirkt. Das elektrische Potential hingegen beschreibt die potenzielle elektrische Energie pro elektrische Ladungseinheit. Es ist wichtig, zwischen diesen beiden Größen zu unterscheiden, da sie unterschiedliche physikalische Eigenschaften beschreiben:

$$\vec{E} = -\text{grad } \phi \quad 3.2.14$$

Die elektrische Feldstärke wird als elektrische Spannung pro Längeneinheit angegeben:

$$\left[ E = \frac{V}{m} \right] \quad 3.2.15$$

Das elektrische Potential beschreibt die potenzielle elektrische Energie pro elektrische Ladungseinheit.

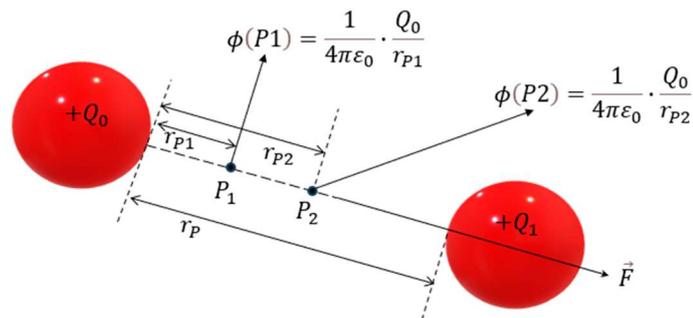
Wenn dieses Erkenntnis auf eine felderzeugende Quellladung  $Q_0$  angewendet wird, kann das elektrische Potential dieser elektrischen Quellladung mit der Gleichung 3.2.16 berechnet werden:

$$\phi = \frac{W_{Pot}}{Q_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0 \cdot Q_1}{r_P \cdot Q_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{r_P} \quad 3.2.16$$

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

Wie in Abbildung 3.2.6 gezeigt, kann die elektrische Spannung zwischen den Punkten  $P_1$  und  $P_2$  durch folgende Gleichung beschrieben werden

$$U_{12} = \phi_{P1} - \phi_{P2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{r_{P1}} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{r_{P2}} = \frac{Q_0}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left( \frac{1}{r_{P1}} - \frac{1}{r_{P2}} \right) \quad 3.2.17$$



$\vec{F}$  = Kraftvektor

$P_1$  = Startpunkt,  $P_2$  = Zielpunkt

$+Q_0$  = Quellladung,  $+Q_1$  = Probeladung

$r_P$  = Abstand zwischen den elektrischen Ladungen

$r_{P1}$  = Abstand 1,  $r_{P2}$  = Abstand 2

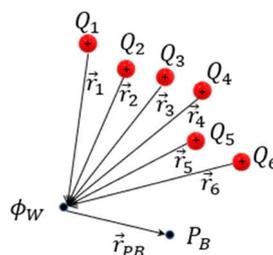
$W_{Pot}(P)$  = Potenzielle elektrische Energie

$\phi_{P1}$  = Elektrisches Potential am Punkt 1,  $\phi_{P2}$  = Elektrisches Potential am Punkt 2

Abbildung 3.2.6 Beispiel einer Berechnung der elektrischen Spannung zwischen zwei Punkten

Bei Betrachtung mehrerer gleicher elektrischer Ladungen erfolgt eine Überlagerung ihrer elektrischen Felder. Die resultierenden elektrische Felder lassen sich mit der Gleichung 3.2.18 berechnen, wie in Abbildung 3.2.7 dargestellt.

$$\phi_W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{Q_i}{|\vec{r}_{PB} - \vec{r}_i|} \quad 3.2.18$$



$Q_i$  = Elektrische Punktladungen

$P_B$  = Bezugspunkt

$\vec{r}_i$  = Abstandsvektor zu den jeweiligen elektrischen Punktladungen

$\vec{r}_{PB}$  = Abstandsvektor zum Bezugspunkt

$\phi_W$  = Elektrisches Potential einer Ladungswolke

Abbildung 3.2.7 Skizze zur Bestimmung des elektrischen Potentials einer Elektronenlawine

Ein exemplarisches Beispiel ist das elektrische Potential einer Elektronenlawine, welche bei einer Gasentladung aus einer Vielzahl einzelner felderzeugender Punktladungen besteht. Die Berechnung des elektrischen Potentials erfolgt durch Summation über die gesamte Fläche der Elektronenlawine.

Die Bestimmung erlaubt die Nachverfolgung des Entladungsvorgangs und dessen Ursprungs.

Die Summierung der elektrischen Felder der Elektronen in einer Elektronenlawine führt zu einer Summierung der elektrischen Felder selbst, was einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die gebundenen Elektronen in der Gastentladungsstrecke hat. Dies wiederum hat eine Auswirkung auf die Ionisation bzw. das Auslösen von Elektronen aus der Atomhülle.

### 3.3 Elektrisch leitende Hohlkörper und Influenz

Die Erkenntnisse über den elektrisch leitenden Hohlkörper bilden die Grundlage für das Verständnis der Funktionsweise des Kondensators, insbesondere im Hinblick auf die Influenz.

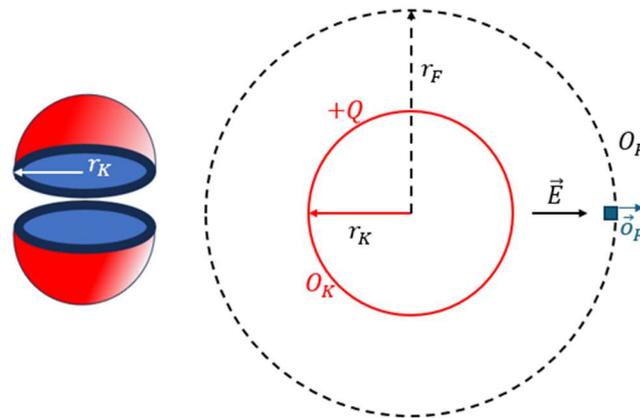
Als Beispiel für einen elektrisch leitenden Hohlkörper wird eine elektrische leitende Hohlkugel betrachtet, welche auch als Grundlage für weitere elektrisch leitende Hohlkörper wie beispielsweise einen elektrisch leitenden Hohlzylinder dient. Letztere wird in Anhang Abschnitt I.IV näher erläutert.

#### 3.3.1 Elektrisch leitende und geladene geschlossene Hohlkugel

In Abbildung 3.3.1 ist eine elektrisch leitende Hohlkugel zu sehen, die längs aufgeschnitten wurde. Die Oberfläche der Kugel ist elektrisch leitfähig und hat eine begrenzte Dicke auf molekularer Ebene. Diese Betrachtungsweise hat keinen Einfluss auf die weiteren Ableitungen und vereinfacht somit den Blickwinkel auf die hier zu diskutierenden Ergebnisse. Die elektrisch leitfähige Oberfläche der Hohlkugel ist gleichmäßig mit einer elektrischen Ladung  $+Q$  akkumuliert.

Der elektrische Fluss kann mithilfe von Gleichung 3.3.1 berechnet werden. Dabei ist zu beachten, dass der Radius  $r_F$  größer ist als der Radius der elektrisch leitenden Hohlkugel  $r_K$ , wie in Abbildung 3.3.1 dargestellt.

$$\Phi_E = \oint_{\mathcal{D}_{O_F}} \vec{E} \cdot d\vec{o}_F \quad \text{für } (r_K < r_F) \quad 3.3.1$$



$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

$O_F$  = Geschlossene Oberfläche des elektrischen Feldes über die elektrisch leitende Hohlkugel

$d\vec{O}_F$  = Differenzielle Fläche auf der geschlossenen Oberfläche für die Betrachtung des elektrischen Feldes

$O_K$  = Geschlossene Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel

$+Q$  = Gleichmäßig verteilte elektrische Ladung auf der Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel

$r_F$  = Radius der geschlossenen Oberfläche des elektrischen Feldes über die elektrisch leitende Hohlkugel

$r_K$  = Radius der zentralen geschlossenen elektrisch leitenden Hohlkugel

Abbildung 3.3.1 Schematische Darstellung der elektrisch leitenden geschlossenen Hohlkugel

Wie in Abbildung 3.3.1 gezeigt, verlaufen die Vektoren des elektrischen Feldes außerhalb der elektrisch leitenden Hohlkugel parallel zu den Vektoren der differenziellen Flächenelemente.

Aus dem Produkt der Vektoren kann ein Skalarprodukt gebildet werden, wodurch die als Integrationsgrenze angenommene Oberfläche in Gleichung 3.3.1 vereinfacht werden kann. Somit ergibt sich für den elektrischen Fluss:

$$\Phi_E = \oiint_{O_F} \vec{E} \cdot d\vec{O}_F = 4\pi r_F^2 \cdot |\vec{E}| \quad \text{für } (r_K < r_F) \quad 3.3.2$$

Wird nun das Gaußsche Gesetz (Gleichung I.I.VII, im Anhang Abschnitt I.I.I) mit der Gleichung 3.3.1 gegenübergestellt:

$$\Phi_E = \frac{Q}{\epsilon_0} = 4\pi r_F^2 \cdot |\vec{E}| \quad 3.3.3$$

ist erkennbar, dass die elektrische Feldstärke außerhalb der elektrisch leitenden Hohlkugel  $r_F > r_K$  liegt:

$$|\vec{E}| = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_F^2} \quad 3.3.4$$

Die Definition ist identisch mit der elektrischen Feldstärke außerhalb einer Punktladung.

Unter Berücksichtigung von  $r_F > r_K$  kann das elektrische Potential für den Außenbereich mit Gleichung 3.2.5 ermittelt werden:

$$\phi(r) = - \int_{\infty}^r \vec{E} \, d\vec{r}_F = - \int_{\infty}^r \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_F^2} \, dr_F = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_F} \quad 3.3.5$$

Unter der Voraussetzung, dass der Bezugspunkt ins unendliche gesetzt wird, ergibt sich für die Bestimmung des elektrischen Potentials die gleiche Vorgehensweise wie bei der elektrischen Punktladung.

Das Setzen des Bezugspunktes ins Unendliche verdeutlicht, dass der Bezugspunkt im Verhältnis zum Radius der elektrisch leitenden Hohlkugel keine Rolle spielt und das elektrische Potential dort Null ist.

Die Schlussfolgerung für den Außenbereich der elektrisch leitenden Hohlkugel lautet, dass die elektrische Feldstärke:

$$|\vec{E}| = \frac{\phi(r)}{r_F} \quad 3.3.6$$

für den Bereich  $r_F > r_K$  gilt.

Wenn  $r_F = r_K$  gesetzt wird, ergibt sich, dass die Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel eine Äquivalenzfläche darstellt, ähnlich wie die Oberfläche einer elektrischen Punktladung. Das elektrische Potential  $\phi_0$  auf der Oberfläche hängt von der elektrischen Feldstärke und dem Radius der elektrisch leitenden Hohlkugel ab:

$$\phi(r) = \frac{|\vec{E}|}{r_F} = \frac{|\vec{E}|}{r_K} = \phi_0 \quad 3.3.7$$

Aus diesem Gedankenexperiment lässt sich die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Radius und dem elektrischen Potential ableiten.

Wenn die elektrisch leitende Hohlkugel nun mit einem festen elektrischen Potential, wie beispielweise mit der Erde, verbunden ist, hängt die elektrische Feldstärke, die von der Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel ausgeht, vom Radius der elektrisch leitenden Hohlkugel ab. Das bedeutet, dass bei gleichem elektrischem Potential die elektrische Feldstärke umso größer ist, je kleiner der Radius ist.

Diese Erkenntnis ist eine wichtige Grundlage für die Betrachtung der Krümmungsradien ableitfähiger Elektroden bei Gasentladungen zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode. Das bedeutet, je kleiner der Krümmungsradius ist, desto größer ist die elektrische Feldstärke an der Oberfläche der ableitenden Elektrode.

Als verständliches Beispiel sei der Blitzableiter genannt. Er soll als Ionenabsorber wirken, indem er durch eine starke Krümmung und eine gute Erdung die atmosphärischen Ionen aus der Umgebung absaugt. Dadurch soll es am Ort des Blitzableiters zu keiner Blitzenladung kommen.

Diese Erkenntnis lässt sich auch auf eine gekrümmte ableitende Elektrode übertragen. Eine starke Krümmung der ableitenden Elektrode bedingt ein entsprechendes hohes elektrisches Feld, wodurch die Ionen in der Nähe der Elektrode sofort von der gekrümmten ableitenden Elektrode abgesaugt werden. Dies verhindert die Bildung einer Büschelentladung.

Für die Berechnung des Innenfeldes einer elektrisch leitenden Hohlkugel mit  $r_F < r_K$ , wird die Poisson-Gleichung (Beschreibung der Poisson-Gleichung siehe Anhang Abschnitt I.III) verwendet. Dabei ist zu beachten, dass der Innenraum elektrisch ladungsfrei ist, da sich elektrische Ladungen nur an der Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel befinden.

Somit wird die Laplace-Gleichung aus Anhang Abschnitt I.III angewendet:

$$\Delta\phi = 0 \qquad 3.3.8$$

Aus Gründen der Symmetrie handelt es sich bei der Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel um eine Äquivalenzfläche, so dass das elektrische Potential konstant ist:

$$\phi = \text{const} \qquad 3.3.9$$

An der Oberfläche ist das elektrische Potential konstant und wird als Randbedingung betrachtet. Wenn auf einer geschlossenen elektrisch leitenden Oberfläche die Randbedingung konstant und gegeben ist, so ist die Lösung der Laplace-Gleichung im Inneren eindeutig:

$$\phi = \text{const} \Rightarrow \Delta\phi = 0 \quad 3.3.10$$

Gemäß der Mathematik ist eine mögliche Lösung der Laplace-Gleichung und der Poisson-Gleichung für den Innenraum auf einer geschlossenen elektrisch leitenden Oberfläche mit konstanter elektrischer Ladung eindeutig. [43]

Mit der Aussage aus der Gleichung 3.2.15 ergibt sich mit der Erkenntnis aus der Gleichung 3.3.10, dass:

$$\phi = \text{const} \Rightarrow |\vec{E}| = -\text{grad}\phi = 0 \quad 3.3.11$$

ist.

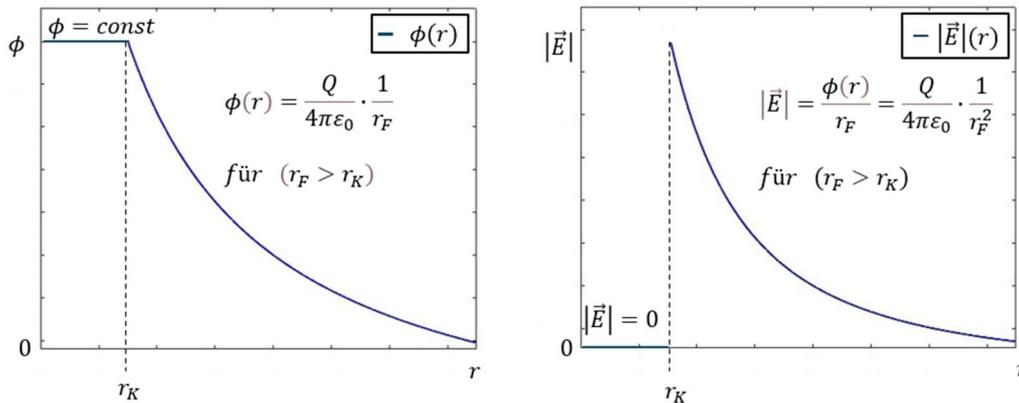
Damit ist auch die elektrische Feldstärke  $|\vec{E}|$  gleich Null und im Inneren der elektrisch leitenden Hohlkugel herrscht kein elektrisches Feld. Wo keine Kraft wirkt, kann es auch kein elektrisches Feld geben. Die Lösung ist also trivial und eindeutig.

In Abbildung 3.3.2 sind zwei Diagramme dargestellt, die den Zusammenhang zwischen dem elektrischen Potential und der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit von der Entfernung vom Mittelpunkt der elektrisch leitenden Hohlkugel zeigen.

Die Diagramme zeigen, dass das elektrische Potential innerhalb der elektrisch leitenden Hohlkugel bis zur Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel einen konstanten Wert annimmt und außerhalb der Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel hyperbolisch proportional zum Radius  $\frac{1}{r}$  abnimmt. Im Inneren der elektrisch leitenden Hohlkugel herrscht kein elektrisches Feld, weshalb die elektrische Feldstärke dort Null ist. An der Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel gibt es einen Sprung in der elektrischen Feldstärke und außerhalb der elektrisch leitenden Hohlkugel nimmt sie proportional zum Radius mit  $\frac{1}{r^2}$  ab. Die elektrische Feldstärke nimmt ab, je weiter sich der Radius von der elektrisch leitenden Hohlkugel entfernt, bis sie bei einem unendlich großen Radius Null wird.

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

Dieses Ergebnis zeigt, dass der Bezugspunkt für die Betrachtung der elektrischen Feldstärke problemlos unendlich gesetzt werden kann und somit keine Probleme aufwirft.



$|\vec{E}|$  = Betrag des elektrischen Feldstärkevektors

$Q$  = Elektrische Ladung der elektrisch leitenden Hohlkugel

$r$  = Abstand vom Mittelpunkt der elektrisch leitenden Hohlkugel

$r_K$  = Radius der zentrischen geschlossenen elektrisch leitenden Hohlkugel

$r_F$  = Radius der geschlossenen Oberfläche des elektrischen Feldes über die elektrisch leitende Hohlkugel

$\phi$  = Elektrisches Potential

$\pi$  = Kreiszahl

$\epsilon_0$  = Elektrische Feldkonstante

Abbildung 3.3.2 Diagramm mit dem Bezugspunkt für die elektrische Feldstärke ins Unendliche

Um das Potential an der Oberfläche zu bestimmen, sind die Erkenntnisse aus Abbildung 3.3.2 hilfreich. Wie im rechten Diagramm zu erkennen ist, springt die elektrische Feldstärke am Übergang vom Innenraum zum Außenraum. Hier ist sie nicht eindeutig und somit nicht differenzierbar und definierbar.

Dies zeigt, dass bei einer elektrisch leitenden Hohlkugel der Innenraum feldfrei ist und somit den Innenraum gegen ein von außen wirkendem elektrischem Feld abschirmt. Dieser Effekt ist das Prinzip des Faraday-Käfigs und gilt für alle geschlossenen Innenräume leitfähiger Hohlkörper.

#### 3.3.2 Influenz

Die Erkenntnisse über elektrisch leitende Hohlkörper bildet das Grundprinzip der Influenz in elektrisch leitenden Körpern.

Das Prinzip des Faraday'schen Käfigs, wonach im Inneren eines geschlossenen leitenden Hohlkörpers elektrische Feldfreiheit herrscht, wurde im vorherigen Abschnitt hergeleitet.

Dieses Prinzip der elektrischen Feldfreiheit gilt nun auch für elektrisch leitende Vollkörper, wonach im Inneren eines elektrisch leitenden Körpers die Poisson-Gleichung gilt. Das Potential ist auf der gesamten geschlossenen leitenden Oberfläche gleich, da es durch die elektrische Leitfähigkeit ausgeglichen wird. Das elektrische Potential bleibt somit auf der gesamten Oberfläche konstant.

Durch die triviale Aussage  $\phi = \text{const}$  ist das innere elektrisch feldfrei.

Wenn ein elektrisch leitender Körper in den Wirkungsbereich eines elektrischen Feldes gebracht wird, das von einem elektrisch geladenen Körper ausgeht, entsteht durch elektrische Ladungsverschiebung im Inneren des elektrisch leitenden Körpers ein elektrisches Gegenfeld. Dieses elektrische Gegenfeld ist so ausgerichtet, dass es dem von außen wirkendem elektrischem Feld entgegenwirkt.

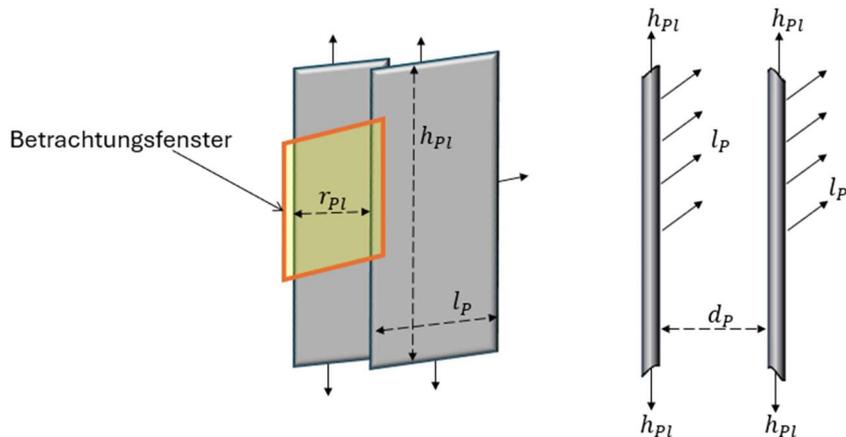
Dies ist die Voraussetzung dafür, dass sich im Inneren eines Leiters kein elektrisches Feld aufbaut. Die elektrische Ladung bewegt sich im elektrisch leitenden Körper so lange, bis im Inneren elektrische Feldfreiheit hergestellt ist.

## 3.4 Kondensator

Der Kondensator ist ein Bauteil, das elektrische Ladungen speichern kann. In diesem Abschnitt werden die Grundprinzipien zum Kondensator erläutert.

### 3.4.1 Prinzip eines Kondensators

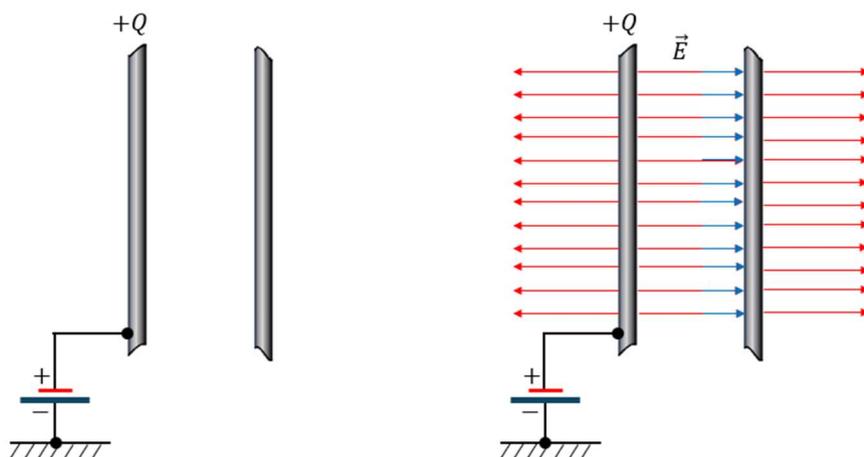
In Abbildung 3.4.1 wird der prinzipielle Aufbau eines Kondensators dargestellt. Im linken Teil des Bildes sind elektrisch leitende Platten angeordnet, deren Abmessungen weit über das Beobachtungsfenster hinausragen. Diese Ausdehnungen sind so proportioniert, dass sie keinen störenden Einfluss auf die Beobachtung des Zwischenraums oder auf die Beobachtung der Vorgänge im Abstand  $r_{pl}$  haben. Auf diese Weise werden die Ränder der Platten außerhalb des Betrachtungsfensters platziert.



$h_{Pl}$  = Höhe der elektrisch leitenden Platte  
 $l_P$  = Länge der elektrisch leitenden Platte  
 $r_{Pl}$  = Plattenabstand

Abbildung 3.4.1 Prinzipieller Aufbau eines Plattenkondensators

An der linken Platte in Abbildung 3.4.1 wird eine positive elektrische Spannung angelegt, wodurch sie elektrisch positiv akkumuliert wird. Dies wird in der linken Skizze in Abbildung 3.4.2 dargestellt. Nach einiger Zeit stellt sich ein statischer Zustand ein und die linke Platte ist mit einer positiven elektrischen Ladung von  $+Q$  akkumuliert. Das elektrische Feld, das von der linken Platte ausgeht, bewirkt auch, dass sich auf der rechten Platte elektrische Ladungen nach dem Influenzprinzip ausrichten, wie in der rechten Skizze in der Abbildung 3.4.2 angedeutet wird.



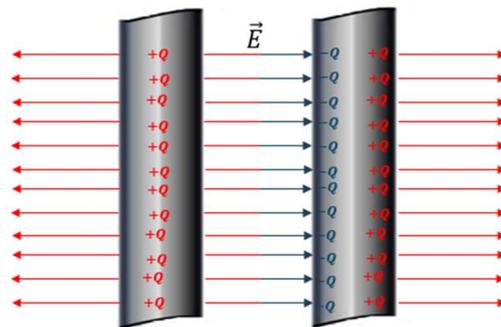
$+Q$  = Positive elektrische Ladung  
 $\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

Abbildung 3.4.2 Ausschnitt des Blickfensters der Kondensatorplatten mit der Beaufschlagung positiver elektrischer Ladung und Feldausrichtung

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

---

In Abbildung 3.4.3 wird das Prinzip der Influenz durch einen vergrößerten Ausschnitt angedeutet. Innerhalb der rechten Platte ergibt sich durch die Ausrichtung der elektrischen Ladungen eine Feldfreiheit. Die Ladungen richten sich dabei so aus, dass sich die negativen elektrischen Ladungen auf der linken Seite der linken Platte und die positiven elektrischen Ladungen auf der rechten Seite der linken Platte ansammeln.



$+Q$  = Positive elektrische Ladung, die sich durch Influenz an der Oberfläche ansammelt

$-Q$  = Negative elektrische Ladung, die sich durch Influenz an der Oberfläche ansammelt

$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

Abbildung 3.4.3 Ausschnitt des Blickfensters mit der Andeutung der Ausrichtung der Ladung

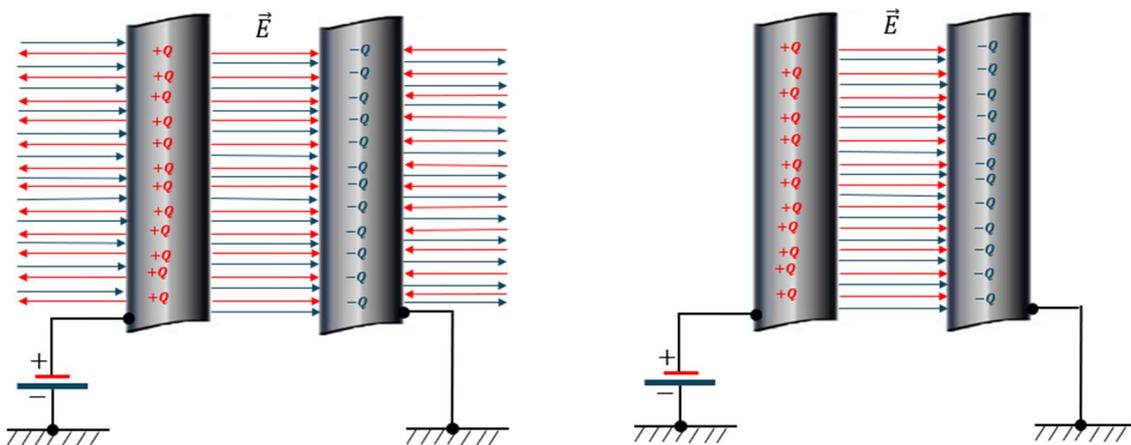
Die Abbildung 3.4.3 zeigt die Ausrichtung der elektrischen Ladungen auf der linken und rechten Seite nach dem stationären Aufbau des elektrischen Feldes. Die im Festkörper vorherrschende elektrische Feldlosigkeit wird durch die in Abschnitt 3.3.3 diskutierte Influenz erzeugt, wobei eine Verschiebung der elektrischen Ladungen im Festkörper stattgefunden hat.

Dadurch sammeln sich an der Oberfläche der rechten Platte positive elektrische Ladungen an und es bildet sich ein elektrisches Feld, das sich von der positiven elektrischen Oberfläche nach außen ausbreitet. Dieses elektrische Feld gelangt zur rechten Platte, wo es ebenfalls elektrische Ladungsverschiebungen durch Influenz verursacht. Um im Inneren der rechten Kondensatorplatte ein elektrisch feldfreies Gebiet zu erzeugen, richten sich die negativen elektrischen Ladungen auf der linken Seite und die positiven elektrischen Ladungen auf der rechten Seite aus. Auch hier stellt sich eine stationäre Ausrichtung des elektrischen Feldes ein.

Wenn die rechte Platte geerdet wird, gleicht sich die elektrische Potentialdifferenz zwischen der rechten Platte und der Erde aus. Dies geschieht durch einen elektrischen Ladungstransport von der Erde zur rechten Platte, wie in der rechten Skizze in Abbildung 3.4.4 dargestellt.

Außerhalb der beiden Platten hebt sich das elektrische Feld aufgrund der sich gegenseitig aufbauenden elektrischen Feldlinien auf. Zwischen den Platten verstärkt sich das elektrische Feld durch die Ausrichtung der beiden elektrischen Plattenfelder, wie in der rechten Skizze in Abbildung 3.4.4 dargestellt.

Die Betrachtung des Gaußschen Gesetzes zeigt, dass außerhalb der Platten kein elektrisches Feld existiert.



$+Q$  = Positive elektrische Ladung, die sich durch Influenz an der Oberfläche ansammelt  
 $-Q$  = Negative elektrische Ladung, die sich durch Influenz an der Oberfläche ansammelt  
 $\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

Abbildung 3.4.4 Prinzip der Ladungsspeicherung im Kondensator

Die positiven elektrischen Ladungen fließen von der rechten Platte zur Erde ab, bzw. über die Erde fließen Elektronen zur Platte, so dass sich die rechte Platte elektrisch negativ auflädt.

Wird nun die Verbindung zur elektrischen Spannungsquelle und zur Erde getrennt, werden die elektrischen Ladungen eingeschlossen und die beiden Platten bilden einen Kondensator, der mit einer bestimmten elektrischen Ladungsmenge aufgeladen ist.

### 3.5 Dipole, Dielektrika und dielektrische Verschiebung

Im Rahmen der vorliegenden Diskussion ist es erforderlich, das Verhalten von Dielektrika bei von außen angelegten elektrischen Feldern zu thematisieren. Büschelentladungen entstehen durch Gasentladungen zwischen akkumulierten Isolatoren und dissipativen Elektroden. Des Weiteren ist die Thematik von Relevanz für die Betrachtung dielektrischer Stäube, welche sich in der Gasentladungsstrecke befinden.

Diesbezüglich ist zu erwähnen, dass das elektrische Hintergrundfeld einer Gasentladung sowie die lokalen elektrischen Felder innerhalb dieser Gasentladung durch die dielektrischen Stäube geschwächt werden.

Die Darstellungen der Eigenschaften von Dipolen erfordern an einigen Stellen ausführliche Herleitungen, welche im Anhang Abschnitt I.VII aufgeführt sind. Dies gewährleistet, dass an den erforderlichen Stellen in diesem Abschnitt auf die ausführlichen Stellen im Anhang Abschnitt I.VII verwiesen werden kann.

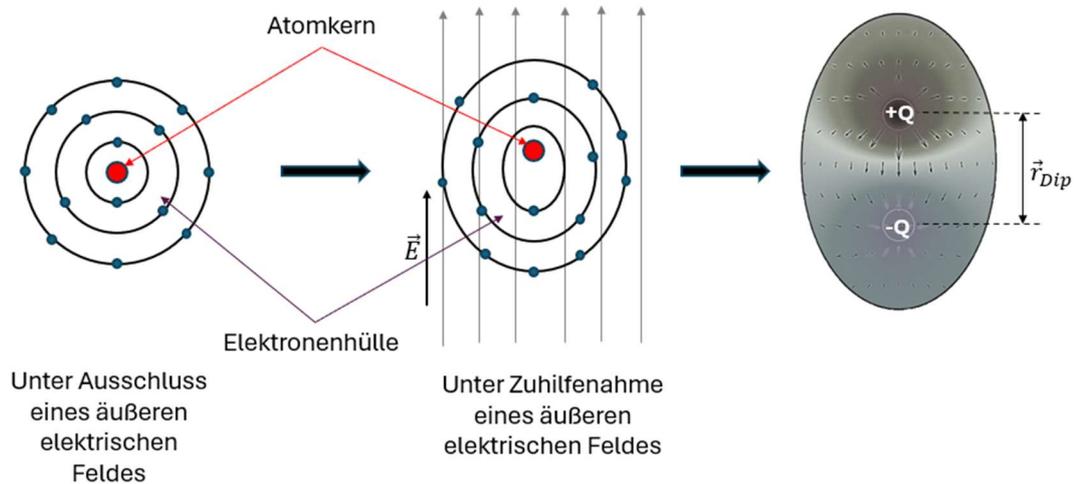
#### **3.5.1 Elektrische Dipole**

In den vorangehenden Abschnitten wurden elektrische Felder entweder in leitfähigen Materialien oder im Vakuum betrachtet. In der Folge stellt sich die Frage, wie elektrische Felder auf nichtleitende Medien wirken. Die Beantwortung dieser Frage stellt einen wesentlichen Schritt zur Erlangung eines Verständnisses der Reaktionen von Nichtleitern auf äußere elektrische Felder auf der ME dar. Des Weiteren erlaubt sie die Formulierung von Abläufen und Reaktionen, beispielsweise in Bezug auf den Verlauf elektrischer Felder zwischen akkumulierten Isolatoren und leitfähigen Elektroden, um die elektrische Feldstärke in inhomogenen elektrischen Feldern bestimmen zu können.

Auch in nichtleitenden Stoffen befinden sich viele elektrische Ladungen in Form von positiv geladenen Atomkernen und negativ geladenen Elektronen in der Atomhülle bzw. in den Molekülen. Diese sind jedoch im Gegensatz zu den Leitungselektronen in Metallen an die Atomhülle gebunden und können diese nicht verlassen. Durch eine von außen einwirkende elektrische Feldstärke verschieben bzw. verformen sich die Elektronenhüllen und Atomkerne, jedoch entsprechend dem elektrischen Feld.

Dadurch entsteht eine Asymmetrie in den Atomen. Dieser Vorgang wird als Verschiebungspolarisation des Isolators bezeichnet. Die Polarisation ist ein Maß für diesen Vorgang. [36]

Unpolare Moleküle können in einem äußeren elektrischen Feld Dipolmomente ausbilden. Dieser Polarisationseffekt wird auch als Influenz bezeichnet und kann in neutralen Molekülen Dipolmomente induzieren. Das Dipolmoment verschwindet wieder, wenn das Molekül das äußere elektrische Feld verlässt. [42]



$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

$\vec{r}_{Dip}$  = Abstandsvektor der elektrischen Ladung im Dipol

$+Q$  = Positive elektrische Ladung im Dipol,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung im Dipol

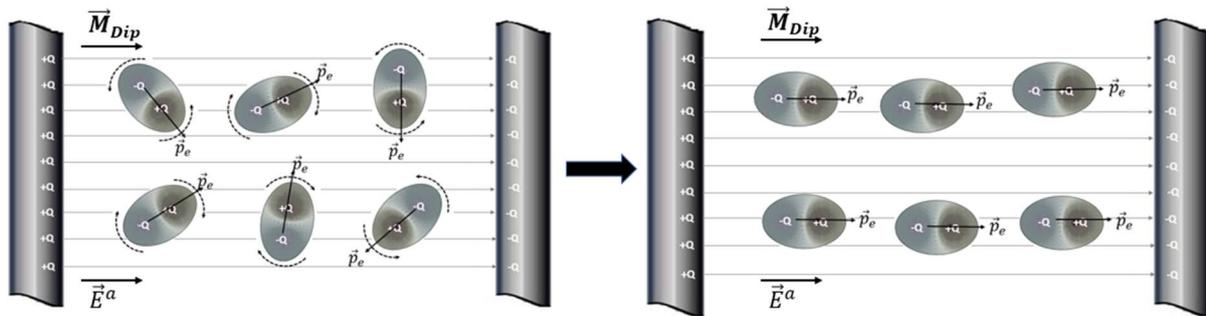
Abbildung 3.5.1 Bildung eines Dipols durch Induktion

In Abbildung 3.5.1 wird die Bildung eines Dipols durch Induktion dargestellt. Die Darstellung zeigt die Atomhüllen vereinfacht, sowohl ohne als auch mit Beeinflussung durch ein äußeres elektrisches Feld. Dadurch wird ein Dipol dargestellt, der in dieser wissenschaftlichen Diskussion verwendet wird. Ziel ist es, das Verständnis des Dipols zu erleichtern.

In bestimmten Isolierstoffen können atomare oder molekulare Dipole vorhanden sein, die nicht durch ein von außen wirkendem elektrischem Feld erzeugt werden. Ihre Dipolmomente sind jedoch ständig in ungeordneter thermischer Bewegung. Ein äußeres elektrisches Feld kann dieser Unordnung eine bestimmte Vorzugsrichtung geben, die mit zunehmender elektrischer Feldstärke immer ausgeprägter wird. Dieser Mechanismus wird Orientierungspolarisation genannt. [36]

Die Orientierungspolarisation beschreibt die Ausrichtung permanenter Dipole und wird im Anhang Abschnitt I.VIII zur näheren Erläuterung der Polarisation dargelegt.

Das Drehmoment  $\vec{M}_{Dip}$ , welches durch ein homogenes elektrisches Feld auf den Dipol wirkt, kann durch das Kreuzprodukt aus dem Dipolmoment  $\vec{p}_e$  und der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}^a$  bestimmt werden. In Abbildung 3.5.2 ist die Ausrichtung der Dipole durch die Bildung des Drehmoments  $\vec{M}_{Dip}$  angedeutet.



→ Elektrische Feldlinien

$\vec{E}^a$  = Elektrischer Feldstärkevektor

$\vec{M}_{Dip}$  = Drehmoment

$\vec{p}_e$  = Dipoldrehmoment

+Q = Positive elektrische Ladung im Dipol, -Q = Negative elektrische Ladung im Dipol

Abbildung 3.5.2 Skizzierung der Dipolausrichtung unter Einwirkung eines elektrischen Feldes

Wenn das Dipolmoment  $\vec{p}_e$  und die elektrische Feldstärke  $\vec{E}^a$  gleichgerichtet sind, wird das Kreuzprodukt zu Null und es bildet sich kein Drehmoment  $\vec{M}_{Dip}$  mehr aus.

Im stabilen Fall ist das Dipolmoment  $\vec{p}_e$  und das elektrische Feld gleichgerichtet, wie in Abbildung 3.5.2 rechts skizziert. Dies bedeutet, dass sich eine stabile Lage einstellt und das elektrische Feld und das Dipolmoment  $\vec{p}_e$  nicht nur parallel verlaufen, sondern auch die gleiche Orientierung aufweisen.

### 3.5.2 Dielektrikum

Dielektrika sind im Allgemeinen feste, flüssige oder gasförmige Körper, die praktisch keine elektrische Leitfähigkeit besitzen. Sie können, sofern sie vorhanden sind, das vorhandene elektrische Feld beeinflussen.

Inertgase, die auf der MEiKS zum Einsatz kommen, können somit auch als Dielektrika bezeichnet werden. Sie werden nicht nur zur Verdrängung von Sauerstoff und somit zur Vermeidung von Bränden und Explosionen eingesetzt, sondern schwächen auch direkt das elektrische Feld. Dadurch ist es möglich, unterschiedliche Gaszusammensetzungen einzusetzen. Aus diesem Grund erfolgt an dieser Stelle eine ausführliche Behandlung des Themas Dielektrika, um die Einsetzbarkeit entsprechender Gase zur Schwächung von elektrischen Feldern und damit zur Vermeidung von gefährlichen Gasentladungen zu erörtern. Auch dielektrische Stäube können als Dielektrika angesehen werden, weshalb diese ebenfalls das elektrische Feld schwächen.

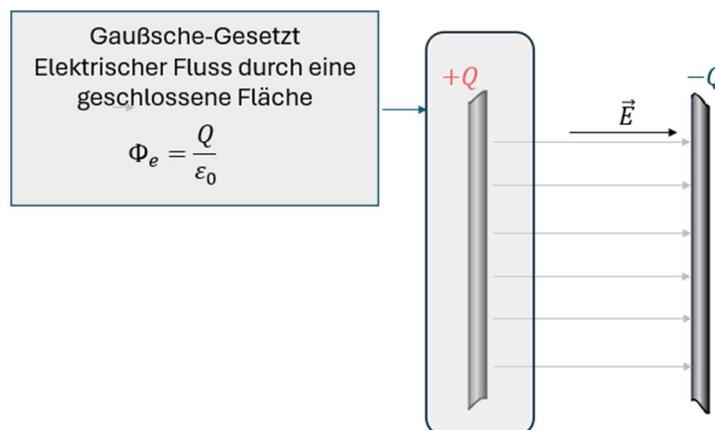
### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

---

Für die Betrachtung von Dielektrika müssen die atomaren und molekularen Eigenschaften der Dielektrika bzw. Nichtleitern betrachtet werden. Diese Eigenschaften können anhand von Dipolen beschrieben werden.

Wenn ein Dielektrikum in ein elektrisches Feld eingebracht wird, können durch Messversuche unterschiedliche Auswirkungen auf das elektrische Feld festgestellt werden. Die Bezeichnung Dielektrikum leitet sich von der Beobachtung ab, dass es das elektrische Feld durchdringt. Das bedeutet, dass im Gegensatz zu elektrisch leitenden Körpern, bei denen das innere elektrische Feld durch elektrische Ladungsverschiebung frei bleibt, das elektrische Feld nichtleitende Körper durchdringt und passieren kann.

Für ein besseres Verständnis ist es zunächst wichtig, einen Plattenkondensator im Vakuum zu betrachten, wie in Abbildung 3.5.3 dargestellt.



$\vec{E}$  = Elektrischer Feldstärkevektor

+Q = Positive elektrische Ladung, -Q = Negative elektrische Ladung

Abbildung 3.5.3 Plattenkondensator im Vakuum

Das Gaußsche Gesetz ermöglicht die Bestimmung des elektrischen Gesamtflusses durch eine geschlossene Fläche. Es beschreibt das elektrische Feld, das durch die Fläche des Plattenkondensators fließt bzw. wirkt. Dabei wird von einem homogenen Feld ausgegangen. Da in dem hier betrachteten, idealisierten Ausschnitt eines Plattenkondensators in Abbildung 3.5.3 kein elektrisches Feld nach außen aus dem Ausschnitt austritt, ist der elektrische Fluss definiert durch den Gesamtbetrag von  $\vec{E}_V$  mal der Fläche  $A_p$  des Plattenkondensators.

Das Vakuum steht senkrecht zur Fläche  $A_p$ . Daher können hier die Beträge genommen und mit dem Gaußschen Gesetz gleichgesetzt werden. Dies führt zu einer einfachen Lösung:

$$\sigma_e = \frac{Q}{A} \quad 3.5.1$$

Unter der Voraussetzung, dass das elektrische Feld senkrecht zur Oberfläche steht, kann der elektrische Fluss wie folgt beschrieben werden:

$$\Phi_e = A_p \cdot |\vec{E}_V| \quad 3.5.2$$

Wird nun die Gleichung 3.5.2 mit dem Gaußschen Gesetz gleichgesetzt:

$$\Phi_e = A_p \cdot |\vec{E}_V| = \frac{Q}{\varepsilon_0} \quad 3.5.3$$

kann durch Umrechnung die elektrische Feldstärke im Vakuum des Plattenkondensators bestimmt werden.

$$|\vec{E}_V| = \frac{Q}{\varepsilon_0 \cdot A_p} \quad 3.5.4$$

Das elektrische Feld im Vakuum des Plattenkondensators kann mithilfe der elektrischen Oberflächenladungsdichte  $\sigma_e$  aus Gleichung 3.5.1 bestimmt werden:

$$|\vec{E}_V| = \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0} \quad 3.5.5$$

Diese Ableitung kann auch zur Bestimmung des elektrischen Feldes verwendet werden, wenn sich zwischen den Platten des Plattenkondensators nicht nur Vakuum, sondern auch ein Medium befindet.

Dazu wird ein Plattenkondensator mit einem Dielektrikum versehen, wie in den Skizzen in Abbildung 3.5.4 angedeutet.

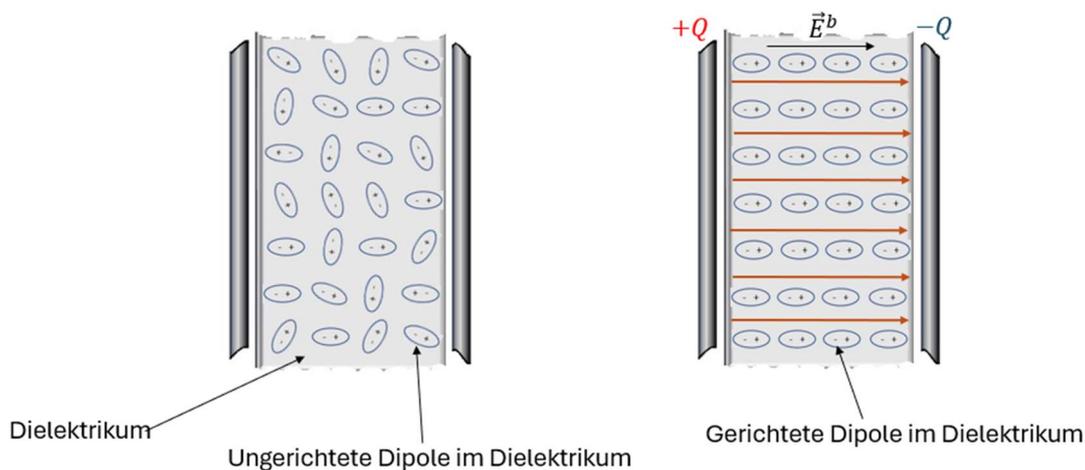
Die Betrachtung erfolgt hier anhand der bereits beschriebenen Dipole, die aus Molekülen und/oder Atomen bestehen.

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

---

Im vorherigen Abschnitt 3.5.1 wurde erläutert, dass sich Dipole in einem elektrischen Feld durch das Dipolmoment ausrichten. Dies geschieht durch ein Drehmoment, das den Dipol in Richtung des elektrischen Feldes dreht.

In der linken Skizze von Abbildung 3.5.4 ist ein Plattenkondensator mit Dielektrikum dargestellt. Die Platten enthalten noch keine elektrische Ladung, wodurch noch kein elektrisches Feld auf das Dielektrikum wirkt und die Dipole in der linken Skizze noch ungeordnet im Dielektrikum verbleiben. Werden die Platten nun mit unterschiedlichen elektrischen Ladungen aufgeladen, so richtet sich das elektrische Feld von der positiven zur negativen elektrischen Ladung aus. Die idealisierte Ausrichtung ist in der rechten Skizze von Abbildung 3.5.4 zu sehen.



→ Elektrisches Feld mit den dazugehörigen elektrischen Feldlinien im Vakuum

$\vec{E}^b$  = Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes innerhalb des Dielektrikums

$+Q$  = Positive elektrische Ladung,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung

Abbildung 3.5.4 Plattenkondensator mit Dielektrikum mit ungerichteten und gerichteten Dipolen, angelehnt an [36], [43]

Das zwischen den Platten herrschende elektrische Feld mit seiner elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  wird zwar durch das Dielektrikum gedämpft, aber die Dipole richten sich in Richtung des inneren elektrischen Feldes mit dem dort herrschenden elektrischen Feldstärkevektor  $\vec{E}^b$  aus.

Die sogenannten Van-der-Waals-Anziehungskräfte zwischen unpolaren Molekülen beruhen auf induzierten Dipolen. Jedes Teilchen entwickelt für kurze Zeit spontane, transiente Dipolmomente aufgrund zufälliger Schwankungen in der Elektronendichte. Dadurch regen sie die Influenz in benachbarten Molekülen an und erzeugen in ihnen induzierte Dipolmomente, die wiederum auf ihre Umgebung ausstrahlen.

Es kommt zur Synchronisation der Elektronenverschiebungen und Dipolausrichtungen in den Molekülen. Dadurch ziehen sie sich ständig elektrisch an. [42]

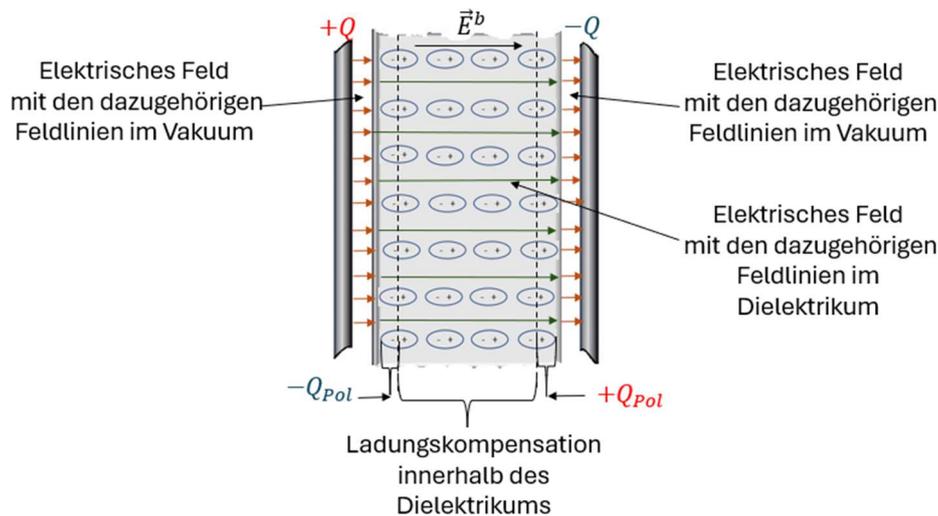
Vereinfacht ausgedrückt wird durch das äußere elektrische Feld das Dipolmoment eines Atoms oder Moleküls ausgerichtet. Die positive elektrische Ladung im Dipol wird zum Feldausgangspunkt (Quelle) abgestoßen und die negative elektrische Ladung angezogen (siehe Abbildung 3.5.1). Unter dem Einfluss des äußeren elektrischen Feldes verdrehen sich die Dipole und richten sich über ihr Dipolmoment aus. Obschon die Ausrichtung nicht durchgängig exakt ist, wird in Abbildung 3.5.4 von einer idealtypischen Verdrehung ausgegangen, um das zugrundeliegende Prinzip zu veranschaulichen. Eine exakte und quantitative Darstellung ist in vielen Fällen nicht möglich und hängt von den konkreten Gegebenheiten der Moleküle bzw. Atome ab, die von Stoff zu Stoff unterschiedlich sind. Daher ist eine solche Darstellung meist sehr kompliziert und nur mit numerischen Methoden durchführbar. Das hier vorgestellte idealisierte Modell gibt einen Überblick.

Wie bereits beschrieben, zeigen die Orientierungen der Dipolmomente in der Skizze in Abbildung 3.5.4 in die gleiche Richtung wie das äußere elektrische Feld. Die Richtung verläuft von der positiven zur negativen elektrisch akkumulierten Platte.

Die Dipole nehmen idealerweise eine stabile Lage ein, da sich das Dipolmoment des Moleküls  $\vec{p}_e$  mit dem elektrischen Feld und somit mit dem Vektor der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  in gleicher Richtung ausrichtet.

Die Dipole auf den angrenzenden Flächen richten sich ebenfalls mit ihrer jeweils entgegengesetzten Polarisation aus (siehe Abbildung 3.5.5).

Durch die Anordnung an den Grenzflächen zwischen dem Dielektrikum und den jeweils elektrisch geladenen Platten entstehen sogenannte elektrische Polarisationsgrenzflächen. Innerhalb des Dielektrikums findet ein elektrischer Ladungsausgleich statt und an den elektrischen Polarisationsgrenzflächen bilden sich eine  $-Q$  elektrische Polarisation und  $+Q$  elektrische Polarisation aus (siehe Abbildung 3.5.5).



$\vec{E}^b$  = Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes innerhalb des Dielektrikums

$+Q$  = Positive elektrische Ladung,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung

$+Q_{Pol}$  = Positive Polarisation,  $-Q_{Pol}$  = Negative Polarisation

Abbildung 3.5.5 Skizzierung der elektrischen Ladungskompensation mit den elektrischen Ladungspolarisationen an den Grenzflächen

Dadurch entstehen im Kondensator an den Grenzflächen weitere kapazitive Flächen. Diese können modellhaft als weitere Kondensatoren betrachtet werden. Sie bilden die Situation nach, die sich zwischen einer aufgeladenen Kunststoffoberfläche und einer ableitfähigen Elektrode ergibt.

Das Dielektrikum wird als einheitliches Material betrachtet, bei dem alle Vektoren die Dipolmomente  $\vec{p}_e$  der Moleküle/Atome nach der elektrischen Polarisation in idealisierter Form gleich ausgerichtet und damit betragsmäßig gleich groß sind. Somit kann eine weitere wichtige Aussage getroffen werden: Die elektrische Polarisation des Dielektrikums pro Volumeneinheit ist die Summe aller Dipolmomente der Moleküle im Dielektrikum und wird durch folgende Formel bestimmt:

$$\vec{P}_e = \frac{1}{V} \sum_V \vec{p}_e \quad 3.5.6$$

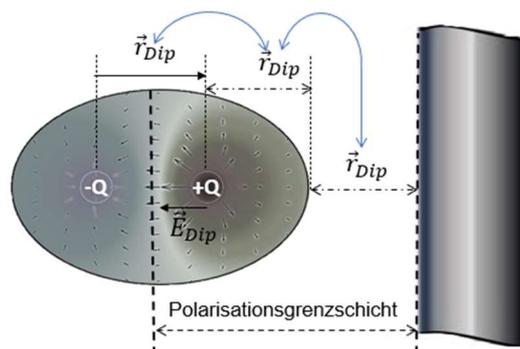
Da die Dipolmomente gleichgerichtet und parallel ausgerichtet sind, können die einzelnen Beträge addiert werden, um die Summe zu erhalten. Die Anzahl der Dipolmomente ergibt sich aus der Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit  $N_{Mol}$  und die Größe des Dipolmoments aus dem Produkt der elektrischen Ladung und des Betrages des Abstandsvektors  $|\vec{r}_{Dip}|$ .

$$|\vec{P}_e| = N_{Mol} \cdot |\vec{p}_e| = N_{Mol} \cdot Q \cdot |\vec{r}_{Dip}| \quad 3.5.7$$

Um die elektrischen Felder und elektrische Ladungsmengen in den Grenzschichten, insbesondere in den elektrischen Polarisationsgrenzschichten, zu bestimmen, müssen weitere Festlegungen und Parameter definiert werden. Die Ausdehnung der elektrischen Polarisationsgrenzschichten kann grob abgeschätzt werden, da der Abstandsvektor  $\vec{r}_{Dip}$  auch die innere Ausdehnung der elektrischen Polarisationsgrenzschicht angibt, wie in Abbildung 3.5.6 dargestellt. Diese Abschätzung der Ausdehnung ist jedoch eine idealisierte Näherung. Die genaue Bestimmung der Abstände innerhalb der Moleküle ist materialabhängig. Eine genaue Bestimmung der Ausdehnung ist aufgrund der Verschmierung der Moleküleenden nur quantenmechanisch möglich. Für die hier geführte Diskussion reicht eine Abschätzung nach der Skizze in Abbildung 3.5.6 aus, da sich die Bereiche auf einer mikroskopischen Ebene der Moleküle abspielen. Die elektrische Ladungsmenge  $Q_{Pol}$  kann mit Gleichung 3.5.8 ermittelt werden.

$$Q_{Pol} = A_P \cdot \vec{r}_{Dip} \cdot N_{Mol} \cdot Q \quad 3.5.8$$

Aus den elektrischen Oberflächenladungsdichten der elektrischen Polarisationsgrenzflächen können die elektrischen Felder abgeleitet werden. Dabei bezeichnet  $N_{Mol}$  die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit und  $\vec{r}_{Dip}$  den Abstand der elektrischen Ladungen im Dipol, welcher auch der Abstand der elektrischen Polarisationsgrenzschichten ist.



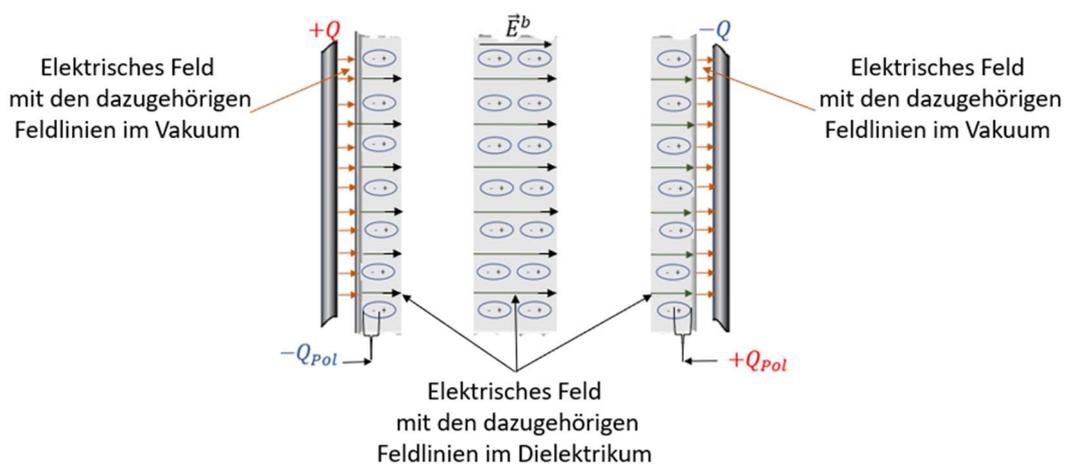
$\vec{E}_{Dip}$  = Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Dipolfeldes  
 $+Q$  = Positive elektrische Ladung im Dipol,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung im Dipol  
 $\vec{r}_{Dip}$  = Abstandsvektor der elektrischen Ladung im Dipol

Abbildung 3.5.6 Abstände in der Polarisationsgrenzfläche

### 3 Grundprinzipien der Elektrostatik

Die bisherigen Ergebnisse erlauben die Betrachtung der elektrischen Oberflächenladungsdichte in den elektrischen Polarisationsgrenzschichten. Die Herleitung der elektrischen Polarisationsgrenzflächenladungsdichte  $\sigma_{Pol}$  erfolgt im Anhang Abschnitt I.IX.

In den meisten Betrachtungen wird die elektrische Feldstärke durch die elektrischen Feldliniendichte dargestellt, die proportional zum Betrag der elektrischen Feldstärke ist. Diese Betrachtungsweise wird in Abbildung 3.5.7 angedeutet, indem die Bereiche der elektrischen Polarisationszonen und des Dielektrikums etwas auseinandergezogen werden. In den elektrischen Polarisationsbereichen herrscht eine höhere elektrische Feldstärke als im Dielektrikum. Deshalb ist dieser Bereich mit mehr elektrischen Feldlinien ausgefüllt als der Bereich im Dielektrikum. Das Prinzip der Quelle und Senke des elektrischen Feldes ist in Abbildung 3.5.7 dargestellt. Die elektrischen Feldlinien der linken Kondensatorplatte gehen von den Quellen (positiven elektrischen Ladungen) aus und dringen in die Senken (negativen elektrischen Ladungen) der Dipole ein, die an der elektrischen Polarisationsfläche liegen und nicht weiter durch das Dielektrikum geführt werden. Auf der gegenüberliegenden Seite ist zu erkennen, dass das umgekehrte Prinzip gilt: Auf der rechten Seite gehen von der Quelle der anliegenden Dipole elektrische Feldlinien aus, die zur linken Kondensatorplatte, also zur Senke führen. Daher wirkt auch hier ein größeres elektrisches Feld als im Dielektrikum.



$\vec{E}^b$  = Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes innerhalb des Dielektrikums

$+Q$  = Positive elektrische Ladung,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung

$+Q_{Pol}$  = Positive elektrische Polarisation,  $-Q_{Pol}$  = Negative elektrische Polarisation

Abbildung 3.5.7 Elektrisches Feld im Kondensator

Auf der Kondensatorplatte befinden sich mehr positive elektrische Ladungen als ausgerichtete Dipole im Dielektrikum an der Grenzfläche. Dadurch greifen elektrische Feldlinien durch das Dielektrikum, was den Namen Dielektrikum widerspiegelt. Die elektrische Polarisierung führt außerdem dazu, dass das elektrische Feld zwischen den Platten durch das Dielektrikum gegenüber dem elektrischen Feld im Vakuum abgeschwächt wird. Dies verdeutlicht auch die Betrachtung der Vektorrichtungen.

Wie bereits erwähnt, werden in einem Dielektrikum zwei Arten der Polarisierung unterschieden. So wird zwischen:

- Orientierungspolarisation, Orientierung der bisher hergeleiteten permanenten (vorhandenen) Dipole

und

- Verschiebungspolarisation, die in einem Molekül oder Atom induziert wird

unterschieden.

Eine detaillierte Erläuterung sowie die Herleitung der Verschiebungspolarisation sind dem Anhang Abschnitt I.X zu entnehmen. Die Verschiebungspolarisation erlaubt die Untersuchung der Abschwächung des elektrischen Feldes durch Dielektrika.

In diesem Zusammenhang werden die Beschreibungen der Grundprinzipien der Elektrostatik abgeschlossen, sodass im darauffolgenden Abschnitt die Vorgänge der Akkumulation von dielektrischen Oberflächen thematisiert werden, welche zu einer Büschelentladung führen können.



## 4 Elektrostatische Akkumulation

In Produktionsprozessen der Rohstoffe und chemischen Industrie kommt es häufig zu Kontakten zwischen unterschiedlichen dielektrischen Materialien, welche eine elektrostatische Akkumulation zur Folge haben. Eine Entladung der elektrostatischen Akkumulationen kann über Gasentladungsstrecken in einem explosionsgefährdeten Bereich erfolgen, was wiederum zu Explosionen führen kann. Im Rahmen der wissenschaftlichen Untersuchungen erfolgt eine Auseinandersetzung mit der Entstehung der akkumulierten und damit gespeicherten elektrischen Energien auf der NE. In diesem Kontext wird das Bändermodell für Festkörper herangezogen, da in der wissenschaftlichen Diskussion dielektrische Festkörper betrachtet werden, die elektrostatisch akkumuliert werden können. Darüber hinaus ist das Verständnis der Fermi-Niveaus eine Voraussetzung für die adäquate Beschreibung der technischen Vorgänge, die bei einer elektrostatischen Akkumulation entstehen.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 4

<b>4.1 Energiebändermodell der Festkörper .....</b>	<b>63</b>
4.1.1 Leiter, Halbleiter und Nichtleiter .....	63
4.1.2 Leitungs- und Valenzband .....	64
4.1.3 Aufbau des Energiebändermodells .....	66
4.1.4 Fermi-Energie .....	68
4.1.5 Das Energiebändermodell für Polymere .....	69
4.1.6 Prinzip der Akzeptoren und Donatoren .....	72
4.1.7 Austrittsarbeit .....	73
<b>4.2 Triboelektrische Akkumulation .....</b>	<b>74</b>
4.2.1 Grundlegende Problematiken bei der Beurteilung von Triboelektrizität .	74
4.2.2 Tiefe der elektrischen Ladungsinjektion .....	75
4.2.3 Elektrische Oberflächenladungsdichte bei Triboelektrischer Akkumulation .....	77
4.2.4 Theorie des Elektronenaustausches .....	78
4.2.5 Theorie des Ionenaustausches .....	79
4.2.6 Theorie des Materialaustausches .....	82
4.2.7 Triboelektrische Reihe und deren chemische Struktur .....	83
4.2.8 Einflussfaktoren auf die triboelektrische Akkumulationen .....	84

<b>4.3 Akkumulationen mittels externer elektrostatischer (elektrischer) Felder ...</b>	<b>85</b>
4.3.1 Elektrische Ladungsträger in Gasen .....	85
4.3.2 Natürliche Ionisation .....	90
4.3.3 Bewegungsmechanismen von Gasmolekülen .....	91
4.3.4 Injektion von elektrischen Ladungen in Gase durch Feldemission .....	94
4.3.5 Corona-Entladung, physikalische Grundlagen .....	95
4.3.6 Grundlagen zur Akkumulation mittels Coronaentladungen .....	99
4.3.7 Messen des Potentials auf der dielektrischen Oberflächenladung .....	108

### 4.1 Energiebändermodell der Festkörper

Zur Beschreibung der Energiezustände für den elektrischen Ladungstransport in einem Festkörper wurde das Energiebändermodell entwickelt. Das Modell basiert auf quantenmechanischen Prinzipien und beschreibt, dass die Atomhüllen in einem idealen Einkristall in einem streng periodischen Gitter vorliegen. [44]

Im Folgenden wird das Energiebändermodell der Festkörper vorgestellt, welches zum Verständnis von elektrischen Ladungstransport in Festkörpern dient. Im Anschluss erfolgt eine Diskussion des Energiebandmodells der Festkörper für Nichtleiter und Polymere. Dies erlaubt eine Beschreibung der Erweiterung um sogenannte Haftstellen in Nichtleitern und Polymeren.

#### 4.1.1 Leiter, Halbleiter und Nichtleiter

In der Elektrotechnik werden Leiter, Halbleiter und Nichtleiter (Isolatoren) anhand der Menge der frei beweglichen elektrischen Ladungsträger pro Stoffvolumen spezifiziert. Halbleiter werden zwischen Leitern und Nichtleitern eingeordnet. Die Unterscheidung erfolgt über den spezifischen elektrischen Widerstand  $\rho$  oder die spezifische elektrische Leitfähigkeit  $\kappa$ . Der spezifische elektrische Widerstand und die spezifische elektrische Leitfähigkeit sind umgekehrt proportional zueinander.

Es gibt einen Unterschied von 25 Zehnerpotenzen zwischen der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit bzw. dem spezifischen elektrischen Widerstand eines guten metallischen Leiters und eines guten Isolators. [44]

Die Stoffe werden in drei Kategorien unterteilt. Die grafische Darstellung der Unterteilung findet sich in Abbildung 4.1.1. Sie umfasst folgende Elemente:

- ⇒ elektrischer Leiter mit einer elektrischen Leitfähigkeit  $\kappa > 10^6 \frac{S}{m}$ , oder einem spezifischen elektrischen Widerstand  $\rho < 10^{-6} \Omega \cdot cm$
- ⇒ elektrischer Nichtleiter, auch Isolator genannt, mit einer elektrischen Leitfähigkeit  $\kappa < 10^{-8} \frac{S}{m}$  oder einem spezifischen elektrischen Widerstand  $\rho > 10^8 \Omega \cdot cm$
- ⇒ elektrischer Halbleiter mit einer elektrischen Leitfähigkeit, die zwischen dem elektrischen Leiter und dem elektrischen Nichtleiter liegt.

## 4 Elektrostatistische Akkumulation

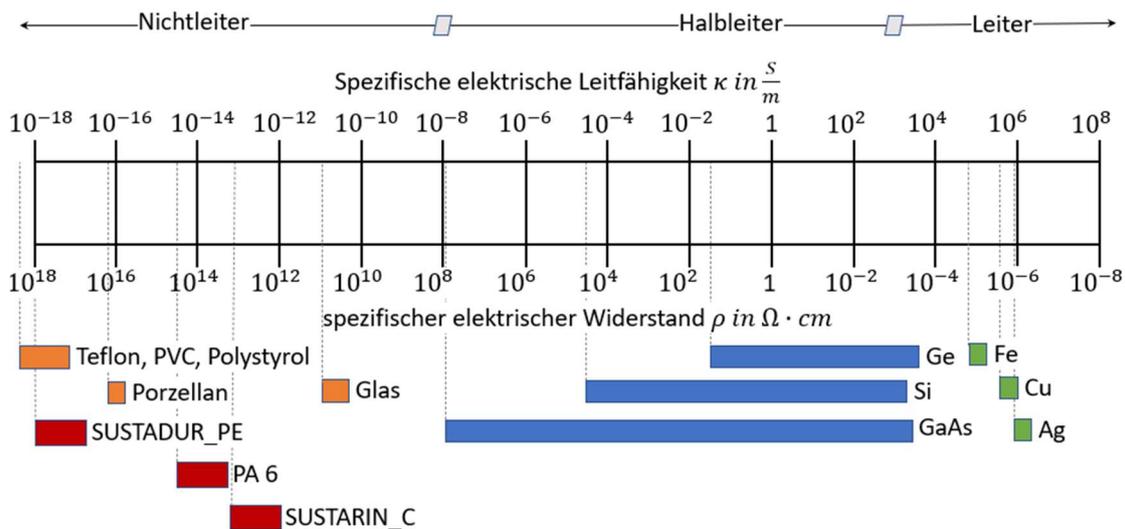


Abbildung 4.1.1 Spezifischer elektrischer Widerstand und spezifische elektrische Leitfähigkeit von Nichtleitern, Halbleitern und Leitern bei Zimmertemperatur, angelehnt an [44]

### 4.1.2 Leitungs- und Valenzband

Die bisher bekannten Elementarteilchen lassen sich in zwei Kategorien einteilen: Fermionen (Materieteilchen), aus denen die Materie aufgebaut ist, und Bosonen (Austauschteilchen), die für den Kräfteaustausch zwischen den Fermionen relevant sind. In der Quantenmechanik wird angenommen, dass alle Kräfte und Wechselwirkungen zwischen den Materieteilchen durch den Austausch von Bosonen entstehen. Ein Materieteilchen, wie zum Beispiel ein Elektron, sendet ein Austauschteilchen aus.

Dieses kollidiert mit einem anderen Materieteilchen und wird von diesem absorbiert. Durch den Zusammenstoß ändert sich die Geschwindigkeit des zweiten Materieteilchens, was als Kraftwirkung interpretiert werden kann.

Die Bezeichnung "virtuelle Teilchen" für Bosonen resultiert aus der Tatsache, dass ihre Existenz in der Regel nur indirekt nachgewiesen werden kann, beispielsweise über die erzeugten Kräfte. In einigen Fällen ist jedoch ein direkter Nachweis der Austauschteilchen möglich, sodass dieses Phänomen in der Physik als Welle betrachtet wird. [45]

Das Wasserstoffatom besitzt den kleinstmöglichen Radius einer Elektronenbahn mit der Hauptquantenzahl  $n_{Hq} = 1$ , was dem niedrigsten Energieniveau entspricht. Um das Elektron des Wasserstoffs auf das nächsthöhere Orbital zu bringen, muss Arbeit gegen die Anziehungskraft, der Coulombkraft, der entgegengesetzten elektrischen Ladung des Atomkerns (Protonen) aufgewendet werden.

Diese Energiedifferenz für Wasserstoff beträgt  $10,5eV$  oder  $1,602 \cdot 10^{-19}Ws$ . Wenn höhere Energien zugeführt werden, kann das Elektron höhere Energieniveaus erreichen. Durch ausreichende Energiezufuhr kann das Elektron sogar vom Atomkern getrennt werden. Für Wasserstoff ist dazu eine Ionisierungsenergie von  $13,53eV$  erforderlich. [46]

Ein Elektron kann diskrete Energiewerte annehmen, was auf die elektromagnetische Wechselwirkung zurückzuführen ist. Diese Eigenschaft lässt sich quantenmechanisch beschreiben und ist eine Folge der Welleneigenschaften der Elektronen.

Wenn ein Elektron einen höheren diskreten Energiewert oder ein höheres Energieniveau annimmt, wechselt es auf ein höheres Orbital im Atom. Das Fermi-Niveau kann genutzt werden, um die Energie zu bestimmen, bei der die Elektronen die Orbitale besetzen.

Das äußerste besetzte Orbital in der Atomhülle wird als Valenzorbital bezeichnet. Es enthält die sogenannten Valenzelektronen und bildet die Bindungsstruktur in einem Kristallgitter. Somit ist es auch für das Eingehen chemischer Bindungen verantwortlich.

Bei der Bindung von Atomen im Kristallgitter können sich materialabhängig freie Elektronenpaare bilden, die nicht an der Gitterbildung beteiligt sind und sich daher im Elektronengas frei bewegen können.

Diese Elektronen besitzen die höchsten Energieniveaus und werden strukturell als Leitungsband zusammengefasst, welches im Bändermodell das höchste Energieniveau besitzt. In Abbildung 4.1.2 wird das Trichtermodell als eines der Energiebändermodelle dargestellt, in dem die Orbitale im Kristallgitter ebenfalls zu Energiebändern zusammengefasst werden. Dadurch werden die Valenzorbitale zum Valenzband als Struktur zusammengefasst. Das Valenzband ist somit ein Zusammenschluss der Valenzorbitale, die sich in den Atomhüllen eines Kristallgitters befinden. Die Elektronen im Leitungsband des Trichtermodells (siehe Abbildung 4.1.2) haben ein höheres Energieniveau als die Bindungselektronen im Valenzorbital, die dort als Bindungselektronen verankert sind. Durch Energieeintrag in die Atomhülle wird die Struktur aufgebläht und Elektronen aus dem Valenzorbital werden gelöst. Diese Elektronen können sich dann ebenfalls frei im Elektronengas bewegen und in der Modellvorstellung des Energiebandmodells in das Leitungsband springen.

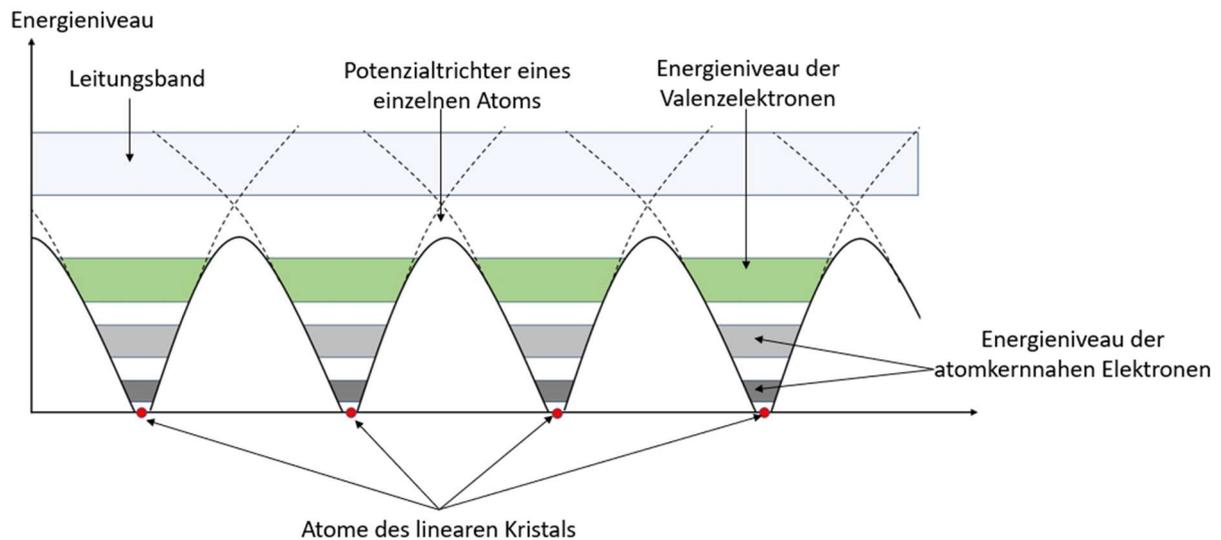


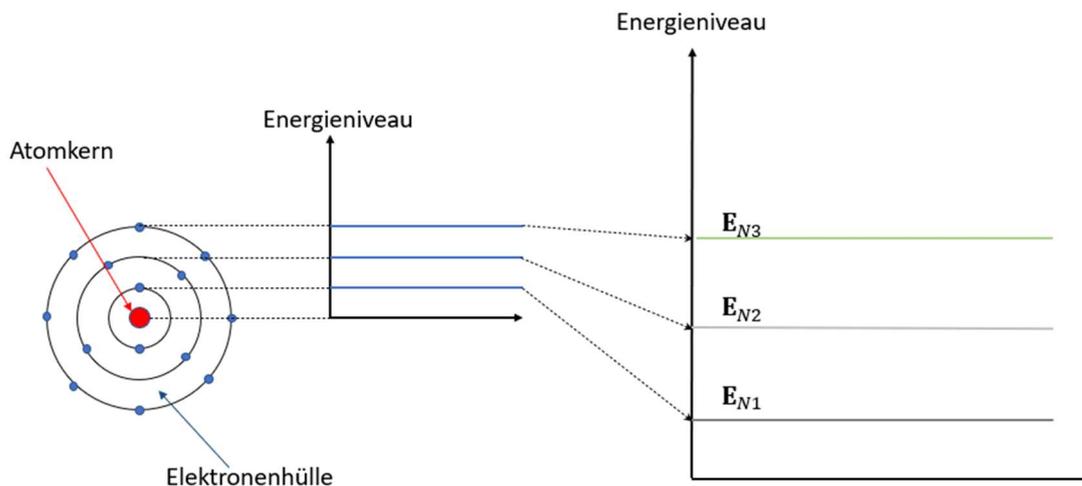
Abbildung 4.1.2 Darstellung des Energieauschemas in Form eines Trichtermodells, angelehnt an [47]

### 4.1.3 Aufbau des Energiebändermodells

Das Trichtermodell im Abbildung 4.1.2 zeigt, dass das Energiebändermodell ein quantenmechanisches Modell der elektronischen Energiezustände in einem idealen Kristallgitter ist [47].

Wird eine Atomhülle betrachtet, lassen sich für die einzelnen Elektronenorbitale verschiedene Energieniveaus definieren.

Diese Energieniveaus sind durch die unterschiedlichen elektromagnetischen Wellenenergien der Elektronen auf den jeweiligen Orbitalen begründet. Eine vereinfachte Modellvorstellung ist im Abbildung 4.1.3 skizziert.



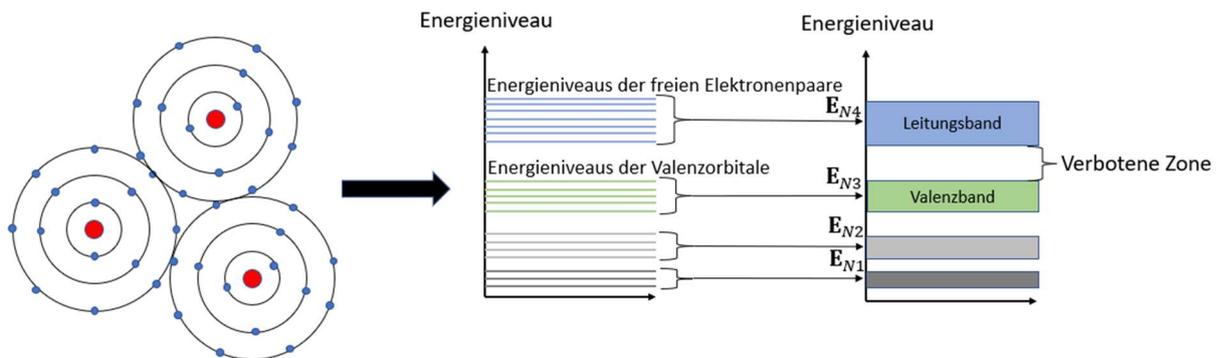
$E_{N1-3}$  = Energieniveau der einzelnen Bänder

Abbildung 4.1.3 Vereinfachtes Bändermodell auf Grundlage der Orbitale

## 4 Elektrostatistische Akkumulation

„Nähern sich zwei gleiche Atome soweit einander an, dass sie elektrisch miteinander wechselwirken (Molekülbildung), so kommt es zu einer Überlappung der Energiezustände der Elektronen. Wegen eines „Ausschlussprinzips“ der Quantentheorie, des so genannten Pauli-Prinzips, ist es nicht erlaubt, dass zwei Elektronen genau denselben Energiezustand einnehmen. Daher müssen sich die überlappenden Energiezustände leicht energetisch verschieben. Die ursprünglich gleichen Energieniveaus spalten sich auf, es entstehen jeweils zwei gegenseitig etwas versetzte Energieniveaus, die von den Elektronen besetzt werden können.“ [44, Seite 14]

Die einzelnen Bänder sind so zu verstehen, dass im Kristallgitter eine Atomhüllenstruktur vorliegt, bei der sich die einzelnen Orbitale nicht vollständig überlappen. Ähnlich wie bei einem gekoppelten Pendel unterscheiden sich die Schwingungen in einem bestimmten Bereich, so dass die sich überlagernden Energiebereiche bzw. Bereiche der elektromagnetischen Wellenenergien der Elektronen der einzelnen Orbitale zu einem Band zusammengefasst werden können. Dies ist in Abbildung 4.1.4 dargestellt. Für jede Orbitalkombination im Kristallgitter entsteht ein Band, das einen bestimmten diskreten Energiebereich abdeckt.



$E_{N1-4}$  = Energieniveaus der einzelnen Bänder

Abbildung 4.1.4 Andeutung des Bändermodells im Verbund einer Atomstruktur

Wie in Abbildung 4.1.4 zu sehen ist, wurden die Energiebänder mit unterschiedlichen Breiten der Energieniveaus dargestellt. Dies soll darauf hinweisen, dass Elektronen in Orbitalen mit größeren Abständen zum Atomkern auch niedrigere elektromagnetische Wellenenergien besitzen, was sich in der Höhe der Energieniveaus widerspiegelt.

Die Bewegung eines Elektrons durch ein Kristallgitter wird durch eine Wellenfunktion beschrieben. Die Wellenfunktion hat reelle Lösungen, welche die Energiebänder darstellen, und komplexe Lösungen, die als „verbotene Zustände“ bezeichnet werden. [48]

In Abbildung 4.1.4 sind die Bereiche dargestellt, in denen sich Elektronen in dem idealisierten Energiebändermodell aufhalten können. Die Lücken zwischen den Bändern können von den Elektronen nicht besetzt werden, wodurch sie nur bestimmte diskrete elektromagnetische Wellenenergien annehmen können. Elektronen können nur von einem Band zum anderen springen.

### 4.1.4 Fermi-Energie

In der Quantenstatistik findet zudem die Fermi-Energie Anwendung zur Unterscheidung der elektrischen Leitfähigkeit von Leitern, Halbleitern und Nichtleitern. Des Weiteren findet das resultierende Fermi-Niveau Anwendung bei der Bewertung von Akzeptoren und Donatoren. Die Fermi-Energie beschreibt die Besetzung der Energieniveaus, wobei sie die Energie des höchstbesetzten Energieniveaus (in Abbildung 4.1.5 das Valenzniveau) eines Fermionen-Systems als Grundzustand definiert.

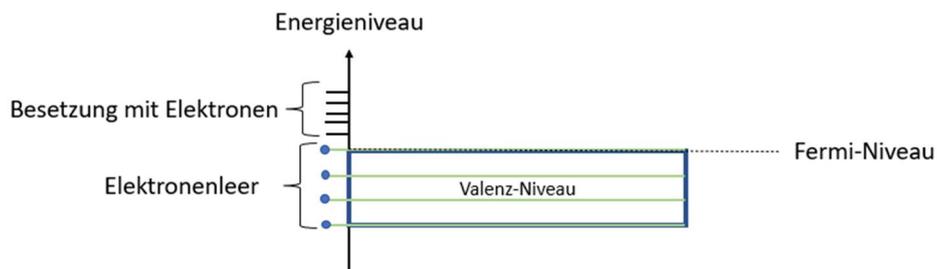


Abbildung 4.1.5 Grafische Darstellung des Niveaus der Fermi-Energie

Die Fermi-Energie definiert die Energie, die ein Fermion, wie zum Beispiel ein Elektron, in einem Fermi-System in seinem Grundzustand bei einer Temperatur von null Kelvin einnehmen kann. Wenn alle Zustände bis zum Fermi-Niveau besetzt sind, sind bei einer Temperatur von null Kelvin in einem Fermi-System alle Zustände bis zum Fermi-Niveau besetzt und alle Zustände oberhalb des Fermi-Niveaus unbesetzt (siehe Abbildung 4.1.5).

Das Fermi-Niveau befindet sich zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband, wie in Abbildung 4.1.6 dargestellt.

Bei Leitern können sich die Energieniveaus des Leitungsbandes und des Valenzbandes teilweise überlappen, sodass einige Elektronen bei null Kelvin sowohl im Leitungsband als auch im Valenzband vorhanden sind. Bei steigender Temperatur nehmen die Elektronen höhere Energien ein, die oberhalb des Fermi-Niveaus liegen können. Dadurch können Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband springen, wodurch immer mehr freie Elektronen für den Ladungstransport zur Verfügung stehen.

In einem Halbleiter ist die Energielücke zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband weniger ausgeprägt als in einem Nichtleiter. Dadurch können Elektronen bei Zufuhr von Energie, beispielsweise durch Erhöhung der Temperatur, vom Valenzband ins Leitungsband springen. Die Abbildung 4.1.6 zeigt, dass bei einem Halbleiter ein Elektron, das vom Valenzband ins Leitungsband springt, ein sogenanntes „Loch“ im Valenzband hinterlässt. Dieses Loch ist ein positiver elektrischer Ladungsträger und trägt ebenfalls zum elektrischen Ladungsträgertransport bei.

Die Energielücke eines Nichtleiters ist so groß, dass Elektronen nur bei sehr hoher Energiezufuhr vom Valenzband ins Leitungsband springen können. Daher kann ein von außen wirkendem elektrischem Feld, wie in Abschnitt 3.5 diskutiert, nur eine Polarisation bewirken.

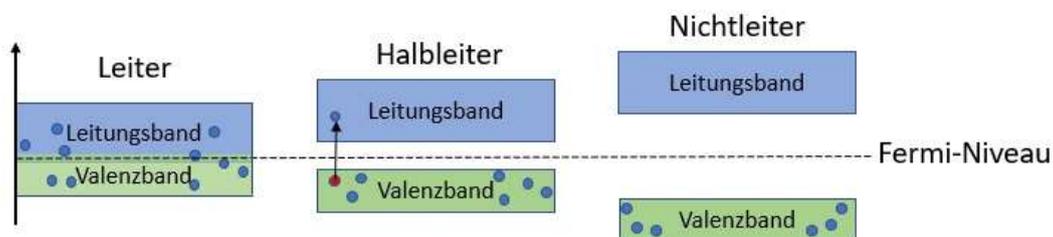


Abbildung 4.1.6 Darstellung der Energielücken bei Leitern, Halbleitern und Nichtleitern

### 4.1.5 Das Energiebändermodell für Polymere

Im vorherigen Abschnitt wurde das Energiebändermodell beschrieben, welches die Unterschiede in der elektrischen Leitfähigkeit von Leitern, Halbleitern und Nichtleitern erläutert. Es handelt sich hierbei jedoch um eine theoretische Betrachtung. Die Herleitung der Leitfähigkeit für Leiter und Halbleiter kann auf einfachste Weise anhand dieses Modells beschrieben werden. Die Herleitung der „Verbotenen Zonen“ ergibt sich aus der Lösung der komplexen Wellenfunktion. Diese Bereiche können nicht von elektrischen Ladungsträgern besetzt werden. Daher müssen die elektrischen Ladungsträger, wie in Abbildung 4.1.7 dargestellt, diese Zonen überspringen.

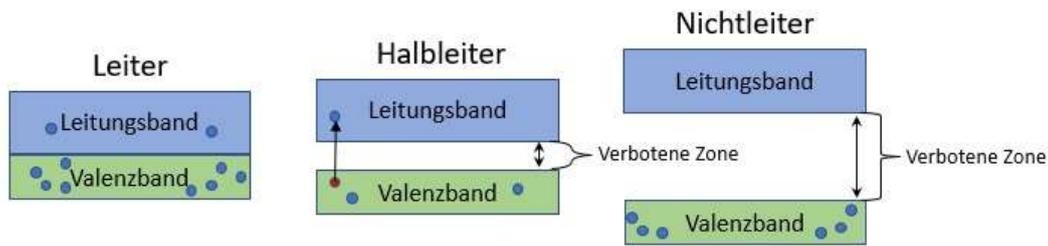


Abbildung 4.1.7 Darstellung des vereinfachten Energiebändermodells mit „Verbotenen Zonen“

*„Für quantitative Aussagen ist es unerlässlich, die Lage des Fermi-Niveaus zu kennen. Generell stellt sich in homogenen Halbleitern bei thermischem Gleichgewicht das Fermi-Niveau so ein, dass der Halbleiter neutral ist.“* [46, Seite 62]

Die Abbildung 4.1.6 zeigt eine solche vereinfachte Darstellung, aus der hervorgeht, dass das Fermi-Niveau bei Leitern, Halbleitern und Nichtleitern zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband bei Leitern, Halbleitern und Nichtleitern liegt.

In Abbildung 4.1.7 wird angedeutet, dass das Springen vom Valenzband in das Leitungsband beim Nichtleiter nur mit einer sehr hohen Energie möglich wäre.

Daher bleibt das Leitungsband unter normalen Bedingungen fast immer leer und der Nichtleiter kann somit keine freien Zustände zum Transport von elektrischer Ladung zur Verfügung stellen.

Denn nur ein Material mit mehr freien Zuständen als Elektronen kann elektrische Ladungsträger leiten. Das bedeutet, dass ein Nichtleiter nur dann Ladungsträger transportieren kann, wenn Elektronen aus einem besetzten Orbital in ein freies Orbital gehoben werden. [49]

Das bisher diskutierte Energiebändermodell setzt ein rein kristallines Material voraus. Dieses besteht aus einem unendlich langen Makromolekül, das durch regelmäßige Drehungen um Einfachbindungen aufgebaut ist. Dadurch entsteht das oben beschriebene idealisierte Energiebändermodell. Diese Struktur führt zu gleichen Wechselwirkungen zwischen den Elektronenorbitalen in jedem Teilabschnitt des Makromoleküls. [50]

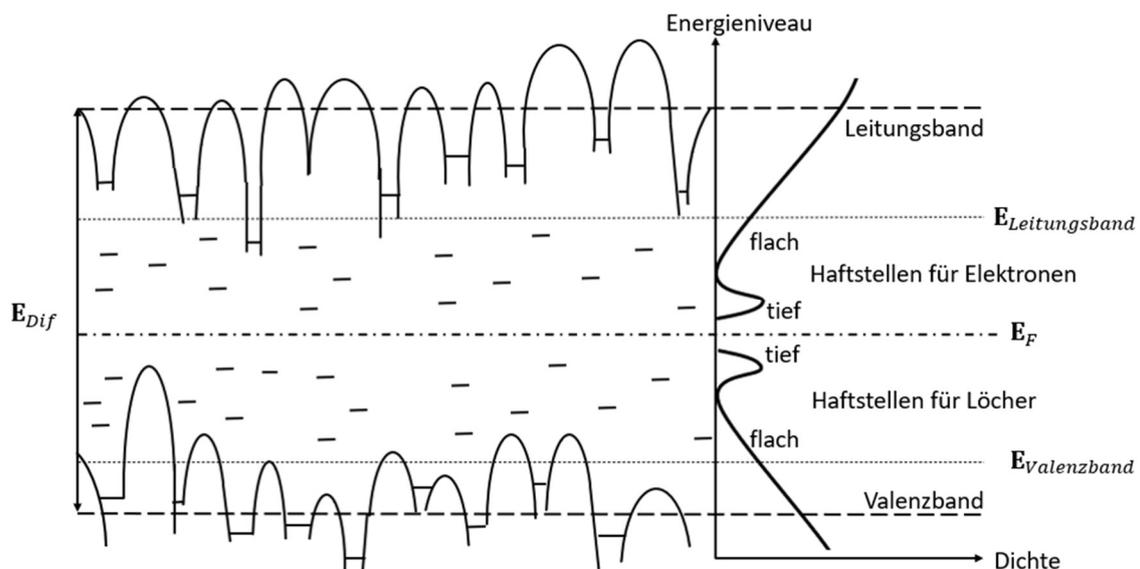
Im Energiebändermodell für Polymere werden energetische Zustände betrachtet, die von elektrischen Ladungsträgern besetzt werden können.

## 4 Elektrostatische Akkumulation

Diese Zustände werden als Haftstellen bezeichnet und in flache Haftstellen (shallow traps, localized states) und tiefe Haftstellen (deep traps) unterteilt, je nach ihrem Energieniveau. [51]

Flache Haftstellen können durch physikalische Defekte wie unterschiedliche Molekülanordnungen oder ungleiche Molmassenverteilungen entstehen. Tiefe Haftstellen entstehen durch chemische Defekte wie Atome, die nicht Teil der sich wiederholenden Struktur des Makromoleküls sind. [50]

Das Energiebändermodell in Abbildung 4.1.8 zeigt ein Modell von Energiebändern in Polymeren, das zwar vom idealen Modell abweicht, aber grundsätzlich starke Ähnlichkeiten damit aufweist. Die Haftstellen stellen lokale Energieniveaus dar, die durch verschiedene Potentialbarrieren voneinander getrennt sind und innerhalb der „Verbotenen Zone“, wie in Abbildung 4.1.8 dargestellt, stark abnehmen. [50]



$E_{Dif}$  = Differenz des Energieniveaus zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband

$E_F$  = Energieniveau der Fermi-Energie

$E_{Leitungsband}$  = Energieniveau des Leitungsbandes

$E_{Valenzband}$  = Energieniveau des Valenzbandes

Abbildung 4.1.8 Darstellung des Energiebändermodells der Polymere mit Haftstellen und deren Potentialbarrieren, angelehnt an [52]

Auch ist in Abbildung 4.1.8 zu erkennen, dass die Dichte der Haftstellen für Elektronen mit der Annäherung an das Leitungsband zunimmt und die Dichte der Haftstellen für Löcher mit der Annäherung an das Valenzband ebenfalls zunimmt.

Die Freisetzung eines gebundenen Elektrons aus einer Haftstelle und dessen Überführung in das Leitungsband erfordert die Aufwendung einer entsprechenden Energie, deren Höhe von der Art der Haftstelle abhängt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Höhe der erforderlichen Energie unterschiedlich ausfällt, je nachdem, ob es sich um eine tiefe oder eine flache Haftstelle handelt. Dies impliziert, dass elektrische Ladungsträger in tiefen Haftstellen eine längere Verweildauer aufweisen als in flachen Haftstellen. Die elektrische Leitfähigkeit ist unter anderem von der Anzahl der flachen Haftstellen abhängig. Die Bereitstellung elektrischer Ladungsträger für den elektrischen Ladungstransport erfolgt durch flache Haftstellen mit höherer Effizienz als durch tiefe Haftstellen. Bei einer hohen Dichte an flachen Haftstellen in einem Nichtleiter ist eine Wechselwirkung zwischen diesen möglich, sodass ein Elektron durch die benachbarten flachen Haftstellen "tunneln" kann. Dieser Prozess wird als "Hopping" bezeichnet. Tiefe Haftstellen üben keinen nennenswerten Einfluss auf den elektrischen Ladungstransport aus, tragen jedoch zu stabilen elektrischen Raumladungszonen bei. [50]

Ein Elektron kann sich also durch einen Nichtleiter bewegen, indem es sich von einem flachen Haftpunkt zum nächsten bewegt. Dabei muss es eine Potentialbarriere überwinden und tunnelt sich von Haftstelle zu Haftstelle. [53]

Wenn ein elektrisches Feld auf ein Polymer wirkt, ändert sich die Potentialbarriere zwischen den flachen Haftstellen. Dies beeinflusst die Bewegung der elektrischen Ladungsträger und hängt vom Verlauf des elektrischen Feldes ab. [54]

### **4.1.6 Prinzip der Akzeptoren und Donatoren**

Im Rahmen der vorliegenden wissenschaftlichen Untersuchung erfolgt eine Beschreibung des Phänomens der triboelektrischen Akkumulation unter Bezug auf die Konzepte der Akzeptoren und Donatoren.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert, entstehen durch den teilkristallinen Aufbau von Nichtleitern keine Fernordnungen der einzelnen Gitterbausteine, weshalb sich wie in Abbildung 4.1.8 aufgezeigt, kein konstanter Energiebandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband ausbildet. Durch die lokalisierten potenziellen Einfriedungen bilden sich voneinander getrennte Einzelniveaus mit unterschiedlichen Lagen, die einen mittleren energetischen Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband darstellt. [55]

Technische Polymere enthalten Fremdstoffe, wie z. B. oberflächlich adsorbierte Atome und Moleküle sowie Additive. Diese können Elektronen-Donator- bzw. Elektronen-Akzeptor-Zustände hervorrufen. [56]

Der Poole-Frenkel-Mechanismus beschreibt die Bereitstellung von elektrischen Ladungsträgern in Polymeren durch Einwirkung elektrischer Felder. Dabei wirken die Haftstellen in der Nähe des Leitungsbandes als Donatoren und die Haftstellen in der Nähe des Valenzbandes als Akzeptoren. [57]

Durch diesen Prozess entstehen in den Potentialbarrieren verschiedene ionisierbare Zustände innerhalb der „Verbotenen Zone“. Diese Zustände können durch hohe elektrische Felder stark beeinflusst werden, was zu einer Änderung des Potentialverlaufs im Nichtleiter führt. Die energetischen Haftstellentiefen werden durch die hohen elektrischen Felder in Richtung des elektrischen Feldes verringert, wodurch die elektrischen Ladungsträger einer thermischen Freisetzung unterliegen.

Durch diesen Prozess können die sogenannten Donatoren, die sich in der Nähe des Leitungsbandes befinden, Elektronen durch thermisch stimulierte Ionisation in das Leitungsband abgeben. Gleichzeitig können die sogenannten Akzeptoren, die sich in der Nähe des Valenzbandes befinden, durch die thermisch stimulierte Ionisation Elektronen aufnehmen und somit Löcher im Valenzband erzeugen.

Mit dieser Ionisierung lässt sich das Raumladungsverhalten der Polymere erklären.

### 4.1.7 Austrittsarbeit

Die Akkumulation einer dielektrischen Oberfläche setzt die Verfügbarkeit freier elektrischer Ladungsträger aus einer externen Quelle voraus. Dazu ist es erforderlich, die freien elektrischen Ladungsträger aus der Oberfläche einer externen Quelle zu lösen. Dieser Prozess erfordert eine Energie, die als Austrittsarbeit bezeichnet wird. Diese Austrittsarbeit, auch Austrittsenergie oder Austrittspotential genannt, ist ein Begriff aus der Festkörper- und Elektronenphysik.

Die Austrittsarbeit wird üblicherweise in Elektronenvolt ( $eV$ ) angegeben und hängt vom jeweiligen Material ab. Bei Metallen ist sie typischerweise niedrig und liegt im Bereich einiger Elektronenvolt, während sie bei Nichtleitern oder Halbleitern höher sein kann.

Die Austrittsarbeit kann durch verschiedene Faktoren beeinflusst werden, wie beispielsweise die chemische Zusammensetzung des Materials, seine Kristallstruktur, die Oberflächenbeschaffenheit und die Temperatur. Eine geringere Austrittsarbeit bedeutet, dass weniger Energie benötigt wird, um die Elektronen aus dem Material zu lösen. Es ist wichtig zu beachten, dass die Austrittsarbeit nicht nur von der spezifischen Materialzusammensetzung, sondern auch von der Oberflächenbeschaffenheit, der Temperatur und anderen Faktoren abhängt.

### 4.2 Triboelektrische Akkumulation

Triboelektrische Akkumulation entstehen durch den Kontakt von Materialien und werden auch als Kontaktelektrisierungen bezeichnet. Der Begriff „triboelektrisch“ stammt aus dem Griechischen und bedeutet wörtlich „Bernsteinreiben“.

In diesem Abschnitt werden drei Theorien zur Akkumulation von elektrischen Ladungsträgern beim Kontakt von Materialien diskutiert.

Der Begriff Oberflächenkontakt schließt auch die Reibung an Oberflächen ein. Außerdem wird auf die unterschiedlichen Arten der elektrischen Ladungsübertragung eingegangen.

#### 4.2.1 Grundlegende Problematiken bei der Beurteilung von Triboelektrizität

Im Falle der Kontaktierung zweier Materialien und deren darauffolgender Trennung findet ein elektrischer Ladungsfluss zwischen den Materialien statt. Der elektrische Ladungsaustausch resultiert in einer gegensätzlichen Ansammlung elektrischer Ladungen an den Oberflächen der Materialien. Obgleich dieser Prozess als hochkomplex und nach wie vor schwer nachvollziehbar erachtet wird, ist er mit einem elektrischen Ladungsfluss assoziiert.

Bei einer hochgeladenen Oberfläche von etwa  $1 \frac{mC}{m^2}$  kann die Ladungsdichte nur 1 Elektron pro ca. 105 Oberflächenatome erreichen. [58]

Es ist wichtig, die Oberflächenkontamination, den elektrischen Ladungsrückfluss bei der Trennung, den Einfluss der Umgebungsbedingungen und den Materialtransfer von einer Oberfläche zur anderen einzeln zu betrachten, da sie den triboelektrischen Prozess beeinflussen.

Die Ergebnisse der Modellierung sind jedoch immer noch durch den Mangel an soliden theoretischen Ableitungen zur Interpretation des triboelektrischen Prozesses beeinträchtigt. Aus dieser Prämisse wurden Modelle für die Akkumulation von Nichtleitern als elektronische Zustandsbeschreibung entwickelt. [59]

Durch die Anwendung verschiedener chemischer Konzepte konnte bewiesen werden, dass es bei dem Austausch an der Oberfläche der elektrischen Ladungsträger auch zum Austausch von Ionen kommt. Die Bewertung des elektrischen Ladungsaustausches wurde durch den Einsatz von Röntgenphotoelektronenspektroskopie (XPS), Kelvin-Kraft-Mikroskopie (KFM) und konformer Raman-Spektroskopie (CRS) revolutioniert. Deshalb lassen die dargelegten Überlegungen die Schlussfolgerung zu, dass sich stärkere, reibende Kontakte auch in tieferen Schichten bei Polymeren, als leichte und weniger reibende Kontakte auswirken. [60]

Die vorliegende Abhandlung zeigt die Komplexität von Kontaktierungen, Oberflächenphysik und -beschaffenheit sowie elektrischem Ladungsausgleich und damit elektrischer Ladungstrennung verschiedener Materialien auf. Hierfür sind geeignete Modelle wie die elektrische Ladungsinjektionstiefe und andere wichtige Parameter wie die elektrische Oberflächenladungsdichte erforderlich, um Messungen und Bewertungen von triboelektrischen Effekten interpretieren zu können.

Als elektrische Ladungsträger kommen Elektronen, Ionen und Nanomaterialien in Frage, wie es die bisherige Forschung zeigt. [61]

Daraus folgt, dass eine Bewertung der elektrischen Ladungstransportkapazität der drei Medien notwendig ist, um die Klassifizierung von Materialansammlungen zu ermöglichen.

### **4.2.2 Tiefe der elektrischen Ladungsinjektion**

Der triboelektrische Effekt sorgt dafür, dass die elektrische Ladung an der triboelektrischen Grenzfläche dynamisch übertragen, stabilisiert und gehalten wird. Damit die elektrische Ladung gehalten werden kann, muss die triboelektrische Grenzfläche kapazitive Eigenschaften aufweisen. [62], [63]

Die Tiefe, in die elektrische Ladungen eindringen können, wird als elektrische Ladungsinjektionstiefe  $\lambda_T$  bezeichnet.

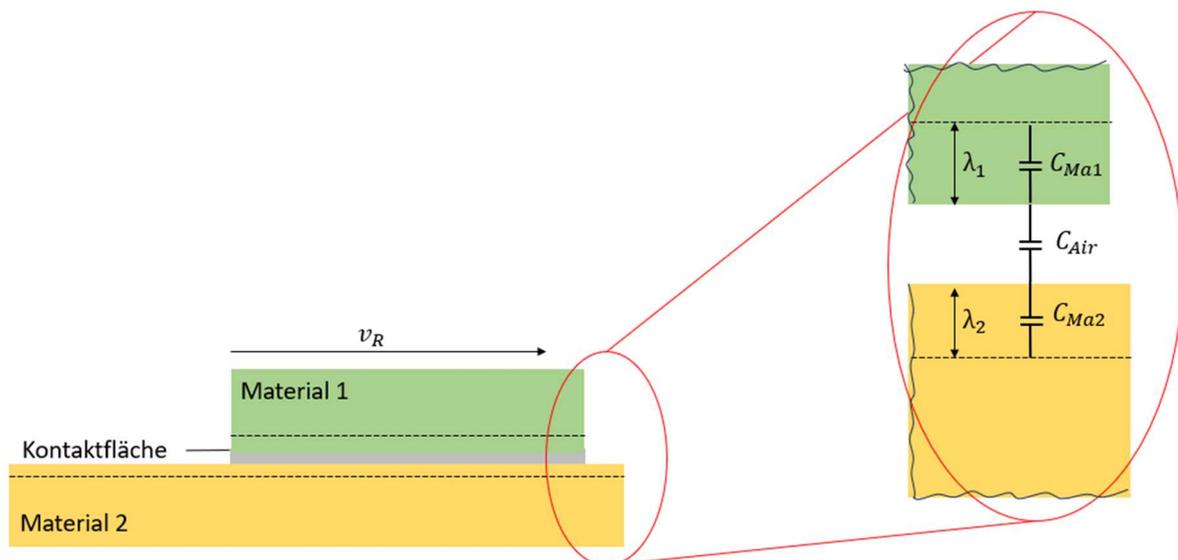
## 4 Elektrostatische Akkumulation

Diese ist ein entscheidender Faktor für die Oberflächenkapazität und somit für die Aufnahme der elektrischen Ladungsmenge. [63], [64]

Die Oberflächenkapazität kann über die elektrische Ladungsinjektionstiefe ermittelt werden [61]:

$$C_{Ob} = \frac{\epsilon_r \cdot S_T}{4\pi\epsilon_0 \cdot \lambda_T} \quad 4.2.1$$

Die in Abbildung 4.2.1 dargestellte Struktur der wechselwirkenden Kapazitäten an den Grenzflächen, welche bei der triboelektrischen Akkumulation zu berücksichtigen ist, zeichnet sich durch eine einfache Darstellungsweise aus.



$C_{Air}$  = Kapazität der Luft zwischen den Oberflächen  
 $C_{Ma1}$  = Oberflächenkapazität des Materials 1  
 $C_{Ma2}$  = Oberflächenkapazität des Materials 2  
 $v_R$  = Reibgeschwindigkeit

Abbildung 4.2.1 Aufbau und Abhängigkeiten der Kapazitäten der einzelnen Materialien und der Luft, angelehnt an [61]

Im Falle eines Kontakts der Materialien, welche die elektrische Ladungstrennung verursachen, ist aufgrund der mikroskopischen Unebenheiten der Materialien stets eine Luftschicht zwischen den Materialien vorhanden. Die Luftschicht wirkt kapazitiv auf die dynamische elektrische Ladungsübertragung, wodurch sich die Tiefe der elektrischen Ladungsinjektion sowie der Rückfluss der elektrischen Ladungsträger beim Trennvorgang beeinflussen lassen. Die Zusammensetzung der Luft ist von entscheidender Bedeutung für die Kapazität der Luft und hat somit einen maßgeblichen Einfluss auf den elektrischen Ladungstransport von einem Material zum anderen.

Wenn die theoretische Tiefe der elektrischen Ladungsinjektion größer ist als die Materialgeometrie, kann die vereinfachte Gleichung 4.2.1 nicht angewendet werden, da sich die elektrische Ladungsverteilung ändert und sich somit über die begrenzte Oberfläche verteilt. In diesem Fall kann die Kapazität mit Gleichung 4.2.2 berechnet werden. [65]

$$C_{Ob} = 4\pi\epsilon_0 d_p \left( \gamma_{Eu} - 0,5 \cdot \ln \frac{r}{d_p} \right) \quad 4.2.2$$

Dabei werden  $\gamma_{Eu}$ , die Eulerkonstante, der Abstand  $r$  zwischen identischen Partikeln und  $d_p$  der Durchmesser der dielektrischen Partikel berücksichtigt.

Somit unterscheidet sich die Bestimmung der Oberflächenkapazität zwischen dielektrischen Partikeln, deren elektrische Ladungsinjektionstiefe durch den Aufbau der Partikelstruktur begrenzt ist, von solchen, bei denen die elektrische Ladungsinjektionstiefe nicht durch den Durchmesser begrenzt ist.

Bei der Betrachtung von dielektrischen Stäuben, welche sich in einer Gasentladungsstrecke befinden, muss ebenfalls die Oberflächenkapazität der dielektrischen Staubpartikel berücksichtigt werden. Diese ist von der Oberfläche und dem Durchmesser der einzelnen dielektrischen Staubpartikel abhängig und schwächt somit die elektrischen Felder in der Gasentladungsstrecke.

### 4.2.3 Elektrische Oberflächenladungsdichte bei Triboelektrische Akkumulation

Die elektrische Oberflächenladungsdichte  $\sigma_e$  (siehe Abschnitt 3.5) wird als Parameter zur Bestimmung der endgültigen elektrischen Ladungshöhe auf beiden Oberflächen benötigt. Sie wird auch für die Analyse anderer Parameter wie der aktuellen elektrischen Flächenleistungsdichte und der elektrischen Volumenenergiedichte verwendet. [66]

Die elektrische Oberflächenladungsdichte ist ein wichtiger Indikator zur Analyse der Oberflächenkapazität und elektrischen Leistung von Werkstoffgrenzflächen. Der Zusammenhang wird in Gleichung 4.2.3 dargestellt. [67]

$$U_{Ob} = f(Q) \cong f(O_{eff} \cdot \sigma_e) \quad 4.2.3$$

Die elektrische Oberflächenspannung ist somit eine Funktion der elektrischen Ladung und näherungsweise auch eine Funktion der wirksamen Oberfläche und der dazugehörigen elektrischen Oberflächenladungsdichte.

Die endgültige elektrische Oberflächenladungsdichte hängt nicht nur von dem induzierten elektrischen Ladungstransfer und dem elektrischen Ladungsrückfluss ab, sondern auch von den Verlusten, die innerhalb der Materialien durch Tribolumineszenz entstehen. [68], [69]

Auch die Kombination der beteiligten Kapazitäten in Abbildung 4.2.1 muss berücksichtigt werden, da sie die dynamischen Prozesse beeinflusst.

### 4.2.4 Theorie des Elektronenaustausches

Wie bereits in Abschnitt 4.1.6 beschrieben, wird bei der Kontaktierung von Metallen angenommen, dass der elektrische Ladungsaustausch durch Elektronenaustausch erfolgt. Es liegt daher nahe, diese Theorie auch auf den Kontakt zwischen Metallen und Polymeren zu übertragen.

Daher muss bei der Betrachtung des Elektronenaustausches die Austrittsarbeit  $W_{Ab}$  berücksichtigt werden, da sie ein wichtiger Faktor zur Beschreibung der thermodynamischen Arbeit ist. Die Bestimmung der Austrittsarbeit wird in Gleichung 4.2.4 beschrieben. Alternativ kann die Austrittsarbeit auch über das elektrostatische Potential  $\phi_{Va}$  in der Nähe der Materialoberfläche bestimmt werden. [70]

$$W_{Ab} = E_{Va} - E_F = -e \cdot \phi_{Va} - E_F \quad 4.2.4$$

Die Austrittsarbeit hängt von der Fermi-Energie und dem elektrostatischen Potential an der Oberfläche des Materials ab. Zur Messung der Austrittsarbeit können die Photoelektronenspektroskopie und die Kelvin-Zisman-Methode verwendet werden. [71]

Das Fermi-Niveau ist eine wichtige Grundlage zur Bestimmung der Austrittsarbeit beim Prinzip des Elektronenaustauschs zwischen Materialien.

Metalle eignen sich besonders gut für die triboelektrische Akkumulation, da für das Prinzip des Elektronenaustauschs freie Elektronen benötigt werden, die den elektrischen Ladungsaustausch durchführen.

Im Falle der triboelektrischen Akkumulation mittels Elektronenaustausch durch den Kontakt von Isolatoren, einschließlich Polymeren, ist eine geeignete und ausführliche Beschreibung des elektrischen Ladungsaustauschs erforderlich, welche in [70] zu finden ist.

### 4.2.5 Theorie des Ionenaustausches

Im weiteren Verlauf wird deutlich, dass das Prinzip des Elektronenaustauschs und das Prinzip des Ionenaustauschs viele Gemeinsamkeiten aufweisen. Es ist daher wichtig, die Unterschiede zwischen diesen Prinzipien aufzuzeigen. Die bisherigen Thesen zum Prinzip des Elektronenaustausches bei der elektrischen Ladungsbildung im Kontakt zwischen Metallen und Kunststoffen sind logisch.

Allerdings wird der elektrische Ladungsaustausch zwischen Kunststoffen durch das Prinzip des Ionenaustausches verständlicher. Es ist jedoch nicht als einziges elektrischer Ladungsaustauschprinzip anzusehen.

Beim Prinzip des Ionenaustausches kann die Oberfläche Ionen mit einer starken elektrischen Ladungspolarität, aber auch Ionen mit einer schwachen Ladungspolarität aufweisen. Durch die Kontaktierung kommt es aufgrund des Ungleichgewichts der Affinitäten verschiedener Ionen zu einem Ladungstransfer bestimmter Ionenarten und somit zu einer Anreicherung an der Oberfläche. [72]

Dieser Zusammenhang ist in der folgenden Gleichung dargestellt: [73]

$$\frac{n_A}{N_{ifG} - n_A} = \exp\left(-\frac{n_A r_{AO} e^2}{\epsilon_0 k_B T}\right) \quad 4.2.5$$

In Gleichung 4.2.5 steht  $N_{ifG}$  für die Anzahl der ionischen funktionellen Gruppen pro Oberfläche,  $n_A$  für die Anionen-Dichte und  $r_{AO}$  für den Abstand zwischen den beiden planaren, entgegengesetzt geladenen Oberflächen. Der Term:

$$\frac{n_A r_{AO} e^2}{\epsilon_0} \quad 4.2.6$$

gibt die elektrostatische freie Energie des Ions an, die als Faktor für den Transfer positiver und negativer Ionen entscheidend ist.

Insbesondere wenn die Ionen an den Grenzflächen zwischen Metall und Polymer dominieren, ist die Eigenschaft der Metalloberfläche trivial.

Es wird angenommen, dass die elektrische Ladung hauptsächlich von den Protonen stammt, die aus dem Wasseranteil der umgebenden Luft dissoziiert wird, die sich zwischen den Kontaktflächen befindet. [74]

Der Ionentransfer bei Metall-Polymer-Kontakten kann auch von der Metallseite her erfolgen. Diese können als Donatoren betrachtet werden, da sie aufgrund ihrer chemischen Eigenschaften Elektronenpaare freisetzen können. Diese können dann entweder an ein Protonenzentrum oder an ein Metallkationenzentrum abgegeben werden.

Die Anzahl der Donatoren spiegelt die Enthalpie wider, die mit der Koordinierungsreaktion zwischen den Metallkationen und den Wiederholungseinheiten des Polymers verbunden ist. [75]

Das Interesse an der Wirkungsweise triboelektrischer Ladungen wurde auch in der Chemie geweckt. Dort wurde experimentell der Nachweis des Ionenaustauschprinzips in Metall-Polymer-Kontakten erbracht. Dies löste die Diskussion aus, welches Austauschprinzip nun den elektrischen Ladungsaustausch dominiert. [60]

Es wird angenommen, dass „mobile Ionen“ bei Kontakt mit anderen Materialien leichter übertragen werden können, da ihre Gegenionen entweder an Polymere gebunden sind und daher nicht übertragen werden können oder Teil eines größeren Moleküls sind, das für eine solche Übertragung weniger beweglich ist. Es wurde auch beobachtet, dass das Vorzeichen der ausgetauschten Ladungen immer mit der Übertragung des „mobilen Ions“ übereinstimmt. Dieses Prinzip wurde in mehreren Studien bestätigt. Die Untersuchung von Polymeren mit kovalent gebundenen Ionen und „mobilen Gegenionen“ könnte den eindeutigen Beweis für das Prinzip des Ionenaustausches der „mobilen Ionen“ liefern. Es gibt immer eine Art von Ionen, die unbeweglich sind und daher nicht übertragen werden können. Daher ist es nicht notwendig, einen Unterschied in der Ionenbeweglichkeit zwischen Kationen und Anionen zu postulieren. [73]

Diese „mobilen Ionen“ werden als „verfügbar“ betrachtet, ähnlich den Oberflächenelektronen bei einem Metall-Metall-Kontakt.

Der Mechanismus der „mobilen Ionen“ kann jedoch nicht auf nicht-ionische Polymere angewendet werden, da diese keine „mobilen Ionen“ enthalten und dennoch einen elektrischen Ladungsaustausch wie Polymere mit „mobilen Ionen“ aufweisen.

McCarty und Whitesides [73] haben eine Hypothese aufgestellt, nach der Hydroxid-Ionen aus dem schnellen Gleichgewicht von Hydroxid- und Hydronium-Ionen in der dünnen Wasserschicht zwischen Polymeren entstehen. Diese Ionen werden bevorzugt an einer Oberfläche adsorbiert, obwohl nicht klar ist, warum einige Polymere eine größere Affinität für Hydroxid-Ionen haben als andere.

Diese Hypothese basiert auf Untersuchungen zum Coulomb-Potential von Polymeren in Verbindung mit dem von Diaz [74] vorgeschlagenen „Wasserbrückenmodell“.

Kürzlich wurde gezeigt, dass eine Akkumulation zwischen nichtionischen Polymeren auch in völliger Abwesenheit von Wasser stattfinden kann.

Weitere Berichte haben gezeigt, dass die Akkumulation im Vakuum zwischen frisch gespaltenen Polymeroberflächen, die nie der Atmosphäre ausgesetzt waren, stattfinden kann. [76], [77]

Diese Beweise schließen jedoch nicht aus, dass der Hydroxid-Ionen-Mechanismus in Gegenwart von Wasser auftritt. Es ist somit klar, dass nicht nur ein Mechanismus an der Akkumulation beteiligt ist.

Brück [78] hat gezeigt, dass die elektrische Akkumulation von Kunststoffen von ihren polaren Gruppen abhängt. Diese Abhängigkeit wird durch Donor-Akzeptor-Wechselwirkungen dieser Gruppen über einen Protonenübergang verursacht. Es wird angenommen, dass die Protonen aus der Dissoziation von adsorbiertem Wasser oder aus den Säuregruppen der Kunststoffoberflächen stammen.

Die Auswertung der Ergebnisse zeigt, dass Kunststoffe mit überwiegend basischen Eigenschaften bevorzugt positiv und Kunststoffe mit sauren Eigenschaften bevorzugt negativ an der Oberfläche akkumulieren. Dabei ist zu beachten, dass die Metalle in der triboelektrische Reihe die gleiche Position einnehmen. Es wird vermutet, dass Ionen anstelle von Elektronen für die Akkumulation verantwortlich sind, da ihre unterschiedlichen elektrischen Austrittsarbeiten ein unterschiedliches elektrisches Akkumulationsverhalten der Metalle erwarten lassen.

Dies erklärt auch, warum sich bei der Kontaktierung zweier Kunststoffe über die Säure-Base-Oberflächeneigenschaften ebenfalls eine Akkumulation an den Oberflächen ausbilden kann. Oberflächen mit sauren Eigenschaften laden sich durch  $H^+$  Abgabe oder  $OH^-$  Bindung negativ auf, während Oberflächen mit basischen Eigenschaften sich durch  $H^+$  Bindung oder  $OH^-$  Abspaltung negativ aufladen. [78]

Versuche haben gezeigt, dass es Unterschiede zwischen den Kunststoffen gibt. Daher kann nicht bei allen Kunststoffen die maximal mögliche elektrische Oberflächenladungsdichte bei trockener Atmosphäre aufgebaut werden. Es wurde auch festgestellt, dass bei höherer relativer Luftfeuchtigkeit eine höhere Anreicherung elektrischer Ladung erzeugt werden kann. [79]

Lee [80] zeigt auf, dass triboelektrische Akkumulation von Kunststoffen sowohl durch Elektronen- als auch durch Ionenübertragung verursacht werden. Es ist jedoch nicht eindeutig zu bestimmen, welches Übertragungsmedium hier dominiert.

Dies hängt vom Werkstoff sowie von den Versuchsbedingungen wie Luftfeuchtigkeit und Temperatur ab.[80]

### **4.2.6 Theorie des Materialaustausches**

Beim starken Reiben und Pressen sollen nicht nur Elektronen und Ionen übertragen werden, sondern es soll auch zum Materialtransfer kommen [60], [81].

Beim Aneinanderreiben von Kunststoffen wurde ein Materialaustausch aus tieferen Schichten festgestellt. Dieser Mechanismus hilft auch zu erklären, warum sich gleiche Polymere akkumulieren können, da die Polymere in den unteren Schichten unter der Oberfläche unterschiedliche Materialzusammensetzungen haben können, die den Materialladungstransport unterstützen. [82]

Durch dynamische Veränderungen an den Oberflächen oder in der triboelektrischen Umgebung kann der Materialtransport und die damit verbundene elektrische Ladungsverschiebung angeregt werden. Einige Materialien neigen dazu, die potenzielle Energie des quantenmechanischen Systems an der Oberfläche zu minimieren, was zu einer Verschiebung des potenziellen Energieminimums führt.

Eine Dehnung kann beispielsweise eine dynamische Änderung verursachen, die die Form der potenziellen Energie in die Nähe eines lokalen Maximums bringt.

Wenn die lokale Energiebarriere dann ein Minimum erreicht, wird die lokale potenzielle Energiebarriere abgebaut und die Materialien, die sich an den nächstgelegenen Stellen mit minimaler potenzieller Energie befanden, wandern in den neuen Bereich dynamischer Energiestabilität. Der Materialtransfer wird durch die dynamischen triboelektrischen Veränderungen der Umgebung ausgelöst. [83]

Diese Erkenntnisse lassen sich auf viele andere Faktoren wie Temperatur, Dichte und normale Belastung ausdehnen, um eine umfassendere Diskussion des Material-Ladungstransfers im triboelektrischen Prozess zu ermöglichen. Der Akkumulationsprozess, der durch die Übertragung von Material ausgelöst wird, kann als Gleichgewicht oder Ungleichgewicht zwischen der treibenden Kraft der Reibung und der Energiebarriere betrachtet werden. Diese Energiebarriere wird in Abhängigkeit von verschiedenen physikalischen Eigenschaften aufgebaut. [61]

Die bisherigen Erkenntnisse ermöglichen den Materialtransfer aufgrund der energetischen Betrachtung. Durch weitere physikalische und chemische Untersuchungen können dann die Materialumsatzmengen bestimmt werden. [84]

Durch weitere Analyse der bisherigen Zusammenhänge bezüglich des Nanomaterialtransfers bei triboelektrischen Effekten können zusätzliche konsistente Beziehungen zwischen der elektrischen Ladesspannung und dem Nanomaterialtransfer ermittelt werden. Diese Beziehungen ermöglichen Rückschlüsse auf die übertragenen elektrischen Ladungsmengen. [85], [86]

Der Nanomaterialtransfer wurde lange Zeit nicht als primärer Mechanismus für den elektrischen Ladungstransport angesehen. Dies liegt daran, dass der Nanomaterialtransfer beim Erstkontakt hoch und bei Folgekontakten deutlich geringer ist. [87]

Es wurde jedoch nachgewiesen, dass beim Zusammenpressen und Trennen von zwei Schichten ein Material- und Ladungstransfer stattfindet, der bisher nicht bekannt war. Bisherige Theorien gingen davon aus, dass sich die Oberfläche bei der Kontaktierung gleichmäßig positiv oder negativ akkumuliert. Dabei macht die elektrische Oberflächenladungsdichte nur eines von zehntausend Oberflächenmolekülen oder weniger aus. [88]

### **4.2.7 Triboelektrische Reihe und deren chemische Struktur**

Im Rahmen der Bewertung der triboelektrischen Reihen ist zunächst zu eruieren, unter welchen Bedingungen die jeweilige triboelektrische Reihe aufgestellt wurde. In einem zweiten Schritt ist zu untersuchen, inwiefern die empirische Aufstellung mit der aufgestellten triboelektrischen Reihe übereinstimmt. Es ist von entscheidender Bedeutung, zu eruieren, ob bei der Aufstellung auch verschiedene Aspekte wie Reiben und Pressen berücksichtigt wurden und welche triboelektrische Energie aufgewendet wurde.

Des Weiteren ist zu eruieren, ob die Kontakte auch unter verschiedenen Umwelteinflüssen wie unterschiedlicher relativer Luftfeuchtigkeit, Luftdruck oder anderen Umwelteinflüssen untersucht wurden.

### 4.2.8 Einflussfaktoren auf die triboelektrische Akkumulationen

Die elektrische Leitfähigkeit der Oberfläche sowie das kapazitive Verhalten der Oberflächen werden durch die relative Luftfeuchtigkeit und den Säuregehalt der Umgebungsluft beeinflusst. Auch die Luft selbst hat Einfluss auf die Übertragung der elektrischen Ladung bei der Akkumulation und Entladung während des Trennvorgangs. [58]

Diese Erkenntnisse ermöglichen beispielsweise den Einsatz von Salzen oder quaternärem Ammonium als elektrische Ladungssteuerungsmittel [60], [89], [90].

Die Säure-Base-Theorie kann somit dazu beitragen, das Verständnis des Einflusses von Umgebungsparametern auf den Prozess der triboelektrischen Akkumulation zu ergänzen [91], [92].

In der Lewis-Klassifikation [73] werden Säuren und Basen eingeordnet. Sie spielen eine besondere Rolle bei der Paarung von Isolatoren als Kontaktmaterialien.

Feuchtigkeit und Azidität müssen bei der Ionenbildung, der Polarität und der chemischen Reaktion ebenfalls berücksichtigt werden. Befindet sich eine hygroskopische Oberfläche während einer triboelektrischen Akkumulation in hoher Luftfeuchtigkeit, so wird vermehrt Wasser oder Salze angezogen, die durch Bildung einer leitenden Schicht das Abfließen der Ladung beeinflussen. [58], [73]

Eine Fest-Flüssig-Grenzfläche bildet sich auf natürliche Weise, nachdem sich Feuchtigkeit und Säure an die ursprüngliche Kontaktfläche angelagert haben [73], [93].

Damit wird eine neue zweiphasige Grenzfläche eingeführt, die sich bei einer triboelektrischen Kontaktierung oder Akkumulation von der Festkörper-Festkörper-Kontaktierung abgrenzt und somit den triboelektrischen Akkumulationsprozess auf unterschiedliche Weise elektrisch beeinflusst. Es gibt einige nützliche Theorien, die zu einer Analyse der „single surface“ führen. [93]

Aus den bisherigen Erkenntnissen lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem Benetzungsverhalten von Oberflächen und dem triboelektrischen Ladungseffekt herstellen.

Die Benetzbarkeit von Oberflächen gibt an, wie gut sich Säure-Base-Gruppen anlagern können und somit die Oberflächeneigenschaften der Kontakt-Partner beeinflussen. Dadurch kann der triboelektrische Ladungstransfer verändert werden. [58], [90]

Es wird angenommen, dass durch die asymmetrische Kontaktierung auch eine unterschiedliche Benetzung stattfindet. Dadurch können sich in Abhängigkeit von den Säure-Base-Eigenschaften asymmetrische Anreicherungsinseln bilden und somit unterschiedliche Prioritätsinseln entstehen.

### 4.3 Akkumulationen mittels externer elektrostatischer (elektrischer) Felder

Um gezielte Untersuchungen an Gasentladungen durchführen zu können, ist es wichtig, elektrostatische Akkumulationen reproduzierbar zu erzeugen. Triboelektrische Akkumulationen erfordern einen hohen Aufwand, da die Kontaktmaterialien kontrolliert aufgeladen werden müssen, um eine definierte Akkumulation zu erzeugen.

Diese soll dann als Energiequelle für eine Gasentladung dienen. In diesem Zusammenhang sollen vor allem Gasentladungen untersucht werden, die zwischen leitenden und nichtleitenden Materialien auftreten. Dazu müssen Kunststoffoberflächen durch äußere elektrische Felder elektrostatisch akkumuliert werden. Dies setzt bestimmte Grundlagen über die Akkumulation von dielektrischen Oberflächen durch äußere elektrostatische (elektrische) Felder voraus, die nachfolgend in diesem Abschnitt beschrieben werden.

#### 4.3.1 Elektrische Ladungsträger in Gasen

Gase weisen im Allgemeinen eine geringe elektrische Leitfähigkeit auf. Unter der Voraussetzung der Anlegung eines elektrischen Feldes einer bestimmten Stärke an ein Gas erfolgt eine Erhöhung der Leitfähigkeit des Gases bis hin zur Bildung eines Plasmas. Das Prinzip der elektrischen Ladungstransport durch eine Gasstrecke findet Anwendung in der Akkumulation von dielektrischen Oberflächen. Ein Beispiel hierfür ist die Coronaentladung, bei der elektrische Ladungsträger auf eine dielektrische Oberfläche aufgebracht werden, um diese elektrostatisch zu akkumulieren.

Durch Anlegen einer Spannung zwischen zwei Elektroden in einem Gasfeld entsteht ein elektrisches Feld, das Kräfte auf die Gasatome/Gasmoleküle ausübt.

Diese Kräfte können zu einer Ionisation führen, bei der Elektronen von den Gasatomen abgespalten werden und somit positive Ionen sowie Elektronen entstehen.

Diese elektrischen Ladungsträger bewegen sich je nach ihrer Polarität entweder zur positiven oder zur negativen Elektrode.

Es ist möglich, Elektronen an neutrale Moleküle anzulagern, negative Ionen zu neutralisieren, die Rekombination entgegengesetzter neutraler Moleküle, die Emission von Elektronenoberflächen und die Sekundäremission von der Coronakathode auszulösen. [94]

In einem von außen angelegtem elektrischem Feld werden Elektronen beschleunigt und stoßen unelastisch mit den in den Gasatomen oder Gasmolekülen gebundenen Elektronen zusammen. Dabei nehmen die freien Elektronen immer mehr Energie auf. Wenn die angesammelte Energie ausreicht, kommt es beim nächsten Stoß zu einem elastischen Zusammenstoß. Das getroffene gebundene Elektron wird aus dem Gasatom/Gasmolekül gelöst und es entsteht ein weiteres freies Elektron und ein positives Ion.

Dieser Mechanismus, die Elektronenionisation, ist der wichtigste Prozess der elektrischen Ladungsbildung im gasförmigen Medium [94].

In Gasen befindet sich aufgrund äußerer Einflüsse immer eine gewisse Anzahl freier Elektronen, die durch die Kraft des elektrischen Feldes beschleunigt werden. Die Beschleunigung nimmt mit steigender Spannung zu, wodurch sich die Kraft auf die Elektronen erhöht.

Durch die beschleunigte Bewegung der Elektronen kommt es zu Zusammenstößen mit neutralen Gasatomen/Gasmolekülen. Dieser Vorgang wird in der Literatur auch als selbstständige Gasentladung beschrieben. Es wird zwischen elastischen und unelastischen Stößen unterschieden. Bei elastischen Stößen absorbieren die Elektronen die freiwerdende kinetische Energie und ändern ihre mittlere Bewegungsgeschwindigkeit. Bei unelastischen Stößen gibt das Elektron seine gesamte kinetische Energie an das Gasatom/Gasmolekül ab und die daraus resultierende Energie regt zur Ionisation an. Ab einer bestimmten Höhe der Ionisationsenergie kommt es zur vollständigen Ablösung eines Elektrons aus einem kernfernen Orbital.

Wenn bei der Kollision jedoch eine Ionisationsenergie übertragen wird, die nicht ausreicht, um das kollidierte Elektron aus dem Orbital des Gasatoms/Gasmoleküls zu lösen, wird das Gasatom/Gasmolekül in einen anderen Resonanzenergiezustand versetzt. Das bedeutet, dass es ein höheres Energieniveau einnimmt, aber nach außen hin elektrisch neutral bleibt.

Das angeregte Gasatom/Gasmolekül kann, abhängig von der aufgenommenen Resonanzenergie, in zwei Zuständen verweilen. Im Zustand mit geringerem Resonanzenergielevel kehrt das Gasatom/Gasmolekül nach etwa  $10^{-1}$  bis  $10^{-7}$  Sekunden in seinen Grundzustand zurück. Erreicht ein Gasatom/Gasmolekül nach einem unelastischen Stoß ein höheres Resonanzenergielevel, so verbleibt es für eine längere Zeit in diesem Zustand. Diese Zustände werden als metastabil bezeichnet und sind für Gasentladungen von Bedeutung. Wenn sich ein Gasatom/Gasmolekül in einem metastabilen Zustand befindet und erneut mit einem beschleunigten freien Elektron zusammenstößt, verringert sich die Energie, die für die Ionisation benötigt wird. Es ist auch möglich, dass zwei metastabile Gasatome/Gasmoleküle zufällig aufeinandertreffen. Die Stoßenergie und die angereicherte Energie des metastabilen Zustandes können ausreichen, um aus den beiden Gasatomen/Gasmolekülen ein positives Ion, ein freies Elektron und ein neutrales Gasatom/Gasmolekül zu erzeugen. Auch metastabile Gasatome/Gasmoleküle können somit zur Gesamtionisation beitragen. [95]

Kehrt ein Gasatom/Gasmolekül aus dem angeregten Resonanzenergielevel in den Normalzustand zurück, wird dabei ein Strahlungsquant erzeugt [96].

Das dabei entstehende Photon besitzt eine Energie mit der Frequenz  $f_{pho}$ :

$$W_{pho} = h_P \cdot f_{pho} \quad 4.3.1$$

Im Falle einer Zufuhr von Energie an ein Elektron in einem Gasatom bzw. einem Gasmolekül, ist ein Übergang in ein höheres diskretes Energieniveau möglich. Dies bedingt einen Wechsel auf ein höheres Orbital. In der Fachliteratur finden sich Tabellen, welche die Anregungsenergie  $W_A$  für einen Orbitalwechsel für ausgewählte Gase und Dämpfe angeben.

Bei Zufuhr einer zusätzlichen Energiequantelung erreicht das Elektron die Ionisationsenergie und kann die Elektronenhülle des Gasatoms bzw. des Gasmoleküls verlassen, da die Wechselwirkungskräfte zu diesem Zeitpunkt nicht mehr ausreichen. In der Fachliteratur finden sich darüber hinaus Tabellen, welche die Ionisationsenergien  $W_I$  verschiedener Gase und Dämpfe aufführen. [97]

Durch die Abspaltung des Elektrons vom Gasatom oder Gasmolekül entstehen zwei elektrische Ladungsträger: das freie Elektron und das verbleibende Gasatom/ Gasmolekül, das als positives Ion betrachtet werden kann.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron sein Gasatom/Gasmolekül durch Energiezufuhr vollständig verlässt, erhöht sich, wenn sich das Gasatom/Gasmolekül bereits in einem metastabilen Zustand befindet.

Das bei der Ionisation freigesetzte Elektron kann unter Zufuhr von externer Energie zur Ionisation weiterer Gasatome/Gasmoleküle beitragen. Diese können sich dann lawinenartig ausbreiten.

Diese Energie kann dem Elektron auf verschiedene Weisen zugeführt werden. Die Zufuhr kann durch Strahlung, Temperatur oder Zusammenstöße mit anderen Elektronen erfolgen.

Bei der Energieübertragung durch Kollisionen müssen die aufprallenden Elektronen ausreichend kinetische Energie besitzen. Diese kann beispielsweise durch ein äußeres elektrisches Feld oder durch die thermische Bewegung von Gasatomen oder Gasmolekülen bei hohen Temperaturen erzeugt werden.

Ein Gasatom/Gasmolekül kann durch Bestrahlung ionisiert werden. Die übertragene Energie hängt von der Strahlungsfrequenz  $f_{St}$  des Photons ab und wird berechnet mit:

$$W_{Io} = h_p \cdot f_{St} \quad 4.3.2$$

Wobei das Planck'sche Wirkungsquantum  $h$  den Wert  $6,626 \cdot 10^{-34} J_s$  besitzt.

Damit sich ein Elektron vollständig lösen kann und somit eine Ionisation des Gasatoms/Gasmoleküls erfolgt, muss eine Mindestenergie vorhanden sein. Die Ionisationsenergie lässt sich wie folgt bestimmen:

$$W_I \leq h_p \cdot f_{St} \quad 4.3.3$$

Die Wellenlänge setzt sich zusammen aus:

$$\lambda_W = \frac{c}{f_{St}} \quad 4.3.4$$

Die benötigte maximale Wellenlänge kann nun ermittelt werden, wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit mit dem Wert  $299792458 \frac{m}{s}$  darstellt.

$$\lambda_W \leq \frac{c \cdot h_p}{W_I} \quad 4.3.5$$

Die einfallenden Lichtquanten können vollständig von den Gasatomen/Gasmolekülen absorbiert werden. Dadurch werden die Gasatome/Gasmoleküle angeregt und können, falls sie sich bereits in einem metastabilen Zustand befanden, in den ionisierten Zustand übergehen. Wenn die Lichtquanten von sehr kurzwelliger Strahlung stammen, wie z.B. Röntgenstrahlung oder kosmischer Strahlung, kann es vorkommen, dass das Lichtquant nicht vollständig absorbiert wird. Die Restenergie wird entweder als Lichtquant mit geringerer Energie, aber größerer Wellenlänge emittiert oder das betroffene Elektron erhält eine höhere Geschwindigkeit. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes mit einem anderen Elektron, was wiederum eine Ionisation auslösen kann. [55]

In einem geschlossenen Gasraum nimmt die Anzahl der elektrischen Ladungsträger durch den Ionisationsprozess ständig zu. Allerdings wirken hier Anlagerungs- und Rekombinationsmechanismen der Erzeugung von elektrischen Ladungsträgern entgegen, wodurch die Anzahl der freien elektrischen Ladungsträger begrenzt oder reduziert wird. [97]

Negative Ionen entstehen durch die Anlagerung von Elektronen an Gasatomen oder Gasmolekülen in elektronegativen Gasen wie beispielsweise Sauerstoff. Dabei wird die Bindungsenergie, auch als Elektronenaffinität bezeichnet, freigesetzt. [98]

Bei Kollisionen freier Elektronen mit Gasatomen/Gasmolekülen kommt es zur Anlagerung, wenn die kinetische Energie des Elektrons kleiner oder gleich der Elektronenaffinität des Gasatoms/Gasmoleküls ist. In Medien mit geringer Elektronenaffinität, wie zum Beispiel Sauerstoff, ist die Anlagerung für langsame Elektronen, die bei früheren Kollisionen einen Teil ihrer thermischen Eigenbewegung verloren haben, sehr wahrscheinlich. Bei höherem Gasdruck treten Kollisionen häufiger auf. Dadurch werden die Elektronen öfter abgebremst und somit auch häufiger angelagert. [55]

Rekombinationen treten bei Zusammenstößen von elektrischen Ladungsträgern unterschiedlicher Polarität auf und führen zur Bildung von neutralen Gasatomen/Gasmolekülen. Die Rekombination kann bei Zusammenstößen zwischen Elektronen, positiven Ionen und negativen Ionen auftreten. Zum Beispiel kann es bei der Kollision eines positiven Ions mit einem negativen Ion zum Austausch von Elektronen kommen, wodurch sich beide Ionen elektrisch neutralisieren.

Wenn ein gasförmiges Medium einem elektrischen Feld ausgesetzt wird, kann es je nach den Eigenschaften des Elektrodensystems, der Art und den Zustandsparametern des gasförmigen Mediums sowie der Stärke, Polarität und Frequenz des elektrischen Feldes ionisiert werden. Dazu gehören Elektronenstöße, die eine Stoßionisation auslösen, die Photoionisation durch Einwirkung von Photonen und deren Energien, aber auch die thermische Ionisation, die durch Coronaentladung hervorgerufen wird.

Die Intensität wird durch den Townsend-Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{T0}$  beschrieben, welcher die Anzahl der Ionisationsvorgänge angibt, die ein einzelnes Elektron über eine Einheitslänge erzeugt [99].

Es ist auch möglich, dass sich Elektronen aus negativ geladenen Ionen lösen und zu freien Elektronen werden. Diese werden dann durch das elektrische Feld beschleunigt.

Der Ablösungsprozess kann durch einen Ablösungskoeffizienten oder eine Ablösungsfrequenz beschrieben werden. Diese hängen von der Iontemperatur und dem reduzierten Feld ab. [100]

### 4.3.2 Natürliche Ionisation

Ionisationsvorgänge in der atmosphärischen Luft können auch ohne Einwirkung hoher Temperaturen oder elektrischer Felder entstehen. Die sogenannte natürliche Ionisierung der atmosphärischen Luft kann beispielsweise durch Teilchenstrahlung, wie  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung, hervorgerufen werden. Diese Strahlung ist fast überall vorhanden, da sie aus Zerfallsprozessen in der Erdkruste stammt. Aufgrund ihrer geringen Durchdringungsfähigkeit sind sie in dickwandigen Metallbehältern nicht wirksam. [101]

Ionisation kann auch durch Nullfeldbedingungen angeregt werden. In der Luft sind immer elektrische Ladungsträger vorhanden, wodurch kosmische Strahlung und radioaktive Stoffe in der Erde und Atmosphäre diese zur Ionisation anregen können. [102]

Da bei diesem Prozess freie Elektronen und positive Ionen gebildet werden, die sich jedoch normalerweise im Gleichgewicht befinden, wird dieser Prozess als Hintergrundionisation bezeichnet. Dadurch entstehen ständig etwa  $10^3$  Ionenpaare  $\frac{1}{\text{cm}^3}$ . [103]

Elektromagnetische Strahlungen sowie kurzwellige Ultraviolett-Strahlungen und  $\gamma$ -Strahlungen aus radioaktiven Quellen können Ionisationsprozesse in der atmosphärischen Luft auslösen.

Die Sonnenstrahlung als ultraviolette Strahlung scheidet als natürlicher Auslöser von Ionisation aus, da kurzwellige Ultraviolett-Strahlungen in den oberen Atmosphärenschichten der Erde absorbiert werden. [97]

Kosmische Höhenstrahlungen können Ionisationsprozesse in der Atmosphäre auslösen, da sie aus Protonen,  $\alpha$ -Teilchen und schweren Atomkernen bestehen. Diese Teilchen werden durch Magnetfelder im Weltraum bewegt. Beim Eintritt in die Atmosphäre werden die niederenergetischen Teile des Strahlenspektrums absorbiert. Die hochenergetischen Teilchen, die den größten Teil ausmachen, treffen dann auf die Luftmoleküle. Beim Zerfall der dabei entstehenden Myonen werden Ionisationsprozesse ausgelöst. Der hochenergetische Anteil der kosmischen Höhenstrahlung kann auch in dickwandigen Behältern Ionisation auslösen. [104]

Somit sind in der atmosphärischen Luft stets freie elektrische Ladungsträger in Form von freien Elektronen und positiven Ionen vorhanden.

### 4.3.3 Bewegungsmechanismen von Gasmolekülen

Bei der Bewegung der Gasmoleküle werden zwei Arten unterschieden. Die ungeordnete thermische Eigenbewegung wird als ungerichtete Bewegung bezeichnet. Daneben gibt es gerichtete Bewegungen, die unter dem Einfluss elektrischer Felder entlang der elektrischen Feldlinien oder aufgrund von Diffusionen auftreten.

Bei ungerichteten, d.h. thermisch chaotischen Bewegungen kann es bei Kollisionen mit anderen Gasteilchen zur Ionisation kommen, wenn die kinetische Energie des Gasmoleküls größer ist als die Ionisationsenergie des Mediums. Die Anzahl der Kollisionen zwischen den Gasteilchen und damit die Ionisation nimmt mit steigender Temperatur zu. Daher nimmt auch die Ionisationsfähigkeit eines Mediums mit der Temperatur zu. Diese Art der Ionisation wird als Temperaturionisation bezeichnet.

Aufgrund der Elektronenaffinität der Luftmoleküle sind kaum freie Elektronen vorhanden. Der elektrische Ladungstransport erfolgt über die Bewegung der Gasionen. Bei Anlegen eines elektrischen Feldes werden die Gasionen durch die Coulombkraft aufgrund ihrer jeweiligen Polarität in die entsprechenden Richtungen bewegt.

Unterhalb der Einsatzfeldstärke von autonomen Gasentladungen sind fast alle freien Elektronen gebunden. Daher erfolgt der elektrische Ladungstransport hauptsächlich durch positive und negative Ionen. [97]

Es ist zu berücksichtigen, dass ein Ladungsträger in Gasen zwischen den Kollisionen nur einen kurzen Weg zurücklegt und daher kaum beschleunigt wird. Bei einer elektrischen Feldstärke unterhalb der Einsatzfeldstärke einer Gasentladung findet zwar eine Bewegung der elektrischen Ladungsträger statt, jedoch bleibt die Beschleunigung dieser Ladungen in einem Bereich, in dem sie bei Kollisionen nur in eine undefinierte Richtung abprallen. Dadurch findet eine ungezielte thermische Bewegung statt. Das bedeutet, dass sich die elektrischen Ladungsträger unterhalb der Einsatzfeldstärke auf einer Zickzackbahn zwischen den Elektroden bewegen.

Die Stromdichte  $J$  in einem Gas hängt von der Bewegung sowohl der positiven als auch der negativen Ionen im elektrischen Feld ab: [98]

$$J = e \cdot (n_{I+} \cdot b_{I+} + n_{I-} \cdot b_{I-}) \cdot E \quad 4.3.6$$

Die Ionen können auch zusammen gefasst werden: [55]

$$k_{VG} = e \cdot (n_{I+} \cdot b_{I+} + n_{I-} \cdot b_{I-}) \quad 4.3.7$$

Im gasförmigen Medium befinden sich Atome und Moleküle wie  $O_2$ ,  $CO_2$  und  $H_2O$ , die Elektronen aufnehmen und dadurch stabile Ionen bilden können. Dieser Mechanismus wird als Elektronenanlagerung bezeichnet und führt zur Entstehung von negativen Ionen. Dieser Anlagerungsprozess gilt als wichtiger Mechanismus für den Verlust freier Elektronen in elektronegativen Gasmedien. Der Geschwindigkeitsfaktor der Anlagerung kann dabei bestimmt werden. Dieser ist ebenfalls stark feldabhängig. [99]

Wenn im gasförmigen Medium hauptsächlich freie Elektronen und positive Ionen vorhanden sind, kommt es oft zu Zusammenstößen zwischen ihnen und zur Rekombination bei ausreichender Energie. Die dabei freigesetzte Energie kann zu Strahlungs-, Dissoziations- und Dreikörperreaktionen führen. [94]

Die Rekombination reduziert die Anzahl der freien Elektronen und positiven Ionen. Sie kann durch einen Rekombinationskoeffizienten  $\beta_i$  beschrieben werden, der sich unter normalen Luftbedingungen auf etwa  $5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$  einstellt. [100]

In negativen gasförmigen Medien können auch Rekombinationen zwischen positiven und negativen Ionen auftreten.

Bei niedrigem Druck erfolgt die Rekombination durch Zweikörper-Kollisionen, während sie bei mittlerem und hohem Druck durch Dreikörper-Kollisionen stattfindet. Bei atmosphärischem Druck wird der Ionen-Ionen-Rekombinationskoeffizient  $\beta_{ii}$  als Funktion der Iontemperatur definiert. [100]

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes an eine Gasstrecke werden die geladenen Gasmoleküle in ihrer Bewegungsrichtung beschleunigt. Diese gerichtete Bewegung wird als Drift bezeichnet und kann durch eine mittlere Geschwindigkeit beschrieben werden.

Die Geschwindigkeit hängt von der Beschleunigungskraft des elektrischen Feldes, der Masse der beteiligten geladenen Gasmoleküle und den Gasparametern ab.

Dabei beschreibt die Mobilität das Verhältnis zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem wirkenden elektrischen Feld und wird zur Charakterisierung des elektrischen Ladungstransports verwendet. In den meisten gasförmigen Medien hängt die Beweglichkeit somit vom wirkenden elektrischen Feld als Antriebskraft ab. Für den Elektronentransport in den gebräuchlichsten Gasmedien, einschließlich Luft, gibt es mehrere empirische Beziehungen, die die Beweglichkeit und die mittlere Geschwindigkeit der elektrischen Ladungsträger beschreiben. Dabei wird angenommen, dass eine konstante Mobilität über einen weiten Bereich der reduzierten elektrischen Feldstärke wirkt. [100]

Bei räumlich ungleichmäßig verteilten beweglichen elektrischen Ladungsträgern findet ein Transport von Ladungsträgern von Regionen hoher Konzentration zu Regionen niedriger Konzentration statt, um den Konzentrationsgradienten zu minimieren. [94]

Der Mechanismus des Ladungstransports wird als Diffusion bezeichnet und kann durch den Diffusionskoeffizienten  $D_K$  dargestellt werden. Gängige Verhältnisse sind in der Fachliteratur angegeben. [100]

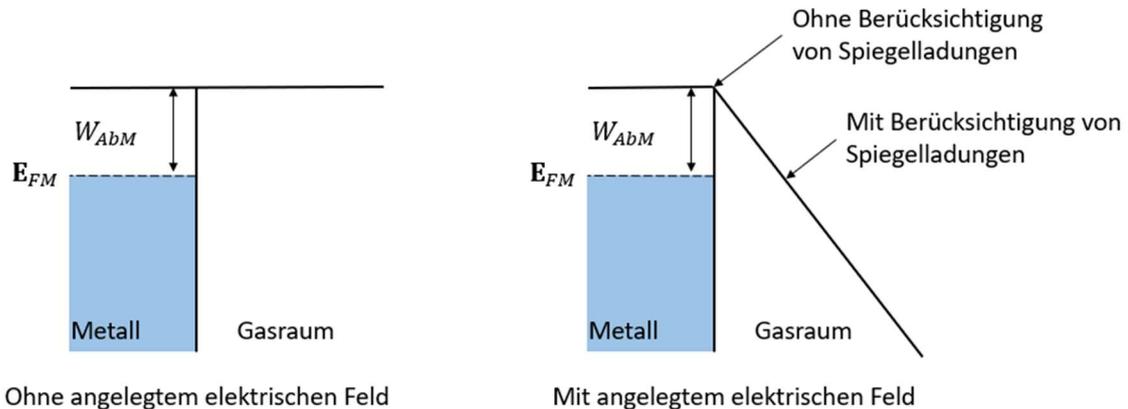
### 4.3.4 Injektion von elektrischen Ladungen in Gase durch Feldemission

Die Bereitstellung freier Elektronen durch Feldemission aus Elektroden stellt eine notwendige Voraussetzung für die Beeinflussung elektrostatischer Akkumulationen auf dielektrischen Oberflächen dar, welche im Rahmen der vorliegenden Forschungsarbeit angewendet wurde. In der Konsequenz gelangen die emittierten Elektronen in die Atmosphäre.

Durch die Beaufschlagung der Elektrode mit einer elektrischen Spannung erfolgt eine Emittierung von elektrischen Ladungsträgern über die Oberfläche der Elektrode in die Luft. Für die Realisierung dieses Prozesses ist eine gewisse Austrittsarbeit erforderlich.

Beim Anlegen einer elektrischen Spannung an eine metallische Elektrode entsteht ein elektrisches Feld. Unter Berücksichtigung von Spiegel-Ladungen kann die Potentialgrenze zwischen Elektrode und Gasraum so weit abgesenkt werden, dass Elektronen durch Tunnelprozesse von der Elektrode in den Gasraum gelangen. [105]

Dies ist in Abbildung 4.3.1 dargestellt.



$E_{FM}$  = Energieniveau der Fermi-Energie des Metalls

$W_{AbM}$  = Austrittsarbeit des Metalls

Abbildung 4.3.1 Abhängigkeit der Austrittsarbeit bei der Feldemission, angelehnt an [97]

Der Tunnelprozess beginnt bereits bei einer Feldstärke von  $|E| > 1 \frac{MV}{cm}$  auf einer glatten metallischen Elektrodenoberfläche. Bei Rauigkeiten oder Geometrieänderungen, wie z.B. Krümmungen, an der Elektrode reduziert sich dieser Prozess. [105]

### 4.3.5 Corona-Entladung, physikalische Grundlagen

In der heutigen Praxis werden zur elektrostatischen Akkumulation von Probenoberflächen Coronaentladungen eingesetzt. Diese erzeugen ein elektrisches Feld in der Umgebungsluft der Probenoberflächen, an dem sich elektrische Ladungsträger anlagern können. Dies führt dann zu einer elektrostatischen Akkumulation auf der dielektrischen Oberfläche der Probenmaterialien, insbesondere bei Isolatoren.

Die Coronaentladung ist eine vorteilhafte Gasentladung für die elektrostatische Akkumulation, da sie selbständig abläuft und in einem weiten Gasdruckbereich einsetzbar ist [106].

Bei der Coronaentladung wird zwischen Anoden- und Kathodencorona unterschieden, je nach Polarität der an den Elektroden anliegenden elektrischen Spannung. Es handelt sich um eine autonome Gasentladung, die keine externe Ionisationsquelle benötigt. Die Entladung tritt innerhalb einer Entladungsstrecke auf, die durch bestimmte inhomogene elektrische Felder hervorgerufen wird.

Die auftretende Entladungsform wird hauptsächlich durch die Form der Elektroden und den Krümmungsradius, die Gaskonfiguration und die an den Elektroden anliegende Spannung bestimmt. Beim Anlegen einer Gleichspannung an die Elektroden können sowohl stationäre als auch intermittierende, pulsierende Entladungsformen auftreten.

Die Coronaentladung unterscheidet sich z. B. von anderen selbständigen Gasentladungsformen dadurch ab, dass ihre Stromstärke nicht vom Widerstand des äußeren Stromkreises, sondern von der elektrischen Leitfähigkeit der äußeren Akkumulationszone abhängt. [107]

Im vorherigen Abschnitt wurde die Ionisation von Gasmolekülen diskutiert, wobei der Schwerpunkt auf der Stoßionisation lag. Diese bildet die Grundlage für die hier behandelten Coronaentladungen. Eine Coronaentladung führt dazu, dass Ionen von der erzeugenden Elektrode auf die Oberfläche des Probenmaterials beschleunigt werden, sich dort anlagern und eine elektrostatische Akkumulation aufbauen können.

Wie bereits in Abschnitt 4.2 diskutiert, sind bei triboelektrischen Akkumulationen nicht nur Elektronen als elektrische Ladungsträger beteiligt, sondern auch Ionen und sogar Nanopartikel wurden nachgewiesen. Die Coronaentladung stellt somit eine effektive Quelle zur elektrischen Akkumulation von dielektrischen Oberflächen dar.

Das Coronafeld erzeugt eine lawinenartige Ionisation. Dabei entstehen positive und negative Ionen sowie freie Elektronen. Diese können neutrale Gasatome/Gasmoleküle anstoßen und dabei Stoßenergie freisetzen. Diese Energie kann ausreichen, um aus den angestoßenen Teilchen Ionen zu bilden oder sie werden, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, zu Schwingungen angeregt.

Die positiven und negativen elektrischen Ladungsträger wandern angetrieben durch das elektrische Feld zur jeweils polaren Elektrode.

Wenn die elektrischen Ladungsträger in den Bereich der Gegenelektrode mit dem schwächeren elektrischen Feld, in die sogenannte Driftzone, gelangen, kommt die Ionisation dort zum Stillstand. Es kommt also nicht zu einem vollständigen Durchschlag in dem Gasbereich oder in die Isolationsstrecke. Wird jedoch die elektrische Spannung an der Coronelektrode erhöht, kann die Driftzone so weit verkleinert werden, dass sich die Ionisation bis zur Gegenelektrode ausbreitet und somit ein vollständiger Durchschlag erfolgt. Die Mobilität nimmt somit mit zunehmendem elektrischem Feld zu.

Eine Entladung kann nur dann selbsttätig ablaufen, wenn die Gesamtzahl der positiven Ionen, die von einem aus der Kathode austretenden Elektron auf dem Weg zur Anode erzeugt werden, ausreicht, um an der Kathode wieder ein Elektron auszulösen [108].

An der negativen Coronelektrode entstehen entweder durch die an der Grenzfläche vorhandenen freien Elektronen oder durch Emissionen freigesetzte Elektronen negative Ionen. Diese bewegen sich angetrieben durch das elektrische Feld zur Gegenelektrode und können sich dort an der Oberfläche anlagern. Je nach Höhe des elektrischen Coronafeldes entstehen verschiedene Arten von Coronaentladungen wie Brust-Impulse, Streamer-Corona, kontinuierliches Glimmen oder Trichtel-Impulse. [109]

Durch die Coronaentladung werden chemische Reaktionen ausgelöst, die eine bestimmte Aktivierungsenergie benötigen. Diese Energie wird durch die fortschreitende Gasentladung bereitgestellt, da dabei freie Elektronen und Ionen erzeugt werden. Auch elastische Stöße von Gasatomen/ Gasmolekülen setzen Energie frei. Chemische Reaktionen führen dann auch bei niedrigen Gastemperaturen zur Bildung von Ozon oder Stickoxiden in der Luft. [110]

Bei einer negativen Coronaentladung entstehen  $O^-$ ,  $O_3^-$ ,  $CO_3^-$  und  $NO_2^-$ - Ionen, die stark vom Luftdruck abhängen. Bei atmosphärischem Druck dominieren  $O_3^-$  -Ionen, die bei höherer Luftfeuchtigkeit teilweise als  $(H_2O)_n$  und  $CO_3$ -Ionen hydratisiert werden [111].

Bei einer positiven Coronaentladung in der atmosphärischen Luft entstehen bevorzugt hydratisierte Ionen in Form von  $(H_2O)_n$  und  $H^+$ -Ionen. Die Variable  $n$  steht für eine ganze Zahl, die mit der Luftfeuchtigkeit zunimmt.

Bei sehr niedriger Luftfeuchtigkeit treten bevorzugt  $(H_2O)_n - NO^+$  und  $(H_2O)_n - NO_2^+$ - Ionen auf, die nicht hydratisiert sind. [109], [112], [113]

Durch Coronaentladungen können in der Luft Ionisationsprozesse ausgelöst werden, bei denen freie Elektronen und positive sowie negative Ionen entstehen. Wenn diese elektrischen Ladungen in ein Materialvolumen injiziert werden können, kann die dielektrische Oberfläche des Materials elektrostatisch akkumuliert werden. Diese Art der Akkumulation wird in diesem Abschnitt weiter diskutiert. Es ist zu beachten, dass einige Grundlagen der elektrischen Akkumulation bereits im Abschnitt 4.2 Triboelektrische Akkumulation formal erläutert wurden und häufig verwendet werden.

Bei der Ionisation des Gases durch eine Coronaentladung tritt in der Regel eine Glimmentladung auf. Diese ist in der Nähe der gekrümmten Elektrode am stärksten ausgeprägt, da dort das elektrische Feld am inhomogensten ist.

Dieser Bereich wird auch als Coronahaut bezeichnet. Außerhalb dieses aktiven Bereichs kommt es zu unelastischen Stößen zwischen Elektronen und Gasatomen oder Gasmolekülen, da das elektrische Feld immer schwächer wird [107].

Bei den stationären Formen der Coronaentladungen treten sowohl positives als auch negatives Glimmen auf. Diese werden im Allgemeinen bei Entladungsvorgängen mit Ionisation und Anregung in kleinen Bereichen hoher elektrischer Feldstärken und damit in der Nähe der Elektroden beobachtet. In den größeren Bereichen der Gasentladungsstrecken, wo die elektrische Feldstärke geringer ist, tritt hauptsächlich eine unipolare elektrische Ladungsdrift von der Coronelektrode zur Gegenelektrode auf. Bei der Bildung negativer Ionen durch Elektronenanlagerung entsteht lediglich eine stationäre negative Corona. [106], [107]

Coronaentladungen treten nur in einem begrenzten Bereich der elektrischen Feldstärke auf. Wenn die Elektrodenspannung kontinuierlich von Null erhöht wird, entsteht zunächst eine stromschwache Dunkelentladung, die von der Restionisation abhängt. Bei weiterer elektrischer Spannungserhöhung wird die elektrische Einsatzzspannung erreicht, bei der ein merklicher elektrischer Stromfluss auftritt. Dieser elektrische Stromfluss nimmt dann mit steigender elektrischer Spannung zu. Ab einer bestimmten elektrischen Stromstärke bildet sich in unmittelbarer Nähe der Elektrode ein Leuchten der Gasmoleküle, die sogenannte Corona.

Mit steigender elektrischer Elektrodenspannung steigt auch die elektrische Stromstärke an, was zu einer Zunahme der Leuchtintensität der Corona führt. Ab einer bestimmten elektrischen Elektrodenspannung geht die Coronaentladung dann in eine Funkenentladung über. [106], [107], [108]

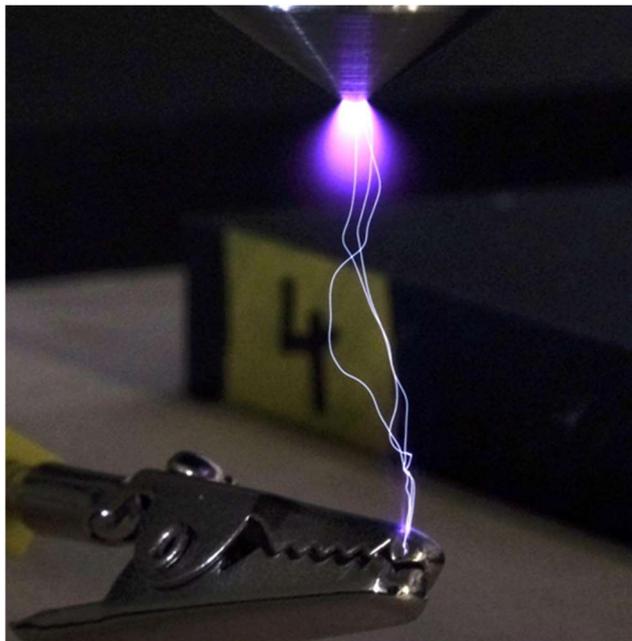


Abbildung 4.3.2 Übergang von der Corona zur Funkenentladung (Vorentladung)

Das in Abbildung 4.3.2 dargestellte Beispiel veranschaulicht den Übergang von einer Corona- zu einer Funkenentladung.

Solche Entladungen können als Bündel mit stark verzweigten dünnen Kanälen in den Entladungsraum eindringen und schnell erlöschen, da sie im Entladungsraum enden. Bei sehr hohen elektrischen Zündspannungen entstehen Funkenentladungen, die zunächst als Einzelfunken überspringen.

Danach erfolgt eine schnelle Funkenfolge, die in eine Reihe ununterbrochen aufeinander folgenden Funken übergeht, die in einem stationären Kanal als Bogensäule überspringen. Beim Durchschlagen des Funkenkanals durch die Entladungsstrecke wird der elektrische Widerstand sehr gering, was zu einem elektrischen Stromanstieg führt. Dies führt zum Zusammenbruch der elektrischen Spannung im Funkenkanal. Dadurch wird der Funkenkanal unterbrochen. Sobald sich die elektrische Spannung wieder aufgebaut hat, wiederholt sich der Aufbau des Funkenkanals. [107]

### 4.3.6 Grundlagen zur Akkumulation mittels Coronaentladungen

Eine Coronaentladung entsteht, wie bereits beschrieben, wenn die elektrische Feldstärke an einer Elektrode die Ionisationsschwelle eines Gases überschreitet. Dabei entsteht eine große Menge elektrischer Ladungsträger im ursprünglich neutralen Gasvolumen.

Es werden freie Elektronen aus der Elektrode emittiert und positive sowie negative Ionen gebildet, die wesentlich zur Ausbildung der Coronaentladung beitragen.

Unter der Annahme, dass an einer dielektrischen Oberfläche eine elektrische Feldstärke erzeugt werden kann, die der elektrischen Durchbruchfeldstärke von Luft unter Normalbedingungen von  $30 \frac{kV}{cm}$  entspricht, ergibt sich eine maximale elektrische Oberflächenladungsdichte von  $2,7 \frac{nC}{cm^2}$  [25].

In den meisten beschriebenen Experimenten in der Fachliteratur wird eine geerdete Unterlage für die Probenaufgabe verwendet.

Durch die Verwendung einer geerdeten Gegenelektrode und einer dünnen Materialstärke kann eine sogenannte elektrische Ladungsdoppelschicht gebildet werden. Diese elektrische Ladungsdoppelschicht ermöglicht eine höhere elektrostatische Akkumulation eines Dielektrikums, weshalb sie in den meisten Experimenten und Untersuchungen verwendet wird.

Da die maximale elektrische Oberflächenladungsdichte auch mit einer elektrischen Ladungsdoppelschicht nicht überschritten werden kann, werden elektrische Ladungen im Volumen gespeichert und somit die elektrische Volumenladungsdichte erhöht.

Diese Art der elektrostatischen Akkumulation ist jedoch nicht mit einer triboelektrischen Akkumulation gleichzusetzen und wird daher im Rahmen der in dieser Forschungsarbeit durchgeführten Untersuchungen nicht verwendet.

## 4 Elektrostatische Akkumulation

Es wird jedoch immer wieder auf wissenschaftliche Erkenntnisse zurückgegriffen, die durch Experimente mit elektrischen Ladungsdoppelschichten gewonnen wurden. Deshalb werden Hinweise gegeben, die die Ergebnisse mit dieser Versuchsdurchführung kennzeichnen.

In Abbildung 4.3.3 wird ein Vergleich der verschiedenen Versuchsanordnungen gezeigt. Links ist eine Versuchsanordnung mit geerdeter Gegenelektrode und dünnem Material dargestellt, bei der sich eine elektrische Ladungsdoppelschicht ausbilden kann. Rechts ist eine Versuchsanordnung ohne geerdete Gegenelektrode mit einer dickeren Probe dargestellt, wie sie auch bei triboelektrischen Akkumulationen vorliegt.

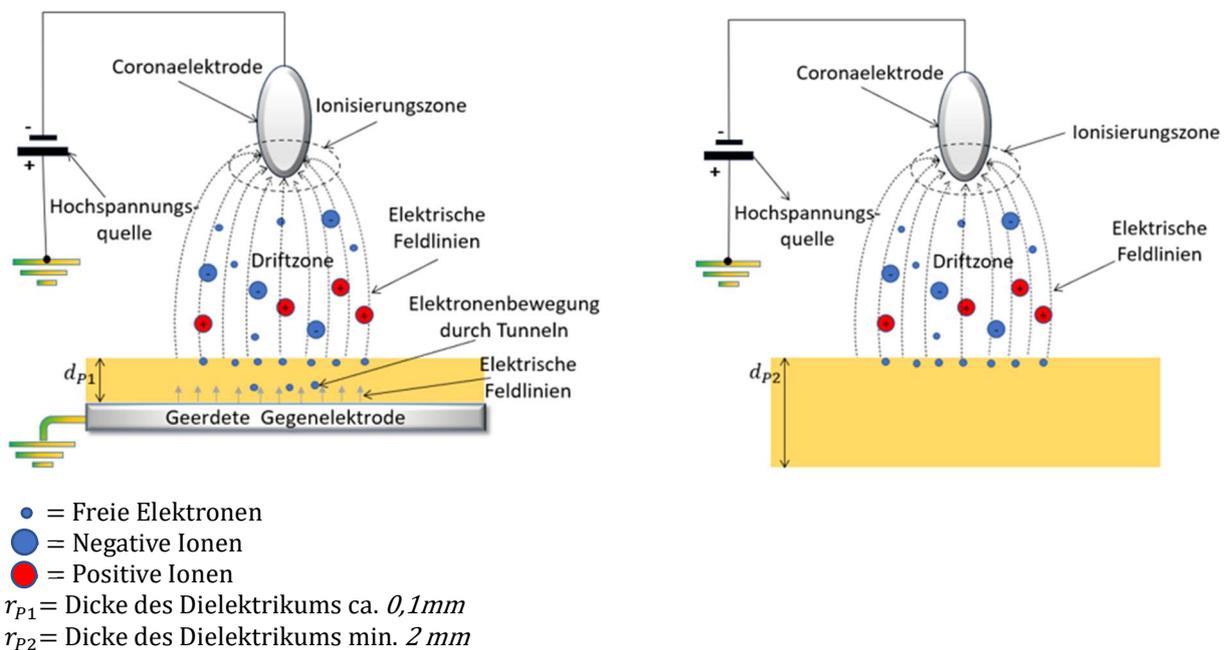


Abbildung 4.3.3 Grafische Darstellung der Versuchsanordnung: Links mit Gegenelektrode, rechts ohne Gegenelektrode

Aufgrund der fehlenden elektrischen Ladungsdoppelschicht können die elektrischen Ladungsträger nicht so tief in das Volumen injiziert werden, weshalb sich die elektrischen Ladungsträger hauptsächlich in den flachen Haftstellen der dielektrischen Oberfläche einlagern.

Bei der Coronaaufladung sind nicht nur die elektrischen Ladungsdoppelschicht durch die geerdete Gegenelektrode zu berücksichtigen, sondern auch die Luftfeuchtigkeit ist ein Parameter, der den elektrischen Ladungstransport beeinflusst.

Es hängt nicht nur von der Polarität der Coronelektrode ab, sondern auch von den Bedingungen im Gas, welche elektrischen Ladungsträger an die dielektrischen Oberflächen andocken können. [109], [112]

Bisherige Prinzipien deuten darauf hin, dass die Coronaentladung nicht nur elektrische Ladungen auf der Probenoberfläche deponieren kann, sondern auch den Mechanismus des elektrischen Oberflächenpotentialabfalls beeinflusst.

Dabei entstehen in einer Coronaentladung nicht nur  $O_4^-$ ,  $OH$ ,  $O^-$ ,  $O_2^-$  - Ionen, sondern auch neutrale Gasatome/Gasmoleküle mit schwingenden oder elektronisch angeregten Zuständen. [114]

Durch Coronaentladungen werden auf dielektrischen Oberflächen gasförmige atomare oder molekulare Ionen abgeschieden. Die Art der Ionen hängt von der Polarität der Coronelektrode und den Umgebungsbedingungen ab.

Die abgeschiedenen Ionen können die dielektrischen Oberflächen auf zwei verschiedene Arten akkumulieren. Entweder lagern sie sich als stabile Einheit innerhalb der Oberflächenschicht an die dielektrische Oberfläche an oder sie geben ihre elektrische Ladung in Form von Elektronen an die Haftstellen der Oberfläche ab. Dadurch wird die elektrische Ladung der Ionen direkt an die Oberfläche abgegeben. Die ankommenden Gasatome/Gasmoleküle neutralisieren dadurch ihre elektrische Ladung. [115], [116]

Haftstellen können durch chemische Verunreinigungen, Oxidationsprodukte an der Oberfläche, Kettenbrüche von Molekülen und absorbierte Moleküle verursacht werden. Dies wurde bereits in Abschnitt 4.2 bei der triboelektrischen Akkumulation diskutiert.

Die nachfolgend dargestellten Ergebnisse basieren auf elektrostatischer Akkumulation, die mit einer geerdeten Gegenelektrode durchgeführt wurden. Das gewählte Verfahren beeinflusst die Injektionstiefe der elektrischen Ladungen und somit die Höhe der elektrostatischen Akkumulation. Die Injektionstiefe der elektrischen Ladungsträger beeinflusst die elektrische Oberflächen- und Volumenleitfähigkeit des Dielektrikums und damit die Höhe der gespeicherten elektrischen Ladung.

In mehreren Arbeiten wurde gezeigt, dass durch negative Coronaentladungen auch angeregte neutrale Gasmoleküle in der Umgebungsluft vorhanden sind. Diese sind ebenfalls an der elektrischen Ladungsinjektion in aufgeladene Polyethylen Proben beteiligt. [116], [117]

Durch verschiedene Experimente konnte gezeigt werden, dass die angeregten neutralen Gasatome/Gasmoleküle der negativen Coronaentladungen als elektrische Ladungsinjektoren fungieren [118].

Haridoss et al. [119] identifizierten sogar angeregte neutrale Gasatome/Gasmoleküle als schwingungsangeregte Zustände von  $NO$ , wobei die Photonenenergie dann nicht nur den elektrischen Ladungsfluss an der Oberfläche stark beeinflussen kann, sondern auch die Photoinjektion von Elektronen von der Oberfläche in das Volumen bewirkt.

Mehrere Autoren haben auch das Crossover-Phänomen beobachtet, bei dem eine Elektroneninjektion nicht ausgeschlossen werden kann, ohne dass es durch eine Coronaentladung aktiviert wurde [120], [121], [122].

Das Crossover-Phänomen wird dadurch verursacht, dass die injizierte elektrische Ladung von der Menge der vorhandenen elektrischen Ladung abhängt. Es kann auch von einer vollständigen elektrischen Ladungsinjektion ausgegangen werden, die auf der dielektrischen Oberfläche abgeschieden wurde und durch das von den elektrischen Ladungen selbst erzeugte elektrische Feld hervorgerufen wird. Die elektrischen Ladungsträger können durch das erzeugte lokale elektrische Feld bis zur Probe zurücktunneln, sofern eine Gegenelektrode vorhanden ist. Dies wird als Kondensatoreffekt bezeichnet.

Es wurde auch eine anfänglich hohe Wachstumsrate der elektrischen Injektionen beobachtet, die dann stark abnahm. Dies kann durch die elektrische Feldwirkung der anfänglich abgeschiedenen elektrischen Ladungsträger erklärt werden. Außerdem füllen sich die flachen Haftstellen an den dielektrischen Oberflächen und können wegen des Fehlens einer elektrischen Ladungsdoppelschicht nicht weiter in das Volumen vordringen bzw. tunneln.

In weiteren Arbeiten, die mittels Gegenelektrode durchgeführt wurden, konnten Zusammenhänge zwischen der geometrischen Bewegung der elektrischen Ladung im Material und der Konstanz der elektrischen Ladungsdichte und -mobilität ermittelt werden [123], [124], [125], [126], [127].

Mit dieser Methode lässt sich die Mobilität der elektrischen Ladungsträger im Material nach der Abscheidung auf der Oberfläche bestimmen [128], [129].

In [130], [131] wurden flache und tiefe Oberflächenzustände sowie Einfangpunkte für elektrische Ladungsträger diskutiert.

Um elektrische Ladungsinjektion zu ermöglichen, muss der dielektrischen Oberfläche eine bestimmte Energie zugeführt werden, um den betreffenden Bereich auf ein Fermi-Niveau zu bringen.

Dadurch können sich die Elektronen frei bewegen, um von einem tiefen Haftpunkt zum nächsten zu tunneln. Dies wird durch die elektrische Ladungsdoppelschicht oder eine sehr hohe elektrische Feldstärke erreicht.

Die Coronaentladung übt durch ihr elektrisches Feld einen sogenannten Feldeffekt auf dielektrische Materialien aus. Das bedeutet, dass Elektronen von den oberflächlichen Haftstellen zu den tieferen tunneln und somit von der dielektrischen Oberfläche ins Volumen gelangen können.

Dabei ist zu beachten, dass das Tunneln von den flachen Haftstellen der dielektrischen Oberfläche zu den tieferen Haftstellen durch ein elektrisches Gegenfeld einer geerdeten Gegenelektrode unterstützt wird.

Diese Hypothese wird durch verschiedene Arbeiten unterstützt, die sowohl flache als auch tiefe Haftstellen nachweisen konnten [132], [133], [134].

Die bisherigen Aussagen stützen die Hypothese, dass auch bei mittlerer elektrischer Spannung an der Coronelektrode ein Einfluss auf die elektrische Ladungseindringtiefe besteht. Durch den kleinen Krümmungsradius der Coronelektrode wird ein hohes elektrisches Feld erzeugt, das durch das elektrische Gegenfeld einer leitenden geerdeten Gegenelektrode verstärkt wird. Die daraus resultierende ansteigende elektrische Feldstärke begünstigt das Tunneln der Elektronen und somit ihr Eindringen in das Volumen.

Diese Hypothese wird durch die Ergebnisse der Untersuchung von Baum [135] gestützt. Bei Experimenten mit PET bei niedrigen elektrischen Spannungen wurde eine elektrische Ladungsinjektion festgestellt.

Dabei können ab einer bestimmten Aktivierungsenergie Elektronen durch flache und tiefe Haftstellen von der Oberfläche ins Innere tunneln [116].

Das Prinzip des Tunnels durch flache und tiefe Haftstellen wurde bereits in Abschnitt 4.2 im Zusammenhang mit der triboelektrischen Akkumulation erörtert.

Elektrische Ladungen, die an die dielektrischen Oberflächen gebunden sind, bleiben für einen bestimmten Zeitraum erhalten, der durch Zerfallsprozesse bestimmt wird.

Wenn die dielektrischen Oberflächen nicht durch einen Entladungsvorgang entladen werden, erfolgt die Selbstentladung durch drei verschiedene Mechanismen. Die elektrischen Ladungsträger können durch Tunneln weiter in das Materialinnere eindringen und dadurch das elektrische Potential an der Oberfläche absenken.

Die elektrischen Ladungen können über die Oberflächenleitfähigkeit der dielektrischen Oberflächen abfließen oder es kann zu Entladungsvorgängen von Ionen in der Gasphase kommen, da die Ionen die elektrischen Ladungsträger wieder abtransportieren. [136]

In der ersten Phase wird das elektrische Oberflächenpotential durch das Tunneln in die Probe geschwächt. In der zweiten Phase entsteht das elektrische Oberflächenpotential durch den Verlust der elektrischen Ladung. [137], [138]

Es besteht ein Zusammenhang zwischen dem elektrischen Potentialabfall und dem elektrischen Absorptionsstrom. Dieser Zusammenhang hängt hauptsächlich von einem niedrigen Polarisationsmechanismus ab. In Untersuchungen mit Epoxidharz wurde gezeigt, dass es gemäß dem Curie-von-Schweidler-Gesetz einen Zusammenhang zwischen dem Polarisationsmechanismus des Materials und dem elektrischen Absorptionsstrom gibt. [137]

Bei Versuchen zur Oberflächenleitfähigkeit von Polyethylen wurde gezeigt, dass die Abklingrate nahezu unabhängig von der Ableitlänge der Probenoberfläche ist [139].

In einigen Untersuchungen wurde vermutet, dass der Zersetzungsprozess hauptsächlich bei Coronaaufladungen durch Tunneln in das Innere von aufgeladenen Polyethylen Folien niedriger Dichte stattfindet [140].

Es gibt jedoch verschiedene Veröffentlichungen, in denen alle drei Mechanismen des elektrischen Ladungsabbaus einbezogen wurden. Zum Beispiel wurden bei Untersuchungen an Silikonkautschuk, Epoxidharz und Polytetrafluorethylen alle drei Mechanismen berücksichtigt.

Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass je nach Materialtyp und Versuchsbedingungen entweder die Gasneutralisation oder die Massenneutralisation vorrangig zum elektrischen Ladungsabbau beiträgt. [141]

Bei der Massenneutralisation kann der elektrische Ladungsabbau durch intrinsische elektrische Leitung, elektrische Ladungsinjektion oder Polarisationsprozesse erfolgen [138].

Die intrinsische elektrische Leitfähigkeit eines Materials hängt von verschiedenen Faktoren ab, wie zum Beispiel dem Grad der Erzeugung und Rekombination elektrischer Ladungsträger sowie der Beweglichkeit innerhalb des Materials (Tunneleffekt).

Der Zerfall dieser Ladungsträger hängt vom Massentransport und von der Prozessdynamik ab, die von mehreren physikalischen Faktoren bestimmt wird. Bei der Betrachtung sind die Drift im elektrischen Feld, das Einfangen und Freisetzen von elektrischen Ladungen sowie deren Rekombination zwischen elektrischen Ladungsträgern entgegengesetzter Polarität zu berücksichtigen. [50], [116], [142]

In theoretischen Modellen und Interpretationen wird oft angenommen, dass der elektrische Potentialabfall an dielektrischen Oberflächen hauptsächlich durch den Transport der injizierten elektrischen Ladung verursacht wird [143], [144], [145]

Es wird darauf hingewiesen, dass die dipolare Polarisation im dielektrischen Material berücksichtigt werden muss. Diese entsteht durch die Ansammlung von elektrischen Ladungsträgern an der dielektrischen Oberfläche und verstärkt das auf die Polarisation einwirkende elektrische Feld. Die Intensität dieser Verstärkung ist jedoch materialabhängig. [118]

Das elektrische Feld wirkt auf die Polarisation des Materials ein und führt durch die Ansammlung von elektrischen Ladungsträgern zu einer scheinbaren Abnahme des gemessenen elektrischen Potentials.

Es wurden elektrische Ladungsverluste durch elektrische Oberflächenableitung festgestellt. Diese wurden durch tangential elektrische Felder verursacht, die bei ungleichmäßiger Verteilung der elektrischen Ladung auf der Oberfläche auftreten können. Der elektrische Ableitstrom kann durch elektrische Ladungsträgersprünge verursacht werden, die durch lokalisierte Oberflächenzustände und/oder durch einen Oberflächenfilm aus adsorbierter Feuchtigkeit hervorgerufen werden. [145]

Die laterale Ausdehnung der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit hängt stark von äußeren Bedingungen ab, wie beispielsweise Verschmutzung, Oxidation, Luftfeuchtigkeit und anderen leitfähigen Medien in der Luft.

Versuche haben gezeigt, dass sich die elektrische Ladungsumlagerung auch über größere Entfernungen ausbreiten kann, wodurch lokale Akkumulationen minimiert werden. Dies ist insbesondere bei hoher Luftfeuchtigkeit der Fall.

Je nach Zusammensetzung der Luft hat auch die Gasneutralisation einen Einfluss auf die Abnahme des elektrischen Potentials an der dielektrischen Oberfläche. Es wird angenommen, dass bei der Gasneutralisation eine Neutralisation der elektrischen Oberfläche nach der Coronaentladung durch freie Ionen erfolgt.

Diese freien Ionen sind aufgrund verschiedener Hintergrundionisationsprozesse vorhanden und werden durch das elektrische Feld der Oberflächenladung angezogen. Diese Ionen interagieren mit den elektrischen Ladungen in der Gas-Festkörper-Grenzfläche. Dabei werden Ionen in der Gas-Festkörper-Grenzfläche abgeschirmt oder rekombinieren. [136], [146], [147]

Dieser makroskopische Effekt reduziert das elektrische Oberflächenpotential, indem er die elektrische Oberflächenladung verringert. Dabei spielen Faktoren wie die Effizienz der elektrischen Ladungsreduktion durch Neutralisation von Gasionen und die Konzentration freier Ionen in der gasförmigen Umgebung eine Rolle. Auch die elektrische Feldstärke im Bereich der akkumulierten Oberfläche ist von Bedeutung, da sie das Einfangvolumen und die Energietiefe der elektrischen Oberflächenladung bestimmt. Jedoch ist ein reproduzierbarer Nachweis der quantifizierten Prozesse in Experimenten sehr aufwendig.

In [141] wurde berichtet, dass bei 10 *mm* dicken zylindrischen Isolatorproben in Luft und Schwefelhexafluorid (SF<sub>6</sub>) glockenförmige und sattelförmige elektrische Potentialverteilungen beobachtet wurden. Die Messungen ergaben auch unterschiedliche Zerfallsraten zwischen einem kleinen Luftvolumen und einem offenen Raum, was auf eine wichtige Rolle der atmosphärischen Ionen im Neutralisationsprozess hinweist. Es wurde kein signifikanter Unterschied in der Zerfallsrate zwischen positiven und negativen Ladungen festgestellt.

Des Weiteren wurde die Gasneutralisation bei dickeren Proben als vernachlässigbar eingestuft.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die elektrostatische Akkumulation einer dielektrischen Oberfläche durch eine Coronaentladung die Depositionszeiten verändert. Aus diesem Grund wurden einige Untersuchungen durchgeführt.

In Abbildung 4.3.4 sind verschiedene Depositionszeiten von Oberflächenpotentialen in einem Diagramm dargestellt, die mittels Coronafeld aufgeladen wurden [114].

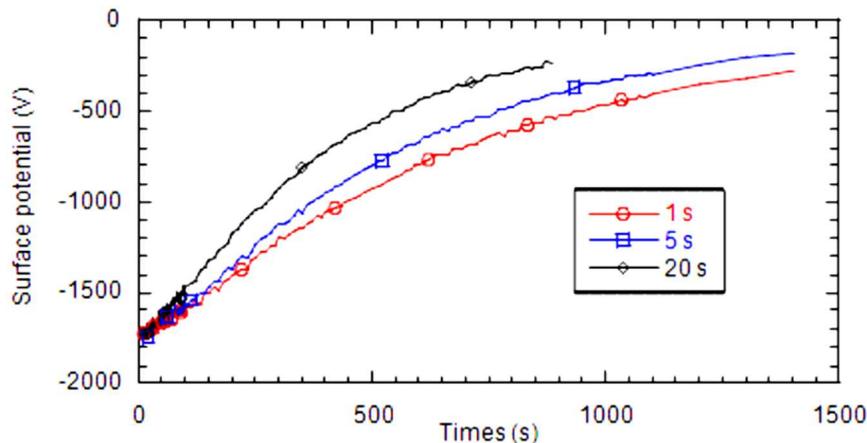


Abbildung 4.3.4 Oberflächenpotential der Corona als Funktion der Ablagerungszeit [114, Figure 6]

Es wird gezeigt, dass die Art des elektrischen Potentialzerfalls von elektrischen Anfangspotential und Lichteinwirkung auf die dielektrischen Oberflächenproben während der elektrostatischen Akkumulation abhängt und zu einem schnelleren elektrischen Potentialzerfall führt.

Die Untersuchungsergebnisse zeigen, dass Coronaentladungen die Depositionszeiten beeinflussen. Bei weiteren Versuchen mit Coronaentladungen muss dies berücksichtigt werden. Die elektrische Akkumulation von dielektrischen Oberflächen durch Coronaentladungen ist in zweierlei Hinsicht zu bewerten: Zum einen können sie elektrische Ladungsträger auf die Oberfläche projizieren, zum anderen stimulieren sie das Tunneln der elektrischen Ladungsträger in das Volumen. Daher müssen die Zyklen der elektrischen Akkumulation durch Coronaentladungen sorgfältig durchgeführt werden.

Die Daten in Abbildung 4.3.4 wurden mit einem Versuchsaufbau ermittelt, der eine geerdete Gegenelektrode und damit eine Unterstützung des Tunnelns der Elektronen in das Volumen beinhaltet.

Sowohl das elektrische Gegenfeld als auch die bei einer Corona-Entladung erzeugten Photonen beeinflussen den Energieeintrag in die dielektrische Oberfläche.

Dies führt zu einer Verschiebung des Fermi-Niveaus und unterstützt somit das Tunneln der Elektronen von der Oberfläche in das Volumen.

Das bedeutet, dass nicht nur die relative Luftfeuchtigkeit, sondern auch die Photonen in der Atmosphäre die Depositionszeiten von elektrischen Ladungsträgern auf dielektrischen Oberflächen beeinflussen.

Die Photonen regen den Abklingprozess bzw. das Abfließen der elektrischen Ladungen in das Innere des dielektrischen Materials an.

Diese Hypothese wurde durch Experimente bestätigt. Dabei wurde die Wirkung der Coronaentladung auf die PET-Oberfläche untersucht. Es wurden Ionen und freie Elektronen erzeugt sowie angeregte neutrale Gasatome/Gasmoleküle im Coronafeld nachgewiesen. Es wurde gezeigt, dass die Photoinjektion durch die Freisetzung von Photonen bei der Coronaentladung den Zerfall des Oberflächenpotentials beschleunigt, indem sie Tunnel anregt. Daher darf sie nicht vernachlässigt werden. [119]

Es gibt bereits grundlegende Simulationsstudien, die die Bildung und Entwicklung von Coronaentladungen in atmosphärischer Luft beschreiben. Dazu gehören beispielsweise Punkt-Ebene-, Stab-Ebene- und koaxiale Zylinder-Modelle sowie ein bekannter Berechnungsansatz, der auf der Kontinuitätsgleichung für elektrische Ladungsträgerströme und der Poisson-Gleichung für das elektrische Potential basiert. [148]

Aus den hier präsentierten Erkenntnissen wurde eine elektrostatiche Akkumulation von dielektrischer Oberfläche mittels Coronaentladung und ohne Gegenelektrode als geeignetes Mittel erachtet und für die Umsetzung an der Versuchsanlage implementiert.

### **4.3.7 Messen des Potentials auf der dielektrischen Oberflächenladung**

Elektrische Ladungen, die sich an dielektrischen Oberflächen anlagern, erzeugen elektrische Felder. Diese Felder breiten sich in das Innere des dielektrischen Materials, in die Umgebung der Oberfläche und damit auch in die gasförmige Umgebung aus. Die Höhe des elektrischen Feldes hängt von den Materialeigenschaften, der Geometrie und der Ausdehnung der Probe ab. Ein weiterer Faktor, der nicht vernachlässigt werden darf, ist, dass die Versuchsanlage über eine Gegenelektrode verfügt, die geerdet ist.

Das elektrische Feld, das sich aus der angelagerten elektrischen Ladung ergibt, führt zu einem elektrischen Potential an der Oberfläche.

Dieses elektrische Potential wird als elektrisches Oberflächenpotential bezeichnet und kann entweder durch Messung der elektrischen Ladung oder durch Messung des elektrischen Feldes ermittelt werden. Es gibt verschiedene Techniken, um diese Messungen durchzuführen.

Wenn nur eine grobe Abschätzung des elektrischen Potentials ohne Nachweis der Polarität erforderlich ist, kann dies durch Bestreuen der Oberfläche mit einem dielektrischen Pulver nachgewiesen werden [149].

Wenn jedoch eine quantitative Messung erforderlich ist, können Induktionssonden, Feldmühlen und elektrostatische Sonden verwendet werden [150].

Die in dieser Forschungsarbeit durchgeführten elektrischen Feldmessungen werden mit Messsonden durchgeführt, die nach dem Feldmühlenprinzip arbeiten.

Die bisherigen Diskussionen und Herleitungen der Prinzipien auf der MEiKS, der ME und der NE sind für die Diskussion der Büschelentladungen und deren Analyse unabhängig. Als nächstes erfolgt eine detaillierte Auseinandersetzung mit der Entstehung von Büschelentladungen und deren physikalischen Hintergründen.



## 5 Büschelentladung im Kontext der NE

Im vorliegenden Kapitel erfolgt eine Zusammenführung der physikalischen Erkenntnisse über die Büschelentladung. Im Folgenden werden Defizite auf der MEiKS hinsichtlich der Zündfähigkeit der Büschelentladung aufgezeigt. Zur Erleichterung des Verständnisses werden spezielle Theorien wie die Townsend-Theorie, das Paschen-Gesetz und die Streamer-/Leader-Physik erörtert. Die genannten Aspekte sind erforderlich, um die auf physikalischen Gegebenheiten basierenden Forschungsfragen beantworten zu können.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 5

<b>5.1 Gasentladungstheorien</b> .....	<b>112</b>
5.1.1 Townsend-Theorie .....	112
5.1.2 Paschen-Gesetz .....	114
5.1.3 Von der Townsend-Theorie zur Streamer-Theorie .....	116
<b>5.2 Die Streamer-Theorie in der NE</b> .....	<b>119</b>
5.2.1 Grundlegende Voraussetzung zur Bildung eines Streamers .....	119
5.2.2 Entstehung und Ausbreitung der Elektronenlawine .....	119
5.2.3 Die Entwicklungsphase eines positiven Streamers .....	126
5.2.4 Trajektorie von positiven Streamern .....	132
5.2.5 Streamer-Ausbreitung und -Bifurkation ... ..	137
5.2.6 Beeinflussung der Streamer-Entwicklung durch Magnetfelder .....	146
5.2.7 Streamer-Geschwindigkeit und- Durchmesser .....	147
5.2.8 Wechselwirkung mit dielektrischen Oberflächen .....	150
5.2.9 Streamer in verschiedenen Gasen .....	151
5.2.10 Zündfähigkeit von positiven Streamer-Channel .....	152
5.2.11 Entstehung eines negativen Streamers .....	153
5.2.12 Elektrische Ströme in den Streamer-Channel .....	155
5.2.13 Streamer-Analyse .....	156
<b>5.3 Leader-Theorie</b> .....	<b>159</b>
5.3.1 Definition Leader-Entladung .....	159
5.3.2 Entstehung eines Leaders .....	160
5.3.3 Übergang vom Streamer zum Leader .....	160
<b>5.4 Schlussfolgerung für Versuchsdurchführungen auf der MEiKS</b> .....	<b>166</b>

### 5.1 Gasentladungstheorien

Im Rahmen der wissenschaftlichen Diskussion um die Ursachen der Gasentladungen wird eine der ersten speziellen Theorien vorgestellt, der sogenannte Townsend-Mechanismus. Dieser liefert eine grundlegende Erklärung für Gasentladungen. Des Weiteren werden das Paschen-Gesetz sowie die Streamer-Theorie erörtert, um die Prozesse in der Büschelentladung nachvollziehen zu können.

#### 5.1.1 Townsend-Theorie

Die Townsend-Theorie basiert auf der Theorie der Elektronenlawine und wurde 1903 von Herrn Townsend als Theorie des Gasdurchschlags vorgestellt. Herr Townsend veröffentlichte 1910 sein „Durchbruchskriterium“, das Mechanismen auf die nichtselbsterhaltende Gasentladung, die selbsterhaltende Dunkelentladung und den Übergangsbereich anwendet. Daher werden nichtselbsterhaltende und selbsterhaltende Dunkelentladungen als Townsend-Entladungen oder Lawinenentladungen bezeichnet. [151]

Durch die von Rogowski im Jahr 1936 vorgeschlagenen Änderungen konnte die Theorie auf Glimmentladungen ausgedehnt werden [152].

Die Townsend-Entladungstheorie beschreibt die Elektronenlawinentheorie der Frühphase der Gasentladung. Sie gilt als erste quantitative Theorie der Gasentladung und beschreibt die Bewegung freier Elektronen von der Kathode zur Anode, die sich durch Stoßionisation lawinenartig vermehren. [153]

Diese Theorie unterteilt die Gasentladung in drei Prozesse, die als Lawinentheorie bezeichnet wird [154].

Um diese drei Prozesse beschreiben zu können führte Townsend drei Koeffizienten ein [154].

- erster Townsend-Ionisationskoeffizient:  $\alpha_{To}$
- zweiter Townsend-Ionisationskoeffizient:  $\beta_{To}$
- dritter Townsend-Ionisationskoeffizient:  $\gamma_{To}$

Im ersten Prozess wird an der Kathode ein Startelektron erzeugt, welches die erste Elektronenlawine auslöst. Dieses Startelektron kann durch Emission aus der Kathode gelöst werden.

Die dafür erforderliche Austrittsarbeit hängt vom Elektronenmaterial ab und beträgt bei einem guten leitfähigen Material 3 bis 5 eV. Die Energie kann beispielsweise durch folgende Methoden:

- Elektrische Feldemission (durch sehr hohe elektrische Feldstärke)
- Photoelektrische Emission bzw. Photoionisation, die durch UV-Licht oder kosmische Strahlungen hervorgerufen werden
- Thermoionische Emission, die durch hohe Temperaturen entstehen

ausgelöst werden. [24]

Auf dem Weg zur Anode entsteht eine Elektronenlawine, die durch Kollisionen mit Gasteilchen positive Ionen erzeugt. Diese Ionen setzen sich ebenfalls als Lawine in Bewegung und machen sich auf den Weg zur Kathode.

Dies führt zum zweiten Prozess nach Townsend, bei dem die positiven Ionen auf ihrem Weg zur Kathode mit Gasteilchen kollidieren und dabei erneut positive Ionen erzeugen.

Im dritten Prozess treffen die positiven Ionen auf die Kathode und erzeugen dabei erneut freie Elektronen. Diese Elektronen machen sich durch die Kraft des äußeren elektrischen Feldes auf den Weg zur Anode und erzeugen dabei weitere Elektronenlawinen, wie in Abbildung 5.1.1 dargestellt.

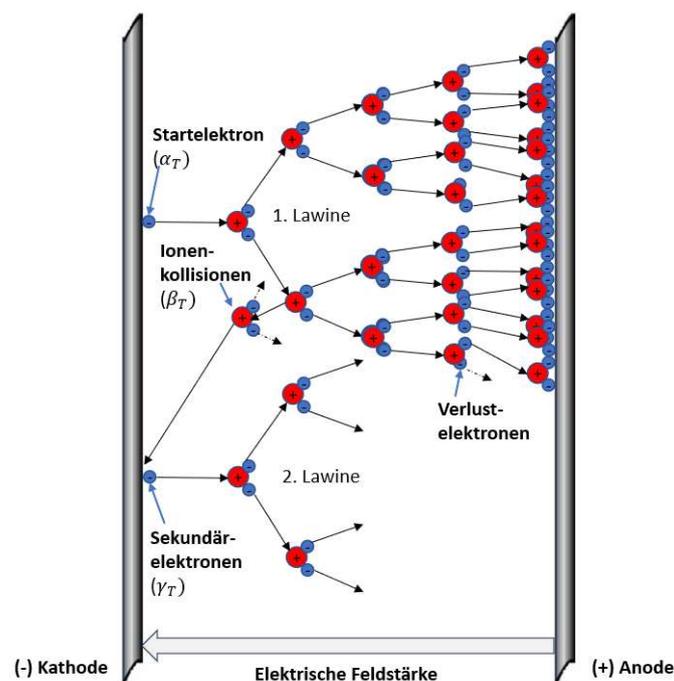


Abbildung 5.1.1 Darstellung des Townsend-Mechanismus als Durchschlagkriterium

Bei schwachen elektrischen Feldern kann es vorkommen, dass sich die ersten Lawinen so formieren, dass im Durchschlagbereich ein dunkler Vorstrom entsteht.

Solange das äußere elektrische Feld konstant bleibt oder zunimmt, kann theoretisch die Anzahl der Startelektronen durch die fortlaufenden Prozesse bis ins Unendliche wachsen. Dadurch bildet sich ein leitfähiger Entladungskanal, der die elektrische Spannung zusammenbrechen lässt. Somit ist die Zündbedingung für den Townsend-Mechanismus erfüllt und es kommt zum Durchschlag.

Durch Erhöhung der elektrischen Feldstärke, beispielsweise durch Erhöhung der an den Elektroden angelegten elektrischen Spannung oder durch Annäherung der Elektroden an die Gegenelektrode, wird das Lawinenwachstum beschleunigt und der elektrische Strom im Durchschlagbereich kann theoretisch unendlich groß werden.

Wenn jedoch das elektrische Feld zusammenbricht, können an der Kathode nicht genügend freie Sekundärelektronen erzeugt werden. Dadurch kommen die Prozesse zum Erliegen und der Entladungskanal baut sich nicht auf. Es kommt nicht zum Durchschlag und die elektrische Spannung bleibt stabil.

Die Gültigkeit des Townsend-Mechanismus ist auf einen raumladungsfreien Fall beschränkt. Das bedeutet, dass das ursprüngliche äußere elektrische Feld nicht wesentlich beeinflusst wird.

### 5.1.2 Paschen-Gesetz

Das Paschen-Gesetz beschreibt die Abhängigkeit der elektrischen Durchschlagspannung, vom Gasdruck und vom Elektrodenabstand. Es wird angenommen, dass die Bedingungen des Townsend-Mechanismus erfüllt werden, sodass ein homogenes elektrisches Feld vorliegt und die elektrische Raumladung vernachlässigt werden kann.

Bei der Betrachtung des Übergangs von einer nicht selbsterhaltenden zu einer selbsterhaltenden Gasentladung fällt auf, dass dieser Übergang und die Lawinenerzeugungen nicht nur von den Zustandsparametern des Entladungsgases, also von den ersten beiden Townsend-Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{T_0}$  und  $\beta_{T_0}$ , abhängen, sondern auch vom Elektrodenmaterial und somit vom dritten Townsend-Ionisationskoeffizienten  $\gamma_{T_0}$ .

Diese Erkenntnisse sind im Paschen-Gesetz berücksichtigt. Dadurch kann die elektrische Durchschlagspannung eines Mediums nach dem Townsend-Mechanismus mithilfe des Paschen-Gesetzes aus Gleichung 5.1.1 mathematisch ermittelt werden.

$$U_D = \frac{B_{Pa} \cdot pr_s}{\ln \frac{A_{Pa} \cdot pr_s}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{To}}\right)}} \quad 5.1.1$$

Für das Medium im Entladungsraum gibt es ermittelte Werte für die Konstanten  $A_{pa}$  und  $B_{ap}$ , in denen die ersten beiden Townsend-Ionisationskoeffizienten berücksichtigt werden, sowie für das Kathodenmaterial in Form des dritten Townsend-Ionisationskoeffizienten  $\gamma_{To}$ .

Das Paschen-Gesetz beschreibt die Beziehung zwischen der elektrischen Durchschlagspannung, dem Gasdruck und dem Elektrodenabstand.

Die elektrische Durchschlagspannung  $U_D$  im Entladungsraum kann mithilfe der Funktion, die das Produkt aus Gasdruck und Elektrodenabstand verwendet, bestimmt werden.

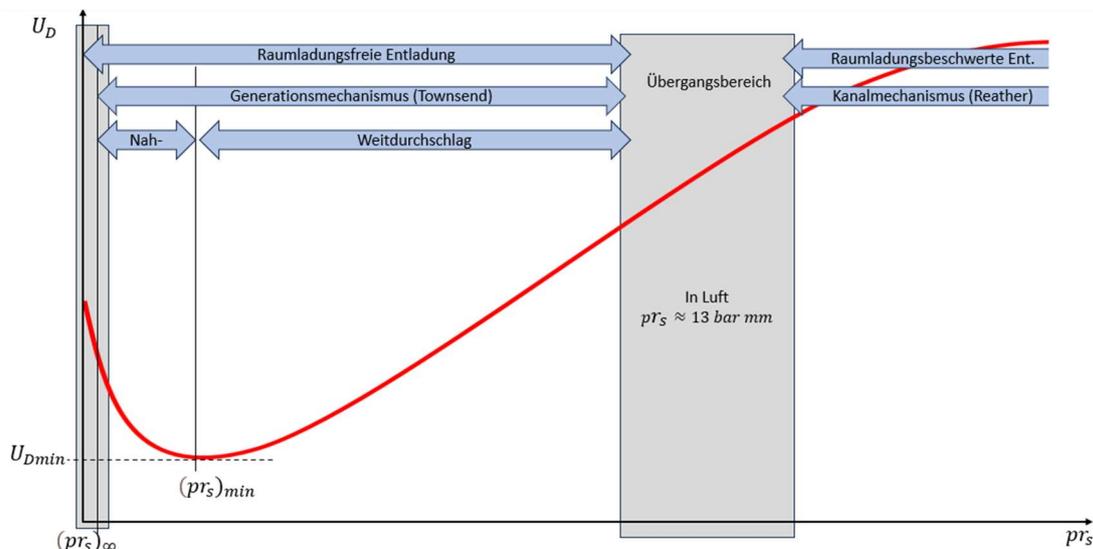
Es ist jedoch zu beachten, dass die Beziehung zwischen der elektrischen Durchschlagspannung  $U_D$  und dem genannten Produkt nicht immer linear ist. Es gibt Bereiche, in denen eine lineare Beziehung besteht, und andere, in denen keine lineare Beziehung vorliegt, wie in Abbildung 5.1.2 dargestellt.

Die Paschen-Kurve (Abbildung 5.1.2) stellt das Paschen-Gesetz grafisch dar. Der linke Bereich vor dem Paschen-Minimum wird als Nahdurchschlag und der rechte Bereich nach dem Minimum wird als Weidurchschlag bezeichnet.

Wenn auch Extremwerte des Produkts ( $pr_s$ ) aus Druck ( $p$ ) und Elektrodenabstand ( $r_s$ ) berücksichtigt werden, ist aus dem Verlauf der Paschen-Kurve in Abbildung 5.1.2 zu erkennen, dass bei einem kleinen Produkt  $pr_s$ , also im Nahdurchschlag, eine Erhöhung der elektrischen Durchschlagspannung auftritt. Dies ist dadurch begründet, dass bei einem verkleinerten Abstand oder verringertem Druck weniger Gasteilchen für die Stoßionisation zur Verfügung stehen.

Auch ein Anstieg der Durchschlagspannung tritt im Weidurchschlag auf, da hier durch den immer weiter vergrößerten Abstand auch die elektrische Feldstärke abfällt oder der freie Weg bei höherem Druck verringert wird.

In beiden Fällen wird die Beschleunigung verringert, was zur Folge hat, dass auch die Anzahl der Stoßionisationen zurückgeht.



$pr_s$  = Produkt aus Druck und Elektrodenabstand  
 $(pr_s)_\infty$  = Minimum  
 $U_D$  = Elektrische Durchschlagsspannung  
 $U_{Dmin}$  = Elektrische minimale Durchschlagsspannung

Abbildung 5.1.2 Verlauf der Paschen-Kurve, angelehnt an [24]

### 5.1.3 Von der Townsend-Theorie zur Streamer-Theorie

Die von Townsend entwickelte Entladungstheorie kann viele Phänomene der Gasentladung erklären. Zum Beispiel den Zusammenhang zwischen der elektrischen Durchschlagsspannung und dem Produkt aus Gasdruck und Elektrodenabstand, welches eine Funktion des Paschen-Gesetzes ist. Der Townsend-Mechanismus setzt voraus, dass die Gasentladung in einem homogenen elektrischen Feld stattfindet, in dem ein raumladungsfreier Zustand herrscht.

Die Townsend-Theorie geht also von einem elektrischen ladungsfreien Raum aus, weshalb der Einfluss der elektrischen Raumladung auf das elektrische Feld nicht berücksichtigt wird. Insbesondere die elektrische Raumladung der positiven Ionen in der Elektronenlawine, die bei der Entwicklung der Gasentladung eine hohe Dichte erreichen können, beeinflusst das elektrische Hintergrundfeld so stark, dass die lokale Elektronenenergie und damit die Ionisation erhöht wird. Um Antworten auf Phänomene zu finden, die nicht durch den Townsend-Mechanismus erklärt werden können, erarbeiteten Reather in Deutschland und zeitgleich Loeb und Meek et al. in Amerika in Nebelkammern die Grundsätze der Streamer-Durchbruchstheorie. [155]

Dabei entwickelten Leob und Meek die Theorie der positiven Streamer-Entstehung. Diese beschreibt, wie sich aus einer Elektronenlawine ein positiver Streamer entwickeln kann. [151]

Es wird vorausgesetzt, dass im Entladungsraum zwischen Anode und Kathode eine ausreichend hohe elektrische Spannung herrscht, um ein entsprechendes elektrisches Hintergrundfeld über den Elektroden zu erzeugen.

Die Mechanismen für die Entstehung von Streamern hängen von den physikalischen Bedingungen ab, welche von der Temperatur, dem Druck und der Zusammensetzung des Gases abhängen. Im Streamer-Head können Elektronenenergien im Bereich von Elektronenvolt entstehen, die von der Ionisierungsenergie der beteiligten Gasteilchen abhängen. Die Temperatur eines Streamers liegt normalerweise in der Umgebungstemperatur, in atmosphärischer Luft bei etwa 300 K. [156]

Bei einer Erhöhung der Energie auf 10 eV starten chemische Prozesse, die nicht durch thermische Prozesse hervorgerufen werden können.

In Luft oder luftähnlichen Gasgemischen können dabei folgende Reaktionen stattfinden:

- $OH^-$ ,  $O^-$  und  $N^-$  Radikale
- Angeregte Gasteilchen und Ionen wie  $O_2^-$ ,  $O^-$ ,  $O^+$ ,  $N_4^+$  und  $O_4^+$

Dabei können diese Gasteilchen bei ausreichender Beständigkeit weitere chemische Reaktionen im Gas selbst oder auf nahegelegenen festen oder flüssigen Oberflächen auslösen. [157], [158]

Durch Experimente in der Nebelkammer konnten auch andere Formen der Ionisierung beobachtet werden. Dabei wurde festgestellt, dass sich an der Anode eine sehr große Anzahl ionisierter Teilchen ansammelt, die viel höher ist als die der Elektronenlawine. Dies führte zur Annahme, dass die Elektronenlawine und das elektrische Feld der elektrischen Raumladung ein ungleichmäßiges elektrisches Feld verursachen und damit eine zusätzliche Ionisierung erzeugen.

Das ungleichmäßige elektrische Feld führt dazu, dass die Entladungen fadenförmig sind (siehe Abbildung 5.1.3). Der Entladungskanal kann auch bei größeren Abständen und niedrigeren elektrischen Spannungen entstehen, wenn asymmetrische Elektroden verwendet werden. [159]

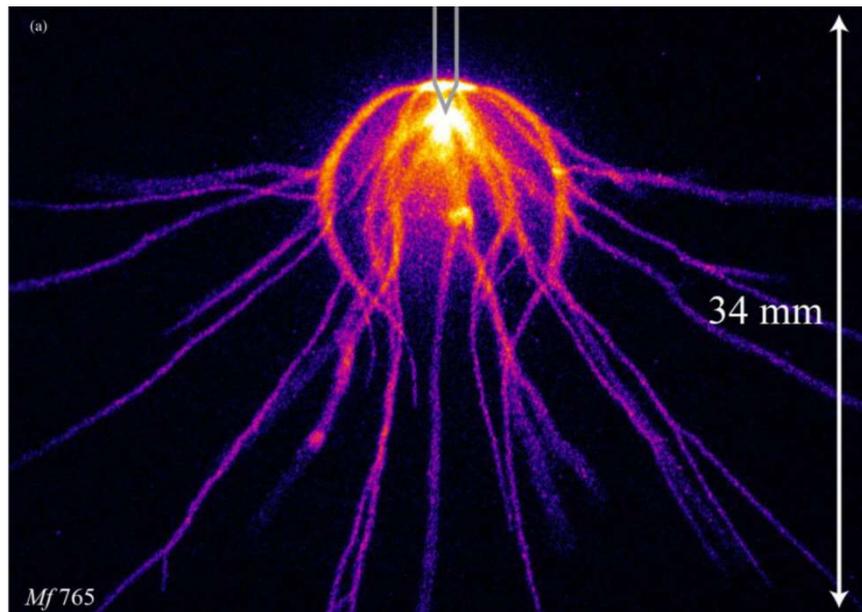


Abbildung 5.1.3 Ausbreitung von Streamern, die komplexe Strukturen ausbilden [159, Figure 1]

Um eine eindeutige Zuordnung der Begriffe Lawine und Streamer zu ermöglichen, wurde eine klare Definition erstellt. Eine Verteilung räumlich verteilter elektrisch geladener Teilchen wird demnach als Lawine bezeichnet, wenn das von ihrer elektrischen Raumladung erzeugte elektrische Feld im Vergleich zum äußeren elektrischen Hintergrundfeld vernachlässigbar klein ist. Bei einem Streamer hingegen trägt die verteilte elektrische Raumladung wesentlich zum elektrischen Gesamtfeld bei. [160]

Da Streamer von vielen Autoren in der Umgebungsluft betrachtet werden, wird als einfache Definition der Standardbedingungen in der Umgebungsluft die Standardtemperatur und der Standarddruck (STP) verwendet. Die Standardtemperatur beträgt etwa  $20\text{ °C}$  und der Standarddruck ist auf  $1\text{ Atmosphäre (atm)}$  festgelegt. Für Untersuchungen an technologischen Laborentladungen wird die NIST-Definition von STP bevorzugt, die eine Standardtemperatur von  $20\text{ °C}$  und einen Druck von  $101,325\text{ kPa}$  festlegt. [161]

Damit Streamer entstehen können, müssen freie Elektronen durch das elektrische Hintergrundfeld beschleunigt werden, so dass sie mit neutralen Gasteilchen kollidieren und ihre kinetische Energie übertragen. Es wird nicht mehr zwischen Gasatomen/ Gas-molekülen unterschieden.

### 5.2 Die Streamer-Theorie in der NE

In Abschnitt 5.2 erfolgt eine Diskussion der Steamer-Theorie im Kontext der NE sowie die Etablierung weiterer Prinzipien des Streamers.

#### 5.2.1 Grundlegende Voraussetzung zur Bildung eines Streamers

Streamer können sich in der Regel dort entwickeln, wo das angelegte elektrische Feld eine elektrische Durchbruchfeldstärke erreicht, die ein kontinuierliches Wachstum der Dichte freier Elektronen begünstigt. Bei STP können Streamer entstehen, wenn ein Gas mit geringer elektrischer Leitfähigkeit einem hohen elektrischen Hintergrundfeld ausgesetzt wird.

Durch das entstehende elektrische Hintergrundfeld zwischen unterschiedlich gepolten Elektroden werden die freien Elektronen durch die Coulombkraft so stark beschleunigt, dass sie eine Elektronenlawine bilden können. Diese Elektronenlawine kann dann mit neutralen Gasteilchen kollidieren und eine Stoßionisation auslösen, die eine Grundvoraussetzung für die Bildung von Streamer-Entladungen ist.

Die Streamer gehören zur Familie der kalten atmosphärischen Plasmaentladungen (CAP). Die meisten industriellen Anwendungen von Streamern und anderen CAPs (d.h. nicht als Vorläufer von Entladungen wie z.B. Funken) nutzen die einzigartigen chemischen Eigenschaften dieser Entladungen. [162]

Bei der Streamer-Entladung wird zwischen der Bildung eines positiven und eines negativen Streamers unterschieden. Im Folgenden werden die Unterschiede in zwei Abschnitten diskutiert. Zunächst wird die Bildung eines positiven Streamers behandelt. Der positive Streamer ist eine wichtige Komponente zur Beschreibung der Zündwahrscheinlichkeit von akkumulierten dielektrischen Oberflächen auf der MEiKS.

#### 5.2.2 Entstehung und Ausbreitung der Elektronenlawine

Für den Beginn der Ionisationsvorgänge und somit für die Entstehung einer Elektronenlawine müssen entweder freie Elektronen in der Gasstrecke vorhanden sein oder als Anreicherung an festen Oberflächen zur Verfügung stehen.

Freie Elektronen in der Gasentladungsstrecke können noch aus früheren Entladungsvorgängen vorhanden sein oder durch äußere Einflüsse wie Strahlung oder radioaktiven Zerfall gebildet werden, wie bereits in Abschnitt 4.3.2 diskutiert wurde.

Wenn in der Gasentladungsstrecke keine freien Elektronen vorhanden sind, kann eine Elektronenlawine nur aus den Elektronen gebildet werden, die an der Festkörperoberfläche bereitgestellt werden. Diese werden durch Anregung des elektrischen Hintergrundfeldes emittiert, wobei eine bestimmte Austrittsarbeit an der Kathode erforderlich ist.

Wie bereits diskutiert, kann es bei einer Kollision zur Ionisation kommen, wodurch entweder ein positives oder ein negatives Ion entsteht. Entscheidend ist die kinetische Energie, die bei der Kollision aufgebracht wird.

Dabei können folgende Reaktionen auftreten:

- Negative Ionisierung der Gasteilchen, bei der sich das freie Elektron an das Gasteilchen bindet.
- Positive Ionisierung der Gasteilchen durch Auslösen eines Elektrons durch einen unelastischen Stoß.
- Anhebung der verweilenden Energie des Gasteilchens, das sich nach kurzer Zeit normalisiert.
- Verweilen der angeregten Gasteilchen in einem metastabilen Energiezustand.

Unter normalen Bedingungen finden in Stickstoff-Sauerstoff-Gemischen, wie zum Beispiel in der Luft, bei Zusammenstößen zwischen freien Elektronen und Gasteilchen Ionisationsreaktionen statt. Dabei sind die beiden wesentlichen Reaktionen definiert:



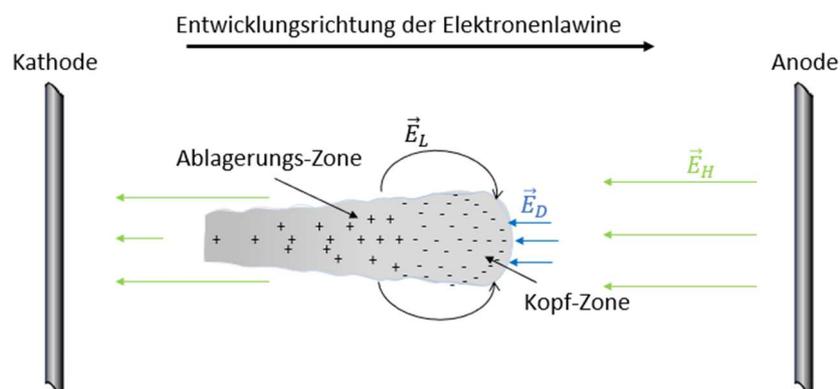
Ein Mechanismus, der die Elektronenabspaltung unterdrückt, ist die Bildung von Clustern um Sauerstoff-Ionen in feuchter Luft unter dem Einfluss von Wasser. [163]

Die bei der Stoßionisation freigesetzten Elektronen werden ebenfalls durch das elektrische Hintergrundfeld beschleunigt und führen ebenfalls zu weiteren Stoßionisationen mit Gasteilchen. Nachdem die ursprünglichen freien Elektronen eine Strecke  $s$  in Richtung des elektrischen Hintergrundfeldes zurückgelegt haben, erzeugen sie in dem sehr schnell ablaufenden Ionisationsprozess eine bestimmte Anzahl weiterer freier Elektronen, die dem ersten Townsend-Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{T_0}$  entspricht.

## 5 Büschelentladung im Kontext der NE

Bei elastischen Stößen überträgt das freie Elektron nur einen Teil seiner kinetischen Energie auf das kollidierende Gasteilchen. Dadurch kann es in einen Zustand der Rotation, Vibration oder Elektronenanregung versetzt werden. Je nach der übertragenen kinetischen Energie kann das Gasteilchen entweder kurzzeitig in diesem Zustand verbleiben (siehe Abschnitt 4.3.1) oder bei einer größeren Energieübertragung in einen metastabilen Zustand der Rotation, Vibration und Elektronenanregung versetzt werden. Dieser Zustand hält länger an und erfordert bei der nächsten Kollision weniger Ionisationsenergie, um die Ionisation abzuschließen.

Um eine Elektronenlawine zu erzeugen, muss die sich entwickelnde Raumladung ein elektrisches Durchbruchfeld erzeugen. Dieses elektrische Feld wirkt dem lokalen lateralen elektrischen Feld zwischen dem Kopf der Elektronenlawine und der Ablagerungszone der Elektronenlawine entgegen, das durch die Ionisation entsteht (siehe Abbildung 5.2.1).



$\vec{E}_D$  = Elektrischer Durchbruchfeldvektor

$\vec{E}_H$  = Elektrischer Hintergrundfeldvektor

$\vec{E}_L$  = Elektrischer lokaler Störfeldvektor

+ = Positive Ionen in der Ablagerungs-Zone der Elektronenlawine

- = Freie Elektronen in der Kopf-Zone der Elektronenlawine

Abbildung 5.2.1 Entwicklung einer Elektronenlawine

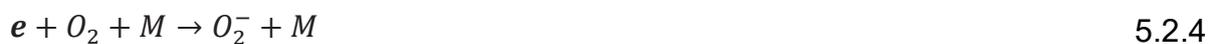
Freie Elektronen können jedoch auch an positive Ionen gebunden werden und stehen dann für Elektronenkollisionen nicht mehr zur Verfügung. Die positiven Ionen  $O_4^+$ ,  $N_2^+$  und  $O_2^+$  stehen für die Rekombination zur Verfügung, da sie sich schnell umwandeln können. [164]

In den meisten Fällen endet die Umwandlung in reinem Stickstoff  $N_4^+$  und in Gasgemischen mit niedrigen Sauerstoffkonzentrationen, die  $O_2^+$  enthalten. Bei anderen Reaktionen entstehen Radikale wie  $O$ ,  $N$ ,  $NO$  und  $O_3$ . [165]

Ebenso finden neben den Zusammenstößen zur Ionisation weitere Anregungs- und Dissoziationsreaktionen der Gasteilchen statt. In Luft sind insbesondere die Anlagerung freier Elektronen an Sauerstoffteilchen durch die Zweikörperbindung:



zu erwähnen, die durch höhere Elektronenenergie oder bei geringerer Luftdichte vollzogen werden, oder durch die Dreikörperbindung:



die häufig bei hohen Luftdichten auftreten.  $M$  soll hier in der chemischen Gleichung für ein beliebiges anderes Molekül stehen. [166]

Bei diesem Anlagerungsmechanismus ist keine Dissoziationsenergie erforderlich, um sich entweder die Elektronen von  $O_2^-$  abzuspalten oder sich die Ionen in Abhängigkeit von der Luftdichte und dem elektrischen Feld in das stabile Ion  $O_3^-$  umzuwandeln [167], [168]

Es ist zu beachten, dass freie Elektronen durch Rekombination mit positiven Ionen verloren gehen, wie bereits beschrieben. Daher muss der effektive Ionisationskoeffizient pro Längeneinheit positiv sein. Dieser kann aus dem Townsend-Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{To}$  und einem Rekombinationskoeffizienten  $b_{Re}$  berechnet werden.

$$\bar{\alpha} = \alpha_{To} - b_{Re} \quad 5.2.5$$

Pro Längeneinheit muss das Verhältnis  $\alpha_{To} > b_{Re}$  gegeben sein, damit sich das elektrische Durchbruchfeld gegen das elektrische Hintergrundfeld durchsetzen kann und die Entwicklung einer Elektronenlawine nicht verhindert wird. In elektronegativen Gasen wie Luft ist der Verlust freier Elektronen durch Rekombination mit positiven Ionen somit nicht vernachlässigbar.

Die kinetische Energie, die den freien Elektronen durch das elektrische Hintergrundfeld zugeführt wird, geht teilweise durch Zusammenstöße mit Gasteilchen verloren.

Dadurch stellt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit ein, die wie folgt beschrieben werden kann:

$$v_{drift} = -\mu_e E \quad 5.2.6$$

Die Beweglichkeit der freien Elektronen wird durch den Koeffizienten  $\mu_e$  beschrieben. Bei hohen elektrischen Hintergrundfeldern kann die sogenannte Widerstandbarriere durchbrochen werden und die Beschleunigung der elektrischen Ladungen nimmt weiter zu, was zu einem Runaway führt. Dabei wird der Runaway-Breakdown überschritten und die Reibungsbarriere durch die Kollisionen weiter abgebaut, was zu einem elektrischen Strom führt, der dem Ohmschen Gesetz folgt. In der Gleichung steht  $J$  für die elektrische Stromdichte und  $\sigma_p$  für die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas.

$$J = \sigma_p E \quad 5.2.7$$

Dieser Strom kann entweder als Entladestrom oder als Ableitstrom auf der MEiKS, also im externen Stromkreis, gemessen werden.

Es ist zu beachten, dass die Elektronenenergiebilanz nicht deterministisch ist und von den Verlusten durch Kollisionen abhängt, die durch stochastische Kollisionen, d.h. durch Tunneln, zu hochenergetischen Zuständen führen können. Dieses Phänomen kann auch auftreten, wenn das elektrische Hintergrundfeld bei einer deterministischen Interpretation zu gering ist. Die Dynamik hängt nicht von einer festen Anzahl freier Elektronen ab, sondern entsteht durch die Höhe des elektrischen Hintergrundfeldes, das oberhalb des klassischen Durchbruchwertes liegt. Dadurch entstehen immer mehr energiereiche freie Elektronen, die in den Runaway-Effekt übergehen können. [169]

Es ist zu beachten, dass die elektrische Leitfähigkeit hauptsächlich auf dem Beitrag der freien Elektronen beruht, solange die Dichte der freien Elektronen und die Ionen-dichte gleich sind. Die elektrische Leitfähigkeit wird also durch die Elementarladung  $e$  und die Elektronendichte  $n_e$  bestimmt:

$$\sigma_p \approx e \mu_e n_e \quad 5.2.8$$

Bei der Stoßionisation können freie Elektronen eine Elektronenlawine bilden. Im elektrischen Hintergrundfeld erreichen sie eine Geschwindigkeit von  $2 \cdot 10^7 \frac{cm}{s}$ .

Die entstehenden positiven Ionen bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von nur  $2 \cdot 10^5 \frac{cm}{s}$  und sind damit langsamer als die Elektronen. [151]

Dies liegt daran, dass Ionen wie freie Elektronen driften, aber aufgrund ihres Gewichts langsamer sind und bei Kollisionen mit neutralen Gasteilchen leichter ihre kinetische Energie verlieren. Dies ist eine Folge der Energie- und Impulserhaltung bei Kollisionen.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Elektronen ist um zwei Größenordnungen höher als die der positiven Ionen. Während der Entwicklung der Elektronenlawine verbleiben die positiven Ionen in ihrer Ausgangsposition oder in der Ablagerungszone, die als quasi stationär angesehen werden kann. Der Radius der Elektronenlawine kann sich während des Entstehungsprozesses durch Diffusion der Elektronen vergrößern. Die Elektronen befinden sich am Kopf der Elektronenlawine, gefolgt von den positiven Ionen in der Ablagerungszone. Es bildet sich eine Art Wirbel am Kopf und in der Ablagerungszone, wie in Abbildung 5.2.1 dargestellt. [151]

Da sich der Ionisationsprozess im Kopfbereich der Elektronenlawine konzentriert, ist die elektrische Raumladungsverteilung sehr ungleichmäßig.

Dadurch führt das elektrische Feld der elektrischen Raumladung  $E_L$  zu einer Verzerrung des elektrischen Hintergrundfeldes. Diese Verzerrung führt zu einer starken Verstärkung des elektrischen Feldes zwischen positivem und negativem Bereich, also zwischen Kopf- und Ablagerungsbereich, und zu einer Abschwächung des elektrischen Feldes im Bereich des Kopfes.

Die Elektronenlawine führt zu einer starken Änderung der Raumladung, da sie die positive elektrische Raumladung, die durch die positiven Ionen gebildet wird, asynchron mitreißt. Dadurch bildet sich auch dort ein ungleichmäßiges elektrisches Feld aus. Eine maximale positive Ionendichte am Kopf der Lawine wird ebenfalls mitgerissen, was zu einer starken Verzerrung des elektrischen Hintergrundfeldes im Entladungskanal führt (siehe Abbildung 5.2.1). [151]

Die Gleichung 5.2.9 beschreibt die Stromdichte  $J$  in einem ionisierten Medium durch die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  und das elektrische Feld  $E$ .

$$\partial_t \rho_{La} + \nabla \cdot J = 0 \tag{5.2.9}$$

Die Ladungsdichteverteilung  $\rho_{La}$  unterliegt einer zeitlichen Veränderung, die durch eine Stromdichte  $J$  bedingt ist.

Auch das elektrische Feld  $E$  im Vakuum und in nicht dichten Gasen mit ihre Dielektrizitätszahl ändert sich aufgrund des Gaußschen Gesetzes, wie aus Gleichung 5.2.9 hervorgeht. Bei der Berücksichtigung des Einflusses eines Mediums in der Entladungsstrecke ist auch die relative Dielektrizitätskonstante des Mediums aufgrund seines Dipolverhaltens zu berücksichtigen. Dies hat Auswirkungen auf die elektrische Ladungsdichteverteilung bei dielektrischen Stäuben, was wiederum die Stromdichte der Elektronenlawine beeinflusst.

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho_{La}}{\epsilon_0} \quad 5.2.10$$

Die Gleichungen zeigen, dass das Innere eines Körpers mit fester Form und konstanter Leitfähigkeit  $\sigma$  auf der Zeitskala die dielektrischen Relaxationszeit abschirmt.

$$\tau_R = \frac{\epsilon_0}{\sigma} \quad 5.2.11$$

Wie in Gleichung 5.2.11 gezeigt, beeinflusst die Dielektrizitätskonstante die dielektrische Relaxationszeit.

Daher muss auch die relative Dielektrizitätskonstante des Mediums in der Entladungsstrecke berücksichtigt werden. Aus diesem Grund haben dielektrische Stäube einen erheblichen Einfluss auf die Entstehung und Ausbreitung der Elektronenlawine.

Eine theoretische Beschreibung der Entstehung eines Streamers ist daher im Allgemeinen durch mehrere Schritte gekennzeichnet.

Die Anfangsphase, also die Entstehung der Entladung, wird durch ein elektrisches Hintergrundfeld ausgelöst. Dieses elektrische Hintergrundfeld muss eine ausreichende Ausbreitung und Stärke besitzen, damit es die freien oder emittierten Elektronen, die ebenfalls in ausreichender Zahl vorhanden sein müssen, in Richtung Anode beschleunigen kann. Wenn nicht genügend freie Elektronen vorhanden sind, kann die Entladung verzögert oder gar nicht stattfinden. Wenn jedoch alle Bedingungen erfüllt sind, beginnt die Entladung mit einem so genannten Jitter.

### 5.2.3 Die Entwicklungsphase eines positiven Streamers

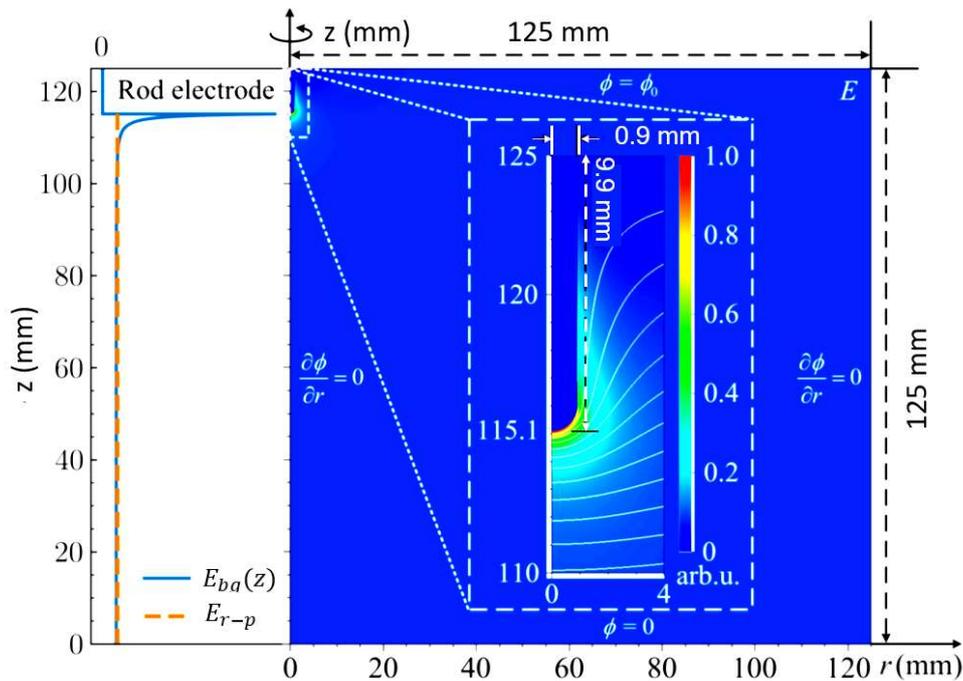
Die Theorie von Meek, Leob und Reather zur Entstehung von Streamer-Entladungen erklärt Hochdruck-Gasentladungen und kann auch Phänomene bei Atmosphärendruck erklären. Nach dieser Theorie sind die Ionisation durch Elektronenstöße und die Photoionisation im Entladungsraum die Hauptfaktoren für die Verzerrung des elektrischen Feldes und somit für die Aufrechterhaltung der selbständigen Entladung. [151]

Die Entstehung eines positiven Streamers von einer gekrümmten positiven Elektrode durchläuft eine bestimmte Entwicklungsphase. In der Startphase bildet sich eine sogenannte Inception Cloud. [170], [171]

Diese Entwicklung durchläuft auch ein negativer Streamer, der von einer gekrümmten Kathode ausgeht. [159]

Wenn die Elektrodengeometrie einen Körper darstellt, der in Richtung des elektrischen Feldes langgestreckt ist, ergibt sich um die stark verengte Elektrodengeometrie eine beträchtliche Oberflächenladung. Daher geht von der stark verengten Geometrie eine starke elektrische Feldverstärkung aus. Wenn das lokale elektrische Feld an der stark verengten Form der Elektrode den elektrischen Durchbruchwert  $E_D$  überschreitet, bildet sich dort ein leitfähiger Streamer aus, auch wenn das elektrische Hintergrundfeld kleiner als der Durchbruchwert ist.

Eine anschauliche Darstellung ist in Abbildung 5.2.2 anhand numerischer Modellergebnisse gegeben. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Geometrie der Stabelektrode dargestellt, welche eine Randbedingung für das elektrische Potential  $\phi$  und das elektrische Anfangsfeld  $E$  ohne Streamer darstellt. Auf der linken Seite sind das axiale elektrische Hintergrundfeld  $E_{bg}(z)$  und das mittlere elektrische Feld  $E_{r-p}$  zwischen der Spitze der Stabelektrode und der geerdeten Elektrode zu sehen. [172]



$E_{bg}(z)$  = Axiales elektrisches Hintergrundfeld  
 $E_{r-p}$  = Mittleres elektrisches Feld  
 $r$  = Radius der Elektrode  
 $\phi$  = Elektrisches Potential

Abbildung 5.2.2 Schematische Darstellung eines Berechnungsbereichs für die Entstehung eines Streamers [172, Figure 1]

Abbildung 5.2.3 zeigt die zeitliche Abfolge der Entstehung einer Inception Cloud. Die Aufnahmen wurden während der Entladungsentstehung an einer 160 mm Punkt-Ebenen-Entladungsstrecke aufgenommen, die mit 200 mbar künstlicher Luft gefüllt war und mit einem Spannungsimpuls von +35 kV beaufschlagt wurde. Im linken Bild ist zunächst die erste Stufe der Entstehung der Inception Cloud zu sehen. Dort ist zu erkennen, wie um die Punktelektrode herum Licht emittiert wird. Im mittleren Bild ist die Hüllenphase zu erkennen.

Es handelt sich um eine nichtlineare Struktur mit einer sich ausbreitenden Ionisationsfront, die durch lokale Lichtemission sichtbar wird. Außerdem ist zu erkennen, dass der maximale Radius den inneren Bereich elektrisch abschirmt und an den Rändern ein elektrisches Feld aufweist, das in der Höhe dem elektrischen Durchbruchfeld  $E_D$  entspricht. Das rechte Bild in der Abbildung 5.2.3 zeigt ein weiteres Stadium, in dem die Inception Cloud in Streamer-Channel zerfällt. [173]

Ähnliche Phänomene werden in der Literatur auch als diffuse Entladungen [174], [175], [176], sphärische Streamer [177] oder Ionisationswelle [178] bezeichnet.

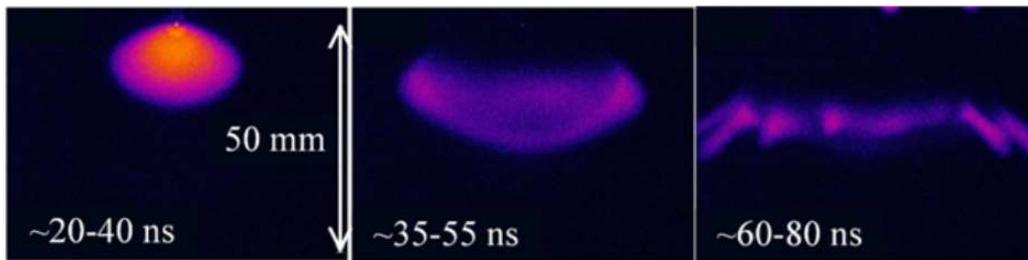


Abbildung 5.2.3 Entwicklungsstadien der Inception Cloud [173, Figure 1]

Im ersten Schritt bewegt sich die Elektronenlawine in Richtung Anode. Je näher sie der Anode kommt, desto intensiver wird der Ionisationsprozess am Lawinenkopf. Beim Auftreffen auf die Anode ist die Raumladungsdichte am Kopf der Elektronenlawine so groß, dass sich das elektrische Feld im Auftreffbereich der Elektronenlawine soweit verstärkt hat, dass eine große Anzahl von Photonen emittiert wird und sich daraus die Inception Cloud entwickelt. [151]

Chen et al. [173] haben gezeigt, dass für eine stabile Bildung einer Inception Cloud eine ausreichende Photoionisation bei verschiedenen Variationen des Stickstoff-Sauerstoff-Verhältnisses vorhanden sein muss. Dies wurde durch die Simulationsergebnisse in [179] bestätigt, die in Abbildung 5.2.4 dargestellt sind. Weiterhin fanden Chen et al. heraus, dass die Größe der Inception Cloud bei einem Druck von 100 *mbar* unterhalb von 0,2% Sauerstoff bis zum Zerfall deutlich abnimmt.

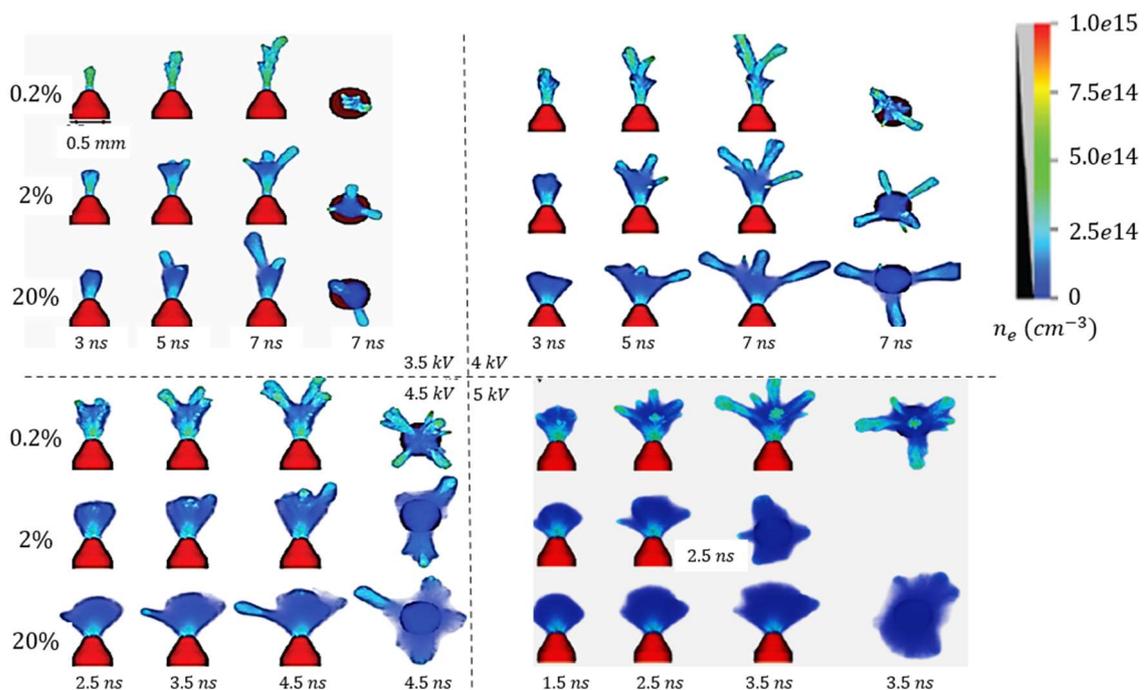


Abbildung 5.2.4 Grafisches Simulationsergebnis einer 3D-Simulation mit einem Sauerstoffanteil von 0,2 % 2% und 20 % [179, Figure 4]

In Konsequenz dessen lässt sich ableiten, dass die Bildung eines Streamers durch ein Inertgas limitiert werden kann. Folglich kann es auch auf der MEiKS als Hilfsmittel zur Vermeidung einer Zündquelle eingesetzt werden.

Die eingestrahelten Photonen erzeugen im Raum vor der Inception Cloud eine Photoionisation. Die neu gebildeten Photoelektronen werden von der positiven elektrischen Raumladung des Kopfes der Hauptelektronenlawine angezogen. [151]

Das elektrische Feld wird weiter verzerrt und die Elektronen in der Elektronenlawine kollabieren, wodurch eine Sekundärelektronenlawine entsteht. Diese bewegt sich auf die Hauptelektronenlawine zu und die Elektronen aus dem Kopfteil der Sekundärelektronenlawine bewegen sich in den positiven elektrischen Raumladungsbereich der Hauptelektronenlawine. Die Elektronen aus der Hauptelektronenlawine sind währenddessen über die Anode abgeflossen. Im positiven elektrischen Raumladungsbereich des Kopfteils bilden sich durch die geringe elektrische Feldstärke negative Ionen. Die große Anzahl von elektrisch positiven und negativen geladenen Teilchen bildet einen Plasmastrom, der als positiver Streamer bezeichnet wird (siehe Abbildung 5.2.5). [151]

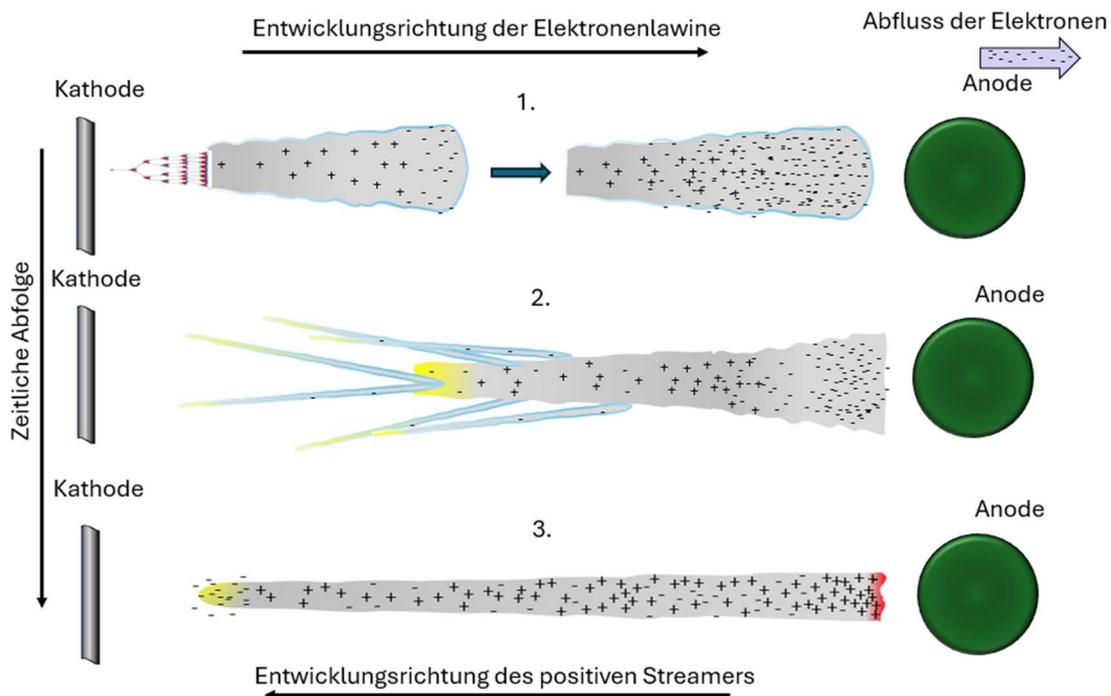


Abbildung 5.2.5 Schematische Darstellung der Entwicklung eines positiven Streamers

Dies bestätigt, dass die Photoionisation die Entladungsfront nicht nur in der sphärischen Expansionsphase, sondern auch in der anschließenden Streamer-Phase stabilisiert. Dieser Effekt der Photoionisation tritt auch während der Streamer-Bifurkation in verschiedenen Gasgemischen auf.

Abbildung 5.2.6 zeigt die zeitliche Entwicklung eines positiven Streamers aus einer Inception Cloud. Deutlich erkennbar ist, wie sich der Streamer-Head fortsetzt und die Streamer-Deportation-Area hinter sich herzieht. Die Streamer-Deportation-Area bildet sich dabei länglich aus.

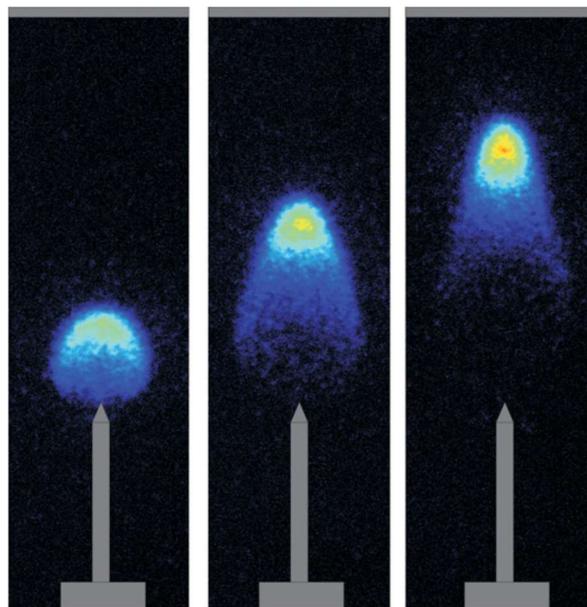


Abbildung 5.2.6 Entwicklung eines Streamers. Aufgenommen mit 38 kV und einer Entladungsstrecke von 30 mm. Die Zeitverzögerung ab dem Beginn des Hochspannungspulses beträgt im linken Bild 5 ns, im mittleren Bild 10 ns und im rechten Bild 15 ns [180, Figure 7]

Das lokale elektrische Feld wird durch die halbkugelige Form nach innen abgeschirmt. Dies ist ähnlich wie bei dem simulierten Streamer in Abbildung 5.2.7, der jedoch bereits länglich ausgebildet ist.

Abbildung 5.2.7 zeigt das Simulationsergebnis, welches ein starkes elektrisches Feld am Streamer-Head aufzeigt. Eine Ladungsschicht mit sowohl positiver (blau, gesättigt) als auch negativer Ladung (rot) umgibt den Streamer-Channel. Es ist auch ein Querschnitt der momentanen Lichtemission in der Nähe des Streamer-Heads zu sehen. Die Simulation wurde mit einem axialsymmetrischen Fluidmodell in Luft bei 1 bar, einem Spalt von 1,6 cm und einer angelegten Spannung von 32 kV durchgeführt. [156]

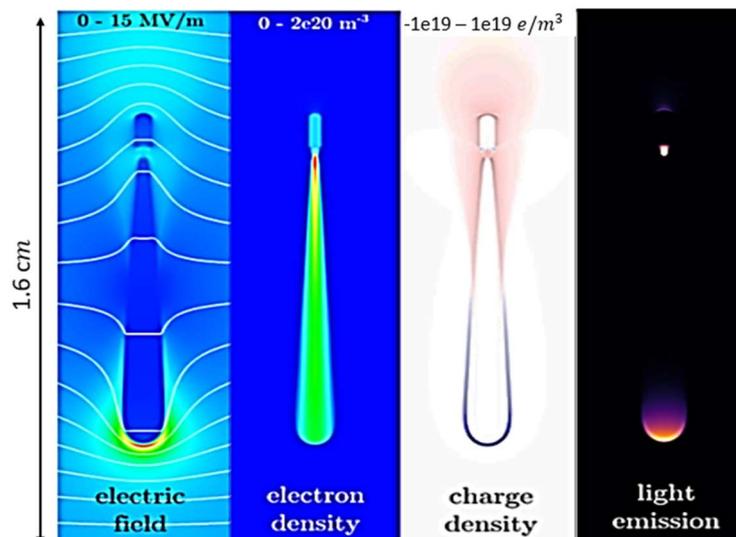


Abbildung 5.2.7 Simulationsbeispiel mit einem Querschnitt eines positiven Streamers, der sich nach unten ausbreitet [156, Figure 3]

Die Ursache für dieses Phänomen liegt darin, dass der Radius eines elektrischen Potentials  $\phi$  einem elektrischen Oberflächenfeld  $E_0$  auf einer idealen Kugel entspricht. Um den maximalen Radius einer Inception Cloud zu bestimmen, kann wie folgt vorgegangen werden: [159]

$$r_{max} = \frac{U}{E_D} \quad 5.2.12$$

Dabei ist  $U$  die angelegte elektrische Spannung und  $E_D$  das elektrische Durchbruchfeld.

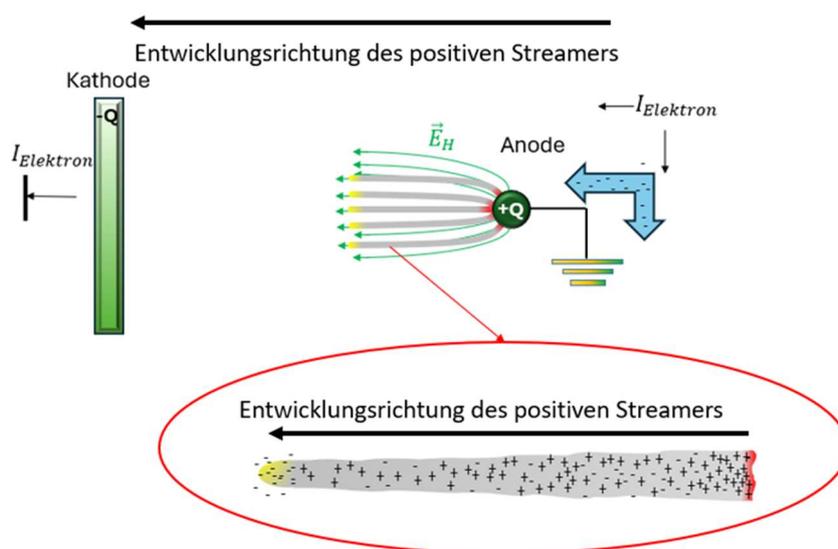
Diese Entwicklung bestimmt den Übergang von der Inception Cloud zum Streamer sowie die Geschwindigkeit, den Radius und den Isolationsgrad der Inception Cloud. Diese Abhängigkeiten zwischen Höhe und Anstiegszeit der angelegten elektrischen Spannung zwischen den Entladungselektroden wurden in verschiedenen Experimenten nachgewiesen. [170], [171], [173], [182]

Die dargelegten Erkenntnisse lassen sich auf die Büschelentladung übertragen. Die angelegte elektrische Spannung, deren Anstiegszeit sowie die Krümmung der Elektrode determinieren den Ionisationsgrad innerhalb der Inception Cloud und deren Radius zweifelsfrei, auch bei einer Büschelentladung. Die Entwicklung der Inception Cloud bei der Entstehung einer Büschelentladung wird folglich durch verschiedene Faktoren determiniert.

Dazu zählen die Akkumulationshöhe, der Abstand der akkumulierten dielektrischen Oberfläche zur ableitenden Elektrode sowie deren Krümmungsgrad und deren Annäherungsgeschwindigkeit.

### 5.2.4 Trajektorie von positiven Streamern

Die Ausbreitungsrichtung des Streamers wird durch die Bewegung der Elektronen bestimmt, welche die Trajektorie des Streamers definieren. Die Elektronen ebnen den Ionisationsweg und bewegen sich entgegen den elektrischen Feldvektoren. Folglich bewegen sich die Streamer entlang der elektrischen Feldlinien, wie in Abbildung 5.2.8 schematisch dargestellt.



$\vec{E}_H$  = Elektrischer Hintergrundfeldvektor

$I_{Elektron}$  = Abflussstrom der Elektronen

+ = Positive Ionen in der Ablagerungs – Zone der Elektronenlawine

– = Freie Elektronen in der Kopf – Zone der Elektronenlawine

Abbildung 5.2.8 Trajektorie von positiven Streamern

Die Ausbreitung hängt von der Polarität der Streamer entlang der elektrischen Feldlinien ab. Die Ausbreitungsrichtung der jeweiligen Polarität kann aus dem sich ausbreitenden elektrischen Hintergrundfeld und seinen Feldlinien abgeschätzt werden. Es ist zu berücksichtigen, dass die elektrischen Felder der auftretenden Streamer sich aufgrund ihrer Stärke gegenseitig abstoßen und es dadurch zu Abweichungen von der idealisierten Ausbreitungsrichtung benachbarter Streamer kommen kann. [183]

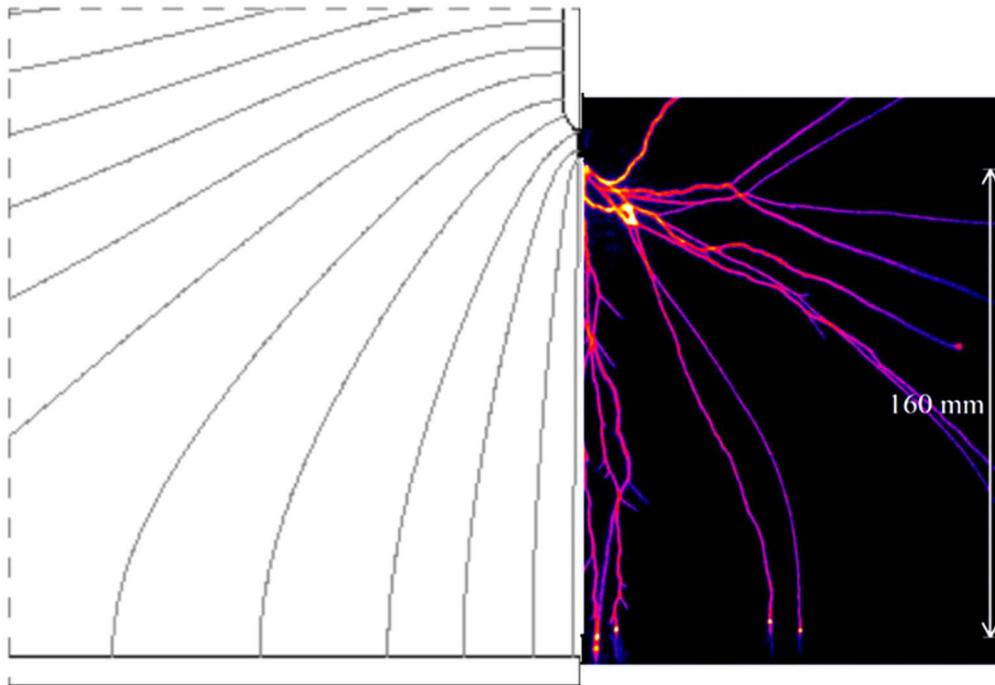
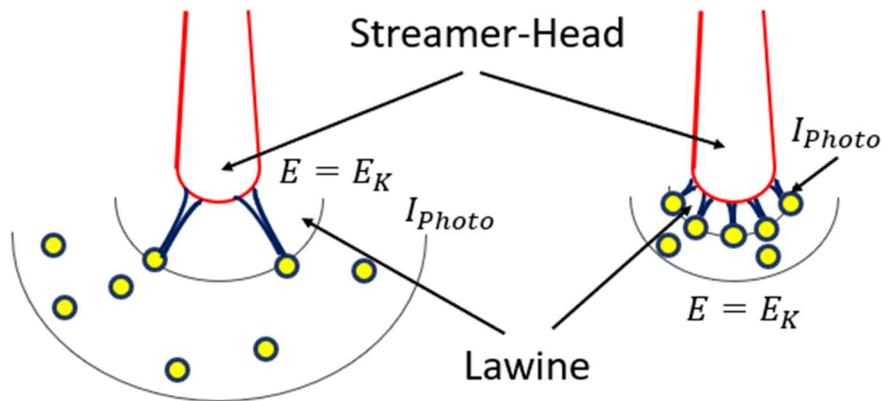


Abbildung 5.2.9 Gegenüberstellung von berechneten elektrischen Hintergrundfeldlinien (links) und der dazugehörigen Streamer [156, Figure 16]

Abbildung 5.2.9 zeigt eine Gegenüberstellung der berechneten elektrischen Hintergrundfeldlinien mit der tatsächlichen Trajektorie des Streamers. Die Abbildung des Streamer-Bildes zeigt eine 2D-Projektion einer 3D-Struktur eines Streamers, die unter 200 *mbar* Stickstoff mit 0,2% Sauerstoffbeimischung in einer 160 *mm* Punkt-Ebene-Entladungsstrecke mit einem Spannungsimpuls von +11 *kV* aufgenommen wurde. Aus den genannten Gründen weicht die Trajektorie des Streamers von den idealisierten elektrischen Feldlinien des Hintergrundfeldes ab. [156]

Ändert sich die Elektronendichte vor positiven Streamern, so reagieren diese empfindlich. In Luft ändert sich die Elektronendichte kaum, da durch die Photoionisation eine sehr hohe Elektronendichte vorhanden ist.

Anders verhält es sich in reinen Gasen, wo die Elektronenverteilung die Ausbreitungsrichtung der Streamer beeinflussen kann. Das elektrische Hintergrundfeld spielt dann eine untergeordnete Rolle und die Orientierung der Streamer und das Bifurkationsverhalten werden davon beeinflusst.



$E$  = Elektrisches Feld  
 $E_D$  = Elektrisches Durchbruchfeld  
 $I_{photo}$  = Photoemission

Abbildung 5.2.10 Beeinflussung der Elektronendichte auf das Ausbreitungsverhalten des positiven Streamers, angelehnt an [184]

Abbildung 5.2.10 zeigt den Einfluss der freien Elektronendichte auf die Ausbreitung eines positiven Streamers. Es ist zu erkennen, dass bei geringer freier Elektronendichte der Radius der Photoemission außerhalb des elektrischen Durchbruchfeldes liegt.

Auch die Trajektorie der Streamer kann beeinflusst werden, wie in verschiedenen Veröffentlichungen gezeigt wurde. So konnte in Experimenten mit UV-Lasern gezeigt werden, dass mit einer leicht vorionisierten Spur die Ausbreitungsrichtung positiver Streamer in Stickstoff-Sauerstoff-Gemischen sogar senkrecht zur Orientierung des elektrischen Hintergrundfeldes abgelenkt werden kann, wie in Abbildung 5.2.11,d zu sehen ist. [185], [186]

Weiterhin ist auch in der Abbildung 5.2.11,a zu erkennen, dass die Ionisationsdichte der gegebenen UV-Laserspur zu gering war, um das elektrische Hintergrundfeld zu beeinflussen und dass der Effekt auf die Verteilung der Vorionisation zurückzuführen ist.

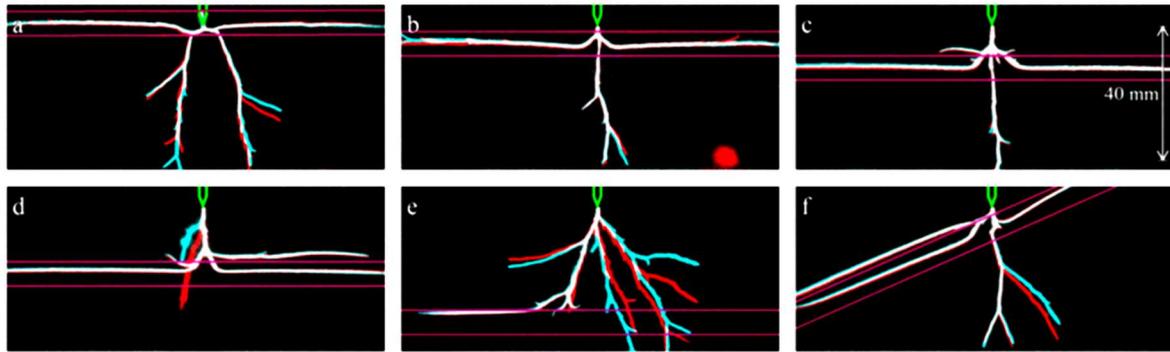


Abbildung 5.2.11 Stereoskopische Bilder von lasergesteuerten Streamer-Entladungen für verschiedene Laser Positionen. Der Laserpfad ist durch die violetten Linien umrissen. Die Streamer beginnen an der Spitze, grün dargestellt. Weiße Streamer bewegen sich in der Bildebene, die anderen außerhalb [185, Figure 2]

In [186] wurde gezeigt, dass der Ablenkungseffekt durch freie Elektronen erklärt werden kann, die während des elektrischen Spannungspulses vor dem Eintreffen des Streamers im elektrischen Feld driften. Die vertikale Verschiebung kann auch nicht durch die Drift anderer elektrischer Ladungsträger wie positiver oder negativer Ionen erklärt werden. Numerische Simulationen bestätigten sowohl die Ablenkung der Elektronen als auch die Driftverschiebung. [186]

Die Ausbreitungsrichtung der Streamer wird durch die Orientierung des elektrischen Hintergrundfeldes und damit durch die elektrischen Feldlinien des Hintergrundfeldes bestimmt. Abweichungen von diesen elektrischen Feldlinien können entweder durch das elektrische Feld anderer Streamer oder durch vorionisierte Trajektorien verursacht werden. Dabei ist zu beachten, dass die Höhe der elektrischen Felder der Streamer von der Höhe der im Streamer akkumulierten elektrischen Ladung abhängt. Vorionisierte Trajektorien können durch Memoryeffekte oder durch äußere Einflüsse wie Laserstrahlen entstehen.

Streamer in der gleichen Gasentladungsstrecke haben unter normalen Umständen die gleiche Polarität, so dass sich die Streamer abstoßen und somit bei mehreren Streamern oder deren Bifurkationen die Trajektorien einander verzehren und auseinanderdriften. [187]

In Abbildung 5.2.12 ist zu erkennen, dass die Streamer von zwei ionisierten Keimen mit einem vertikalen Versatz von  $4\text{ mm}$  (obere Reihe) und  $8\text{ mm}$  (untere Reihe) ausgehen. Dies führt zu Abstoßung oder Anziehung.

Die Darstellungen in der Abbildung 5.2.12 zeigen die Elektronendichte (Volumendarstellung) sowie die Querschnitte des elektrischen Feldes mit Äquipotentiallinien im Abstand von  $4\text{ kV}$ , welche ein solches Auseinanderdriften bewirken. [181]

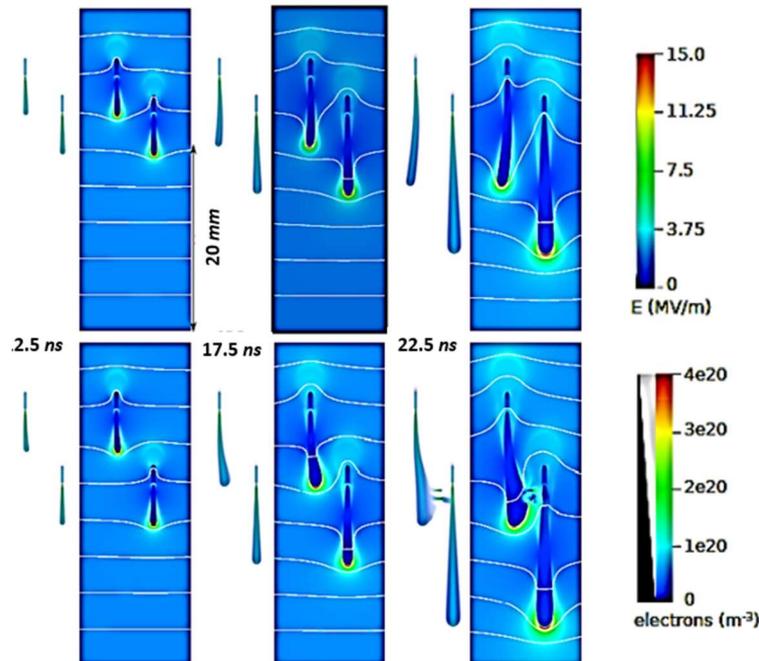


Abbildung 5.2.12 Dreidimensionale Plasma-Fluid-Simulationen von wechselwirkenden positiven Streamern in atmosphärischer Luft [181, Figure 8]

Die Experimente mit gepulsten Plasmastrahlen in Stickstoff, liefern ebenfalls Argumente für eine Beeinflussung der positiven Streamer durch geladene Teilchen. Dabei wurde zwischen den Hochspannungspulsen ein elektrisches Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Streamer erzeugt, dass zu einer Beeinflussung in der Ausbreitungsrichtung der nachfolgenden Gasentladung führte. Somit konnte gezeigt werden, dass vorangegangene Entladungen einen Memory-Effekt erzeugen. [188]

Versuche mit stärkeren Lasern haben ebenfalls gezeigt, dass die Ergebnisse der Ablenkung bestätigt werden. Allerdings beeinflusst die Erwärmung oder eine deutliche Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit des Gases die Ausrichtung des Streamers. Eine signifikante Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit vor Beginn der Entladung kann auch das elektrische Hintergrundfeld beeinflussen. [189], [190]

Aus diesen Erkenntnissen ergibt sich, dass eine Messung der Temperatur des Streamer-Heads mit beispielsweise Lasermessungen den Streamer ablenkt und somit auch die Messung selbst beeinflusst.

Dadurch wird kein eindeutiges Ergebnis der Temperaturmessung erzielt. Bewertungen der Temperaturen, die von Streamern ausgehen, müssen daher aus Simulationsergebnissen der Streamer-Physik abgeleitet werden.

### **5.2.5 Streamer-Ausbreitung und -Bifurkation**

Durch die nichtlinearen Wechselwirkungen der Stoßionisation, der Elektronenlawine und der elektrischen Feldverzerrungen am Streamer-Head entstehen kohärente Strukturen.

Insbesondere der Streamer-Head mit seiner gekrümmten elektrischen Raumladungsschicht bildet eine solche Struktur, die in allgemeinen Simulationen beobachtet werden konnte. [191]

In vielen Kamerabildern ist nicht immer klar erkennbar, dass es sich um eine zweidimensionale Projektion handelt. Bei einem verzweigten Streamer-Baum können die Streamer-Bifurkationen als aneinandergereihte Streamer-Erscheinungen wahrgenommen werden.

In [192] wurde gezeigt, dass 3D-Rekonstruktionen erkennen lassen, dass es sich hierbei um Projektionsartefakte handelt und nicht um eine Aneinanderreihung von Streamern.

Da der Streamer-Head als zusammenhängende Struktur betrachtet wird, ergeben sich für Multi-Streamer-Prozesse Baummodelle [193], die auch in Abbildung 5.2.13 dargestellt sind.

Aus diesem Sachverhalt ergibt sich eine Theorie zur Ausbreitung einer Büschelentladung.

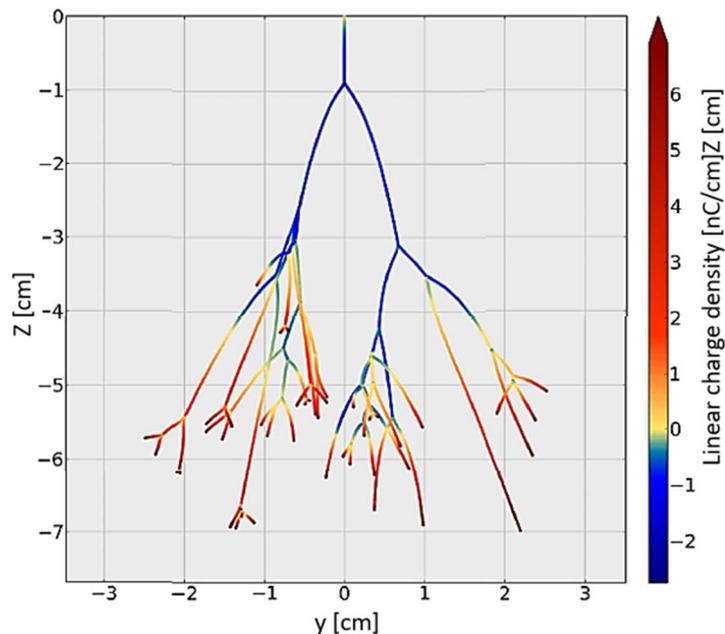


Abbildung 5.2.13 Ladungsverteilung in einer Streamer-Simulation unter Verwendung eines Baummodells. Die Farbskala ist abgeschnitten und zeigt nicht die Ladungsdichte an den Streamer-Spitzen, da diese die Darstellung dominieren würden [193, Figure 6]

Die Asymmetrie der elektrischen Ladungsgeschwindigkeit in Luft lässt sich dadurch erklären, dass um einen negativen Streamer eine elektrische Raumladungsschicht durch den Überschuss an freien Elektronen gebildet wird. Diese Elektronen driften seitlich vom Streamer-Körper weg und schwächen dadurch die Verstärkung des elektrischen Feldes am Streamer-Head ab. Dieser Prozess setzt sich auch fort, wenn das laterale elektrische Feld unterhalb der Durchbruchschwelle liegt. [194]

Der positive Streamer breitet sich nur dort zur Kathode hin aus, wo das lokale elektrische Feld hoch genug ist, um die sich nähernde Ionisationslawine zu vervielfachen. Die elektrischen Ladungsschichten entstehen durch den Überschuss an positiven Ionen. Da sich die positiven Ionen im Vergleich zu den anderen elektrischen Ladungsträgern kaum bewegen, wird die elektrische Feldverstärkung vor dem positiven Streamer besser aufrechterhalten.

In Abbildung 5.2.13 sind zwei Streamer-Heads zu sehen. Ein Streamer-Head wird als positiv elektrisch geladene Kugel dargestellt, auf der sich 4 bis 5 Ionisationslawinen ausbreiten.

Der aktive Bereich wird durch den Bereich definiert, in dem das elektrische Feld über dem Durchbruchwert liegt. Im Vergleich zu Simulationen in Luft ergibt sich ein anderes Bild:

- Die positive elektrische Ladung ist in einer dünnen Schicht um den Streamer-Head herum angeordnet und nicht innerhalb des Streamer-Heads.
- Die Lawinen in der Luft sind so dicht, dass sie nicht voneinander unterschieden werden können (siehe rechtes oberes Bild in Abbildung 5.2.14).

Streamer mit einem bestimmten Durchmesser und einer bestimmten Länge verzweigen sich in den meisten Fällen in mehrere Streamer-Channel. Die Morphologie ist in Abbildung 5.2.14 dargestellt. Die Aufnahmen wurden bei einem Druck von 200 *mbar* in einer 16 *cm* breiten Entladungsstrecke gemacht. [195]

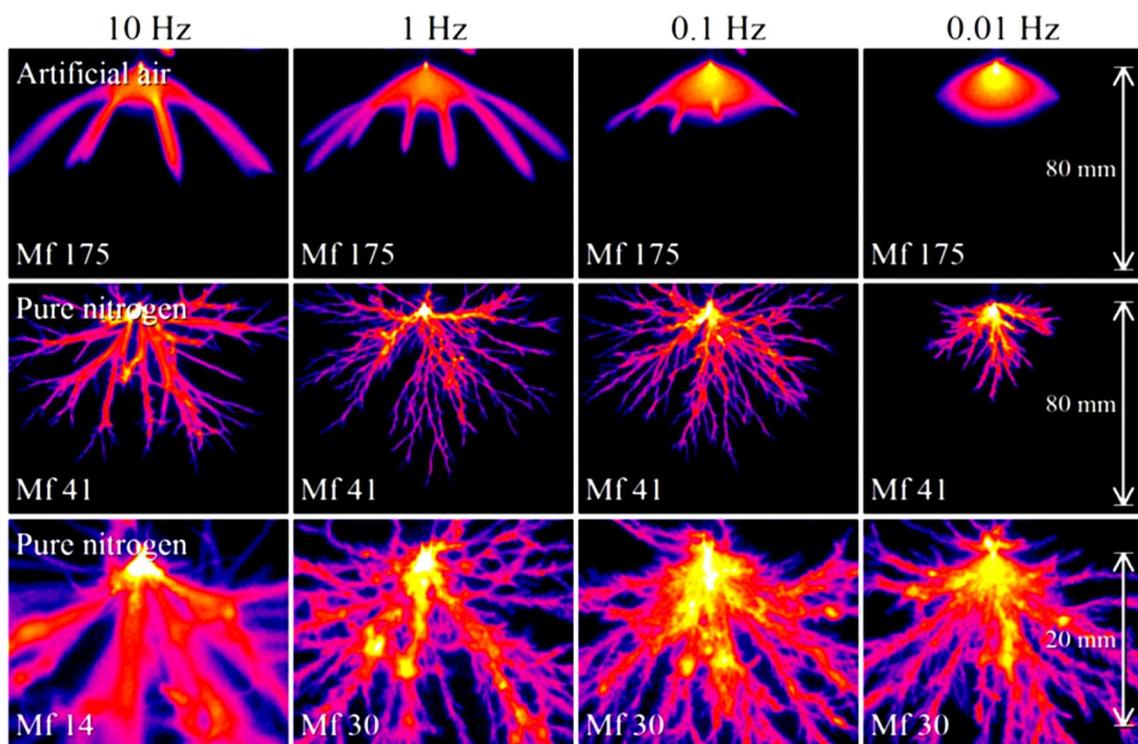


Abbildung 5.2.14 Übersicht (obere und mittlere Reihe) und gezoomte Bilder (untere Reihe) der Auswirkungen der Pulswiederholrate auf die Streamer-Morphologie [195, Figure 3]

Streamer mit geringem Durchmesser lösen sich im abklingenden elektrischen Hintergrundfeld auf. Der resultierende Durchmesser wird als Minimalwert  $d_{min}$  definiert.

Um die Bifurkation des Streamers zu quantifizieren, werden Parameter wie der Bifurkationswinkel, der Bifurkationsabstand und die Bifurkationsstartgeschwindigkeit benötigt.

Die Parameter für den Bifurkationswinkel und für den Bifurkationsabstand können mit stereoskopischen Techniken bestimmt werden. In den meisten Fällen ist es jedoch beim derzeitigen Stand der Forschung kaum möglich, die Bifurkation von kleineren Ästen oder Zweigen genau zu bestimmen. Außerdem gibt es bisher keine grundsätzlichen Unterschiede zwischen einem kleinen Ast und einer geschlitzten Bifurkation.

Daher kann eine Bifurkation bisher weder in experimentellen Ergebnissen noch in 3D-Streamer-Modellen genau definiert werden. [181], [186], [196]

In Simulationen lassen sich Streamer-Pfade und -Durchmesser aus elektrischen Feldparametern, Ladungsdichten elektrischer Teilchen sowie aus simulierten optischen Emissionen ableiten. Da derzeit keine Messmöglichkeiten zur Bestimmung der elektrischen Felder und Ladungsdichten in den Streamer-Channel zur Verfügung stehen, kann in Experimenten nur auf die Messung der optischen Emissionen zurückgegriffen werden.

Es gibt Untersuchungen zum Bifurkationswinkel und zur Länge der Streamer, die zu bestimmten Ergebnissen geführt haben.

Briels et al. [171] untersuchten Variationen der Streamer-Durchmesser. Die Verhältnisse  $\frac{L_S}{d_S}$  der Streamer-Länge  $L_S$  zwischen den Bifurkationsereignissen über dem Streamer-Durchmesser  $d_S$  wurden bei festem Druck ermittelt. Für Luft ergab sich ein Mittelwert von  $11 \pm$  und für Stickstoff ein Mittelwert von  $9 \pm 3$  bei Drücken von 0,1 bis 1 bar.

In [192] wurde der Bifurkationswinkel des Streamers in einer 14 cm langen Gasentladungsstrecke zwischen einer ebenen und einer gekrümmten Elektrode gemessen. Die Entladung wurde in 0,2 – 1 bar Luft und durch einen elektrischen Spannungsimpuls von +47 kV ausgelöst. Der Bifurkationswinkel betrug  $43^\circ \pm 12^\circ$  und war unabhängig von der Position und dem Gasdruck. Dadurch konnte das Bifurkationsverhältnis  $\frac{L_S}{d_S}$  des Streamers auf 15 bestimmt werden.

Chen et al. [197] ermittelten ähnliche Werte für Stickstoff, jedoch erhielten sie für künstliche Luft Messwerte der Winkel von  $53^\circ \pm 14^\circ$ . Das Streamer-Bifurkationsverhältnis  $\frac{L_S}{d_S}$  betrug für Luft 13 und für Stickstoff 7.

Die Durchmesser der Streamer-Bifurkationen wurden ebenfalls gemessen und das Verhältnis der Streamer-Durchmesser vor und nach der Bifurkation wurde ermittelt. [197]

$$\frac{d_{parent}^2}{d_{branch1}^2 + d_{branch2}^2}$$

5.2.13

Für alle Bedingungen ergab sich ein Verhältnis von 0,7.

In der Regel lassen sich Streamer in zwei Channel unterteilen, allerdings wurde auch schon beobachtet, dass sich diese in drei neue Channel aufspalten. [198]

In den Studien von Nijdam et al. [192] und Heijmans et al. [198] wurden stereoskopische Methoden verwendet. In den anderen Studien wurden die Bifurkationsmerkmale anhand von 2D-Bildern ausgewertet. Dies kann zu einer ungenauen Bestimmung und damit zu einer Unterschätzung der Bifurkationswinkel und Bifurkationsverhältnisse führen.

Da gute Daten über Streamer-Bifurkationen auch zu guten Streamer-Modellen wie in [191] führen, ist es wichtig, Daten aus Experimenten und detaillierten 3D-Simulationen zu erhalten, um diese dann in die Streamer-Modelle einfließen zu lassen.

Damit sich ein Streamer teilt, muss sich der Streamer-Head in einem instabilen Zustand befinden. Diese Instabilität kann durch Rauschen verstärkt werden, was zu einer Destabilisierung des Streamer-Heads und damit zur Teilung des Streamers führt.

Bei der hier vorliegenden Instabilität eines Streamer-Heads handelt es sich um eine „Laplace Instabilität“ [199].

Das bedeutet, dass eine Raumladungsschicht um einen Streamer eine lokale „Ausstülpung“ sogenannte Protuberanz bilden kann. In dieser Protuberanz kann das lokale elektrische Feld verstärkt werden. Mit der Verstärkung des lokalen elektrischen Feldes wächst diese Protuberanz weiter an. Wenn die Protuberanz größer wird als die Dicke der elektrischen Raumladungsschicht, aber kleiner bleibt als der Streamer-Durchmesser, kann das lokale elektrische Feld den Streamer von innen so stark beeinflussen, dass er instabil wird.

Gemäß Abbildung 5.2.10 ist ein Streamer-Head stabil, wenn er mit Raumladung gefüllt ist und sich in einer Raumladungsschicht ausbildet.

Wenn das Elektronendichteprofil ausreichend steil in Richtung des nicht ionisierten Bereichs abfällt, kann die Ionisationsfront als 2D-Fläche im 3D-Raum im Bereich der steil ansteigenden Elektronendichte angenähert werden. Dies ist mathematisch vergleichbar mit der Bewegung eines viskosen Körpers in einer Zweiflüssigkeitsströmung.

In [200] wurde gezeigt, dass Störungen den Streamer-Head destabilisieren können, wenn sie eine bestimmte Höhe über einem Schwellenwert erreichen. Wenn die Störungen zu klein sind, breiten sie sich seitlich aus und bleiben zurück, ohne die dynamische Entwicklung des Streamers zu beeinflussen.

Im Gegensatz zum negativen Streamer benötigt der positive Streamer eine Photo- oder Hintergrundionisation, damit genügend Elektronen für die Ausbreitung zur Verfügung stehen. Die aktive Zone befindet sich daher vor der Raumladungsschicht, wo das elektrische Feld über dem Durchbruchswert liegt und zur Dynamik der Ionisationsfront beiträgt.

Diese aktive Zone stabilisiert die Ionisationsfront durch den Photoionisation-Mechanismus und verhindert die Ausbreitung von Protuberanzen.

In [201] wurde gezeigt, dass auch die Bifurkation durch eine „Laplace’sche Instabilität“ bestimmt wird. Die Bifurkation wird durch lokale elektrische Feldverstärkung mit einem deterministischen Fluidmodell für einen positiven Streamer mit Photoionisation zum Wachstum angeregt.

Damit ist bei positiven Streamern in Luft die Fluktuation der Elektronendichte proportional zu  $\sqrt{n_e}$ . Diese Fluktuation beeinflusst die aktive Zone, die bei kleinen Elektronenzahlen durch Photoionisation entsteht. [201]

In der Luft ist die Anzahl der Photoionisation-Ereignisse jedoch so groß, dass die einzelnen Ionisationslawinen nicht mehr unterschieden werden können.

Daher bilden sie ein verrauschtes Elektronendichteprofil, wie in Abbildung 5.2.13 dargestellt. [196]

In Abbildung 5.2.15 werden zwei Photoionisation-Modelle verglichen: eine Kontinuums-Näherung aus [202] (links) und ein stochastisches bzw. Monte-Carlo-Modell mit diskreten Einzelphotonen (rechts).

Da aufgrund der großen Anzahl ionisierender Photonen in der Luft einzelne Elektronenlawinen nicht unterschieden werden können, ist die Kontinuum-Näherung sinnvoll. [196]

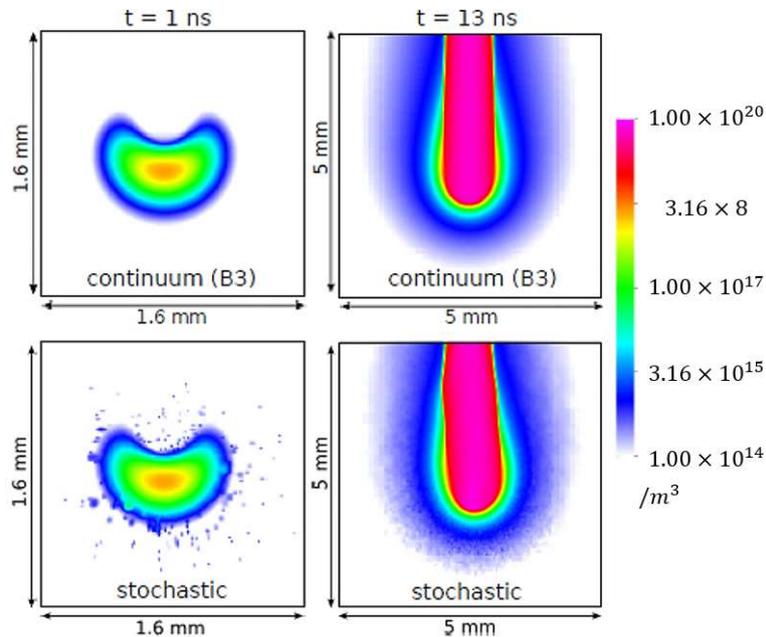


Abbildung 5.2.15 Querschnitte durch 3D-Simulationen von positiven Streamern in Luft, welche die Elektronendichte auf einer logarithmischen Skala zeigen [196, Figure 4]

In ähnlichen Umgebungen wurden mehr Streamer-Bifurkationen in reinen Gasen wie Stickstoff und Argon beobachtet als in Luft [184].

Bei sehr niedrigen Ionisationsgraden treten engmaschige Strukturen auf. Die einzelnen Äste können als separate Ionisationslawinen interpretiert werden [203], [204].

Nicht nur mikroskopische und/oder nanoskopische Störungen durch intrinsische Fluktuationen der Elektronendichte in der aktiven Wachstumszone, sondern auch makroskopische Störungen können eine Streamer-Bifurkation verursachen.

Eine makroskopische Störung kann beispielsweise hochverdichtete Luft sein, die den Verlauf und die Bifurkation der Streamer beeinflusst [205], [206].

In [207] konnte demonstriert werden, dass die Größe, Form und Materialeigenschaften von dielektrischen Staubpartikeln einen Einfluss auf die Streamer-Dynamik ausüben. Der Nachweis erfolgte anhand eines zweidimensionalen Plasmahydrodynamikmodells mit einem unstrukturierten Netz.

Es konnte festgestellt werden, dass kleine dielektrische Partikel (unter zehn Mikrometern) vom Streamer umhüllt werden, während größere Partikel in der Lage sind, den Streamer abzufangen und neu zu initiieren.

Obleich die Übertragung der Streamer von Teilchen zu Teilchen effizient möglich ist, neigen die Streamer dazu, an Intensität zu verlieren, wenn der Streamer ins Stocken gerät und neu initiiert wird. Dies ist zum Teil eine Folge davon, dass elektrische Ladung aus dem Streamer entfernt und auf den dielektrischen Partikeln abgelagert wird.

Somit lässt sich ableiten, dass dielektrische Staubpartikel die Strömungsdynamik beeinträchtigen und damit Einfluss auf die Entwicklung von Streamern nehmen. Das Dipolverhalten der dielektrischen Staubpartikel mit ihren dielektrischen Eigenschaften (siehe Abschnitt 3.5) führt nicht nur zu einer Schwächung des elektrischen Hintergrundfeldes im Gasentladungsraum, sondern auch zu einer Schwächung des elektrischen Feldes, welches sich im Streamer-Head bildet. Letzteres stellt eine Voraussetzung für die Fortpflanzung der Streamer dar. Dies hat zur Konsequenz, dass sich die positiven Ionen, welche sich im Streamer-Tail bilden, nicht an der Anode verdichten können. Folglich kann sich kein Temperaturanstieg bilden, welcher zur Zündung von dielektrischen Stäuben führt.

Die Dipol-Eigenschaften von dielektrischen Stäuben und deren Feststoffen in der Entladungsstrecke können eine störende Wirkung entfalten und somit als makroskopische Störung betrachtet werden. Dies resultiert in einer erhöhten Anzahl an Streamer-Bifurkationen (siehe Abbildung 5.2.16).

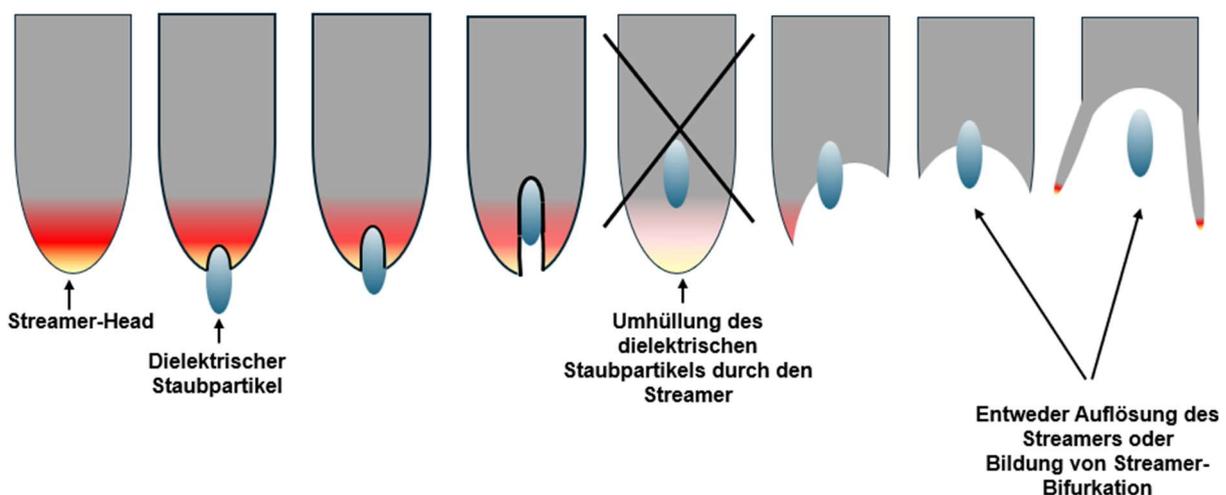


Abbildung 5.2.16 Abfolge der Beeinflussung des Streamers durch Fremdkörper (dielektrische Staubpartikel)

Die vorangehend dargelegten Erkenntnisse lassen den Schluss zu, dass Büschelentladungen nicht in der Lage sind, dielektrische Stäube zu entzünden.

Durch das Dipolverhalten der dielektrischen Stäube führt zu einer Schwächung des elektrischen Hintergrundfeldes sowie des elektrischen Durchbruchfeldes der Streamer, was eine Beeinflussung bzw. Schwächung der Streamer zur Folge hat. In der Konsequenz kann sich an der Anode keine hohe Zündtemperatur für die Entzündung von dielektrischen Stäuben entwickeln, die höher sein muss als für Gase. Die Umwandlung von Feststoffen in Gase stellt eine Voraussetzung für deren Entzündung dar.

Es sei jedoch darauf verwiesen, dass sich in der Gasentladungsstrecke ein Gemisch aus dielektrischen Staubpartikeln und zündfähigem Gasgemisch befinden kann. Infolge der im Vergleich zu den Staubpartikeln geringeren Zündenergie des Gasgemisches besteht die Möglichkeit, dass das zündfähige Gasgemisch durch eine Büschelentladung gezündet wird, wodurch auch die dielektrischen Stäube entzündet werden.

Auch eine hydrodynamische Schockfront kann als makroskopische Störung betrachtet werden, bei der sich die Gasdichte plötzlich ändert und eine steigende Streamer-Bifurkation auslöst [208].

Durch die Beeinflussung lokaler Bereiche mit laserinduzierter Vorionisation kann der Streamer nicht nur in seiner Ausbreitungsrichtung geführt werden, sondern es zeigen sich auch besondere Bifurkationsstrukturen beim Ein- oder Austritt aus den vorionisierten Zonen. Dies wird auch in Abbildung 5.2.17 dargestellt. [186]

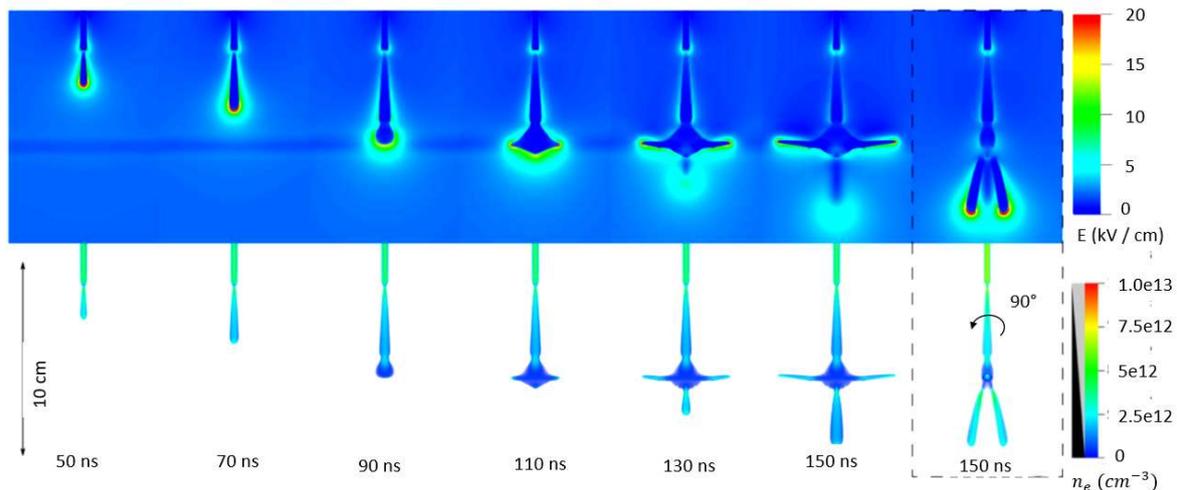


Abbildung 5.2.17 Simulierte Zeitentwicklung eines Streamers, der sich in reinem Stickstoff ausbreitet und mit einer vorionisierten Spur von  $109 \text{ cm}^{-3}$  senkrecht zum Feld wechselwirkt. Obere Reihe: Querschnitte des elektrischen Feldes, untere Reihe: Volumenwiedergabe der Elektronendichte. Für die Abbildungen ganz rechts wurde der Blickwinkel um  $90^\circ$  gedreht, wodurch deutlich wird, dass sich der nach unten gerichteten Streamer verzweigt hat [156, Figure 21]

Die zuvor beschriebenen Phänomene können auch zur Vermeidung von Zündungen durch Büschelentladungen auf der MEiKS genutzt werden. Somit besteht die Möglichkeit, entweder in der gefährdeten Gasstrecke einen Luftwirbel zu erzeugen oder durch Laserbarrikaden makroskopische Störungen aufzubauen, die eine störende Streamer-Bifurkation hervorrufen.

### 5.2.6 Beeinflussung der Streamer-Entwicklung durch Magnetfelder

Die Elektronen kreisen ohne Kollisionen um die Magnetfeldlinien mit einer Frequenz von:

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad 5.2.14$$

wobei  $B$  die Stärke des Magnetfeldes ist. Die Kreisbewegungen werden also durch die Kollisionen gestört, und das Verhältnis

$$M_{ce} = \frac{\omega_{ce}}{2\pi} \quad 5.2.15$$

gibt die Magnetisierung des entstehenden Plasmas an. Um ein Magnetfeld abzuschätzen, ist entlang eines Streamers mit einer Umgebungsdichte von  $f_c \sim 10^{12} \text{ Hz}$  ein Magnetfeld von mehr als  $5 \text{ T}$  erforderlich, damit sich das Verhältnis von  $\frac{\omega_{ce}}{f_c} \sim 1$  einstellt. Für das Verhältnis von  $\frac{\nu_{ce}}{f_c} \sim 1$  ist sogar ein Magnetfeld von  $30 \text{ T}$  erforderlich.

Diese Abschätzungen zeigen, dass Magnetfelder unter normalen Umständen vernachlässigbar sind. [209]

Um den Einfluss des induzierten Magnetfeldes innerhalb der Entladung auf die Elektronen abschätzen zu können, wird die Definition der Stärke eines Magnetfeldes auf einem Kreis mit dem Radius  $r_k$  um einen eingeschlossenen Strom  $I$  der Gleichung

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_k} \quad 5.2.16$$

zugrunde gelegt, wobei bei konstanter Stromdichte die Stromstärke mit dem Querschnitt  $r_k^2$  zunimmt. Daraus kann geschlossen werden, dass das Magnetfeld  $B(r)$  innerhalb des Streamers etwa linear mit  $r$  zunimmt und außerhalb des Streamers mit  $\frac{1}{r_k}$  abnimmt.

Folglich erreicht das Magnetfeld am Streamer-Radius und am Streamer-Head sein Maximum und nicht im Streamer-Tail.

Aus dem Verhältnis  $\frac{\omega_{ce}}{v_c}$  ergibt sich, dass dieses Magnetfeld keinen Einfluss auf die Elektronenbewegung hat.

Eine Abschätzung des maximalen Magnetfeldes des Streamers kann durch

$$B_{max} \approx \frac{v E_{max}}{c^2} \quad 5.2.17$$

erfolgen. Dabei ist  $v$  die Geschwindigkeit des Streamers, das maximale elektrische Feld des Streamers ist  $E_{max}$  und  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit.

### 5.2.7 Streamer-Geschwindigkeit und- Durchmesser

Die Eigenschaften des Streamers werden durch die Gaszusammensetzung und ihre Dichte bestimmt. Die Transport- und Reaktionskoeffizienten sowie die Eigenschaften und Stärke der Photoionisation hängen von der Gaszusammensetzung ab. Die Gasdichte bestimmt die mittlere freie Weglänge der freien Elektronen zwischen den Kollisionen mit den Gasteilchen und ist somit eine wichtige Längenskala für die Gasentladung.

Daher lassen sich physikalisch ähnliche Streamer bei unterschiedlichen Gasdichten  $N_G$  durch Skalierung der Längen-Zeit-Skalen mit  $\frac{1}{N_G}$  skalieren. Die Geschwindigkeiten und Spannungen sind unabhängig von  $N_G$ .

Für positive Streamer, die im Labor in Luft oder anderen Stickstoff-Sauerstoff-Gemischen erzeugt wurden, wird eine Mindestgeschwindigkeit von  $10^5 \frac{m}{s}$  im frühen Entwicklungsstadium und eine Mindestgeschwindigkeit von  $6 \cdot 10^4 \frac{m}{s}$  in Luft und  $3 \cdot 10^4 \frac{m}{s}$  in Stickstoff im späteren Entwicklungsstadium angegeben. [171]

Positive Streamer, die sich von der Anode entgegen der Elektronenlawine in Richtung Kathode ausbilden, bewegen sich oft mit ähnlichen Geschwindigkeiten wie negative Streamer.

Allerdings benötigen sie eine Elektronenquelle vor der Ionisationsfront, die dann durch die Einfangwolke aufgenommen wird. Diese wird durch Photoionisation bereitgestellt, die im Bereich der aktiven Stoßionisation stattfindet. Dieser nicht-lokale Mechanismus entsteht am Streamer-Head durch die Bildung von Elektronen-Ionen-Paaren. Diese entstehen aufgrund der Absorptionslänge der Photonen in einem bestimmten Abstand. Auch freie Elektronen aus vorhergehenden Entladungen oder Strahlungsquellen können eine Quelle der Photoionisation sein.

Briels et al. [210] haben eine Studie veröffentlicht, in der sie zeigen, dass der Durchmesser und die Geschwindigkeit von Streamern stark von der Art der angelegten elektrischen Spannung abhängen, wie zum Beispiel der Anstiegszeit und der Polarität. Im Rahmen dieser Studie wurden Messungen an Gasentladungen zwischen einer gekrümmten Elektrode und einer ebenen Elektrode mit einer Gasstrecke von 40 mm durchgeführt. Die Ergebnisse sind wie folgt:

- Positive Streamer bildeten sich ab einer angelegten Spannung von 5 kV und negative Streamer ab einer angelegten Spannung von 40 kV.
- Die Geschwindigkeiten und Durchmesser der positiven Streamer waren gering und blieben bei Spannungsänderungen konstant, wenn die Spannungsanstiegszeit 150 ns betrug.
- Bei schnelleren Spannungsanstiegszeiten von 15 ns, 25 ns und 30 ns nahmen die Durchmesser der positiven Streamer im Spannungsbereich von 5 kV bis 96 kV um den Faktor 15 und ihre Geschwindigkeit um den Faktor 40 zu.

- Für eine Anstiegszeit von 15 ns und Spannungen von 40 kV bis 96 kV näherten sich die Durchmesser und Geschwindigkeiten der positiven und negativen Streamer an, aber die positiven Streamer waren immer breiter und schneller.
- Für jede gegebene Bedingung konnte ein minimaler Streamer-Durchmesser  $d_{min}$  identifiziert werden. Es wurde auch festgestellt, dass diese minimalen Streamer sich nicht mehr verzweigen, sich aber immer noch über große Entfernungen ausbreiten können.

Es sei darauf hingewiesen, dass sich bei längeren Entladungsstrecken mit gekrümmten Elektroden oder ähnlichen inhomogenen Geometrien die Streamer in dünnere Streamer verzweigen oder in Durchmesser und Geschwindigkeit abnehmen können, ohne sich zu verzweigen.

Dies entspricht der allgemeinen Annahme auf der MEiKS, dass bei einer Krümmung der Ableitelektrode ab einem Durchmesser von 5 mm eine zündfähige Büschelentladung auftreten kann.

Briels et al. [210] geben hierzu eine empirische Anpassung von:

$$v = \frac{0,5d^2}{mm \cdot ns} \quad 5.2.18$$

für den Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit  $v$  und Durchmesser  $d$  an.

Wie in der Veröffentlichung von Briels et al. [210] aufgeführt wird, haben die Streamer bei niedrigen Spannungen und/oder langen Spannungsanstiegszeiten einen konstant kleinen Durchmesser.

In [211] wurde ebenfalls eine ähnliche Beziehung zwischen Durchmesser und Geschwindigkeit festgestellt.

Naidis [212] hat festgestellt, dass die Geschwindigkeit des Streamers nicht nur vom Durchmesser, sondern auch vom maximalen elektrischen Feld am Streamer-Head abhängt.

Diesbezüglich sei auf die MEiKS verwiesen. In der Folge wird dargelegt, dass sich aufgrund der theoretisch begrenzten Akkumulation der dielektrischen Oberflächen von  $2,7 \frac{nC}{cm^2}$  lediglich ein begrenztes elektrisches Hintergrundfeld zwischen einer dielektrisch akkumulierten Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode ausbilden kann.

Diese begrenzte Akkumulation wurde von mehreren Autoren auf der MEiKS mit der Sicherheitstechnik ermittelt und angegeben [25]. In Konsequenz der limitierten Akkumulation der dielektrischen Oberfläche kann sich lediglich ein limitierter elektrischer Hintergrund ausbilden, was wiederum die Bildung einer limitierten Entladungsstrecke bedingt. Die eingeschränkte Entladungsstrecke bedingt eine Verringerung der Streamer-Geschwindigkeit, sodass die Streamer in der begrenzten Entladungsstrecke nicht die für die Entwicklung eines heißen Plasmas erforderliche Energie aufnehmen können.

### **5.2.8 Wechselwirkung mit dielektrischen Oberflächen**

Bei der Entladung gegen eine gekrümmte Gegenelektrode verlaufen die elektrischen Feldlinien nicht annähernd senkrecht zur dielektrischen Oberfläche. Dies kann die Streamer-Trajektorie beeinflussen.

In [213], [214] wurde beobachtet, dass Streamer dielektrischen Oberflächen auch dann folgen, wenn die elektrischen Hintergrundfeldlinien nicht parallel verlaufen.

Dies ist wahrscheinlich auf die Photoemission von der Oberfläche zurückzuführen, die weniger Energie benötigt als die Photoionisation und die elektrische Feldverstärkung einer dielektrischen Oberfläche.

Eine dielektrische Oberfläche ist nicht in der Lage, die Entladung zu absorbieren, da sie die Photoionisation und die Ionenlawinen abschirmt [214].

Aus der dargelegten Erkenntnis lässt sich ableiten, dass der positive Rückstrom, der durch die Ionisation positiver Ionen im Streamer entsteht und nicht vom Dielektrikum absorbiert werden kann, als Gegenstrom bzw. als Residuum im externen elektrischen Stromkreis und damit auf MEiKS gemessen werden kann. Der elektrische Ableitstrom, welcher über einen Messwiderstand zur Erde abgeführt wird, kann mittels eines Oszilloskops in Höhe und Zeitverlauf gemessen werden. Dabei fungiert die ableitfähige Elektrode als Messpunkt. Die ermittelten Messwerte können zur Analyse der Zündfähigkeit herangezogen werden, wobei sich diese in Bereichen von Amper und Zehnerdekaden von Nanosekunden bewegen sollte.

Des Weiteren wurde darauf verwiesen, dass bei einer positiv aufgeladenen dielektrischen Oberfläche kein positiver Streamer in Richtung Kathode gebildet werden kann.

In der Konsequenz kann bei einer Gasentladung mit positiv aufgeladener dielektrischer Oberfläche kein Abfluss der sich in dieser Entladungsstrecke ausgebildeten Elektronenlawine erfolgen, sodass sich keine starke Ansammlung positiven Ionen an der dielektrischen Oberfläche bildet. In der Konsequenz kann es folglich nicht zu dem für eine Zündung notwendigen Temperaturanstieg kommen. Dieses Erkenntnis wurde bereits auf der MEiKS durch wiederholte Zündversuche in verschiedenen Veröffentlichungen gewonnen.

### 5.2.9 Streamer in verschiedenen Gasen

Der Ablaufmechanismus der Streamer ist bei den meisten Gasen gleich, jedoch können sie unterschiedlich aussehen. Diese Unterschiede sind auf vier Gaseigenschaften zurückzuführen:

- Photoionisation,
- Elektronenanlagerung,
- Mechanismen des Elektronenenergieverlusts
- und Sichtbarkeit.

Die Photoionisation in Luft wird durch ein energiereiches Elektron in der Ionisationsfront angeregt. Ein Sauerstoffmolekül kann ein Photon mit einer Wellenlänge von 98 – 102,5 nm emittieren, indem es ionisiert wird [215], [216], [217].

Dieser Abstand hängt von der Sauerstoffkonzentration ab. Mit abnehmender Sauerstoffkonzentration ändert sich die Anzahl der freien Elektronen vor der Ionisationsfront und verringert sich deren Verfügbarkeit. Dadurch erhalten positive Streamer eine zickzackförmige und schmale Form, wie in der Abbildung 5.2.13 zu erkennen ist.

Stickstoff-Sauerstoff- oder Argon-Sauerstoff-Gasgemische mit einem Sauerstoffanteil von bis zu 20% erzeugen helle Streamer. Im Gegensatz dazu emittieren reines  $CO_2$ , Wasserstoff, Helium oder Sauerstoff und deren Gemische nur sehr wenig Strahlung im sichtbaren Spektrum und sind daher mit bloßem Auge nicht sichtbar. [183]

Dies impliziert, dass die Gaszusammensetzung in der Gasentladungsstrecke einen maßgeblichen Einfluss auf die Ionisierung innerhalb der Gasentladungsstrecke ausübt, was wiederum die Zündfähigkeit beeinflusst. Folglich lässt sich festhalten, dass ein hoher Ionisierungsgrad, welcher eine ausgeprägte Photoionisation bedingt, mit einer verstärkten Bildung von leuchtenden Streamer-Morphologie einhergeht.

Letztere manifestieren sich in einer erhöhten Zündfähigkeit. Damit können Inertgase nicht nur die Bildung einer explosionsfähigen Atmosphäre verringern, sondern auch die Bildung bzw. Ausbildung von Streamern begrenzen. Daher können sie auch zur Unterdrückung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen in Entladungsstrecken eingesetzt werden.

### **5.2.10 Zündfähigkeit von positiven Streamer-Channel**

Typische Zeitskalen für die Ausbreitung von Streamern bei Atmosphärendruck liegen im Bereich von Nano- bis Mikrosekunden. In dieser Zeit laufen mehrere chemische Reaktionen ab. Langsamere Reaktionen können beobachtet werden, wenn sich wiederholende Entladungen untersucht werden oder langlebige chemische Spezies, die durch Entladungen erzeugt werden, eine Rolle spielen. [218]

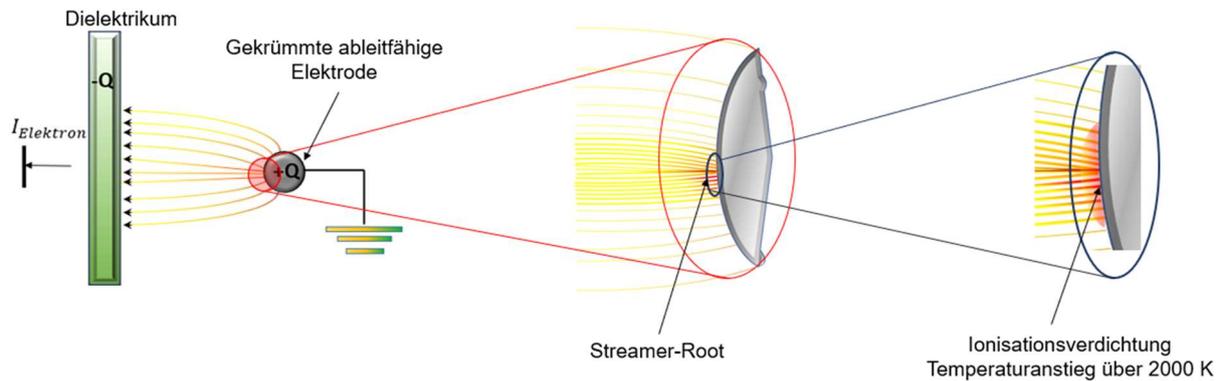
Die elektrische Energiedichte  $J \cdot E$ , die durch die Drift der freien Elektronen und Ionen erzeugt wird, ist für eine elektrische Stromdichte  $J$  verantwortlich. Es ist nicht möglich, die Verteilung der durch die Drift der Ladungsträger erzeugten Energie auf einen abgegrenzten Bereich zu definieren, weshalb eine Temperaturbestimmung über diese Energie nicht möglich ist.

Der Übergang von einem oder mehreren Streamern zu einem Leader ist dadurch gekennzeichnet, dass die Elektronenenergie in einem Bereich von 10 eV oder mehr ansteigt. Dadurch kann die Temperatur über 11600 K ansteigen, die aber eine Ausbildung eines Leaders voraussetzt.

In [219] wurde beobachtet, dass unterhalb der Krümmung einer positiven Elektrode eine Temperatur von bis zu 2000 K auftritt.

Dies lässt den Schluss zu, dass sich dort ein Entwicklungsstadium eines Leaders durch die Verdichtung von positiven Ionen gebildet hat, der für die Erzeugung der genannten Temperaturen verantwortlich ist. Die Verdichtung der positiven Ionen wurde bereits in den Abschnitten 5.1.3 und 5.2.2 diskutiert.

Das in Abbildung 5.2.18 dargestellte Phänomen stützt die Hypothese einer Verdichtung positiver Ionen an der Anode. Erst die Verdichtung führt zu einer Erhöhung der Temperatur auf ein zündfähiges Niveau bei der Büschelentladung.



$I_{Elektron}$  = Bewegungsrichtung und damit der Ab- und Zufluss der Elektronen

Abbildung 5.2.18 Schematische Darstellung der Ionisationsverdichtung an der Anode und die damit verbundene Zündfähigkeit von Büschelentladungen an der Anode

### 5.2.11 Entstehung eines negativen Streamers

Die Theorie von Reather besagt, dass sich bei einer angelegten Spannung, die größer als die Durchbruchspannung ist, ein negativer Streamer bilden kann. Dies geschieht, weil die Höhe des elektrischen Feldes den Ionisationsgrad der Elektronenlawine so weit erhöht, dass sich aus dieser ein Streamer bildet, bevor sie die Anode erreicht. Während der Entwicklung des negativen Streamers wird die Bewegung der Elektronen durch die von der Elektronenlawine erzeugten positiven Ionen gebremst. Dadurch ist die Aufbaugeschwindigkeit geringer als bei einem positiven Streamer. Nach Reather beruht die Bildung eines negativen Streamers auf einer Volumen- und Photoionisation des Gases durch die Ausbildung eines starken elektrischen Feldes vor dem Kopf der Elektronenlawine, wie in Abbildung 5.2.19 dargestellt. [151]

Bei einer negativen Entladung können Elektronen auf einer Ionisationswelle mit lokaler elektrischer Feldverstärkung sogar surfen und dabei mehr Energie gewinnen als in einem statischen elektrischen Feld mit gleicher elektrischer Spannung. Dieses Konzept wurde von mehreren Autoren beschrieben. [220], [221]

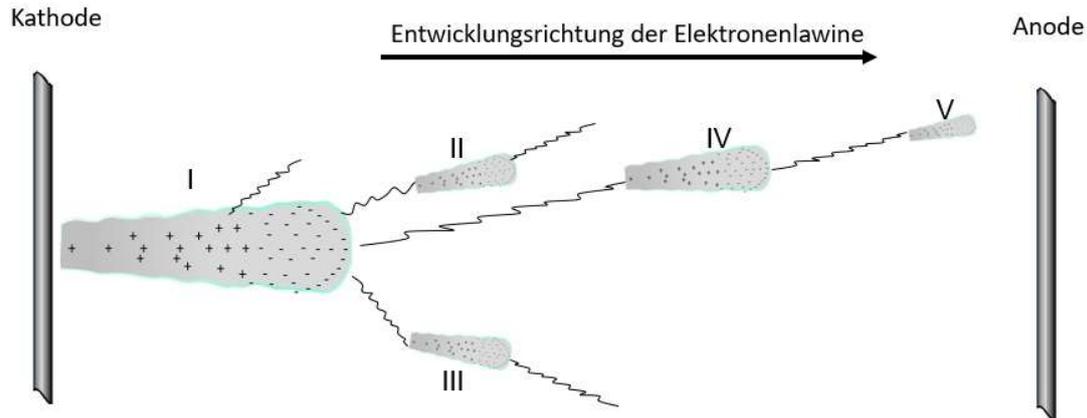


Abbildung 5.2.19 Bildung eines negativen Streamers nach Reather, angelehnt an [151]

In Abbildung 5.2.19 ist erkennbar, dass die Startelektronen, die von der Kathode ausgehen, im äußeren elektrischen Feld die Hauptelektronenlawine I bilden. Während sich die Elektronen bewegen, werden Gasteilchen angeregt, die eine große Anzahl von Photonen in Form einer Wellenlinie emittieren. Diese emittierten Photonen ionisieren wiederum Gasteilchen, die Photoelektronen erzeugen. Die Hauptelektronenlawine I bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $v$  nach außen. Bei der Photoionisation entstehen freie Elektronen, die neue Elektronenlawinen II, III, ... auslösen. [151]

Dadurch entsteht dort erneut Photoionisation durch Photonen, die von den angeregten Gasteilchen emittiert werden. Die Photoionisation wird von Elektronenlawine zu Elektronenlawine immer weiter angeregt, bis die Elektronenlawinen konvergieren und sich mit hoher Geschwindigkeit zur Anode bewegen. Dort bilden sie einen starken negativen Streamer. Nach diesem beschriebenen Fortschreitungsprozess erreicht der negative Streamer eine viel höhere Geschwindigkeit als die Elektronenlawine. [151]

Mit steigender elektrischer Spannung zwischen Anode und Kathode nimmt auch die Anzahl der Elektronenlawinen zu. Bei Überschreiten einer kritischen Spannung bildet sich aus der Elektronenlawine sofort ein Streamer, aus dem sich eine Funkenentladung entwickelt. [151]

Die Existenz negativer Streamer ist an die Bedingung geknüpft, dass das durchschlagende Feld eine wesentlich größere Ausdehnung aufweist als die minimale Durchschlagstärke des elektrischen Hintergrundfeldes.

Dazu muss zunächst eine ausreichende Anzahl freier oder ablösbarer Elektronen als Anfangsbedingung vorhanden sein.

Unter normalen atmosphärischen Bedingungen sind in der Gasentladungsstrecke nur wenige freie Elektronen vorhanden und aus einer elektrischen Oberfläche können sich auch nur eine begrenzte Anzahl von Elektronen ablösen. Des Weiteren postulieren Briels et al. [210], dass zur Initiierung eines negativen Streamers ein erheblich höheres elektrisches Hintergrundfeld als bei einem positiven Streamer erforderlich ist. [210]

Folglich kann die Bildung eines negativen Streamers zwischen einer negativ aufgeladenen dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode nicht erfolgen.

### 5.2.12 Elektrische Ströme in den Streamer-Channel

Aus den bisherigen Ableitungen zu Streamern geht hervor, dass die Geschwindigkeiten und Durchmesser von Streamern stark schwanken. Daraus lässt sich die Hypothese ableiten, dass auch die Ströme in den Gasentladungskanälen diesen Schwankungen unterliegen, da die Ströme von der elektrischen Leitfähigkeit der Entladungskanäle abhängen. Die elektrischen Ströme in den Gasentladungskanälen können in den externen elektrischen Stromkreisen, also auf der MEiKS, gemessen werden. Dadurch lassen sich Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Streamer ziehen.

Pancheshnvi et al. [222] haben Streamer-Ströme in der Größenordnung von 1 A gemessen. Briels et al. [223] haben sogar Streamer-Ströme von 10 mA bis 25 A gemessen. Dabei wurde mit unterschiedlichen Parameterbereichen experimentiert, was zu unterschiedlichen Streamer-Durchmessern und -Geschwindigkeiten führte.

Die elektrische Leitfähigkeit eines Streamer-Channels wird von der Elektronendichte und der Elektronenbeweglichkeit dominiert. Es ist jedoch zu beachten, dass die Anlagerung von Elektronen die Anzahl der freien Elektronen stark reduzieren kann. Im Allgemeinen liegt die Elektronendichte in einem Streamer-Channel in Umgebungsluft bei etwa  $10^{19}$  bis  $4 \cdot 10^{21}$  Elektronen pro  $m^3$ . [224], [225]

Daraus folgt, dass pro  $60 \text{ nm}^3$  bis  $1500 \text{ nm}^3$  ein freies Elektron vorhanden ist. Die neutrale Dichte in der Umgebungsluft beträgt  $2,5 \cdot 10^{25}$  pro  $m^3$ , was ein Molekül pro  $3,3 \text{ nm}^3$  entspricht.

In dem neutralen Plasma unmittelbar hinter der Ionisationsfront ist die Ionisationsdichte  $n_e$  ungefähr gleich der Ionendichte  $n_i$ . Die Ionisationsdichte hängt somit vom elektrischen Feld vor und in der Front ab.

Eine Näherung für Ionisationsfronten, die sich mit konstanter Geschwindigkeit ausbreiten, wurde in [226], [227] ermittelt und kann wie folgt beschrieben werden:

$$n_i^{ch} = \frac{\epsilon_0}{e} \int_{E_{behi}}^{E_{Imax}} \bar{\alpha}(E') dE' \quad 5.2.19$$

Die Integrationsgrenze liegt bei  $E_{Imax}$ , dem maximalen elektrischen Feld an der Ionisationsfront, und  $E_{behi}$ , dem elektrischen Feld unmittelbar hinter der Ionisationsfront.

In [228] wird ein alternatives makroskopisches Modell vorgestellt, in dem ein Streamer als mehrere perfekt leitende Zylindersegmente mit kugelförmigen Köpfen modelliert wird. Das Modell fügt neue Segmente nach heuristischen Regeln hinzu. [228]

Es ist bekannt, dass Streamer in der Realität keine perfekten elektrischen Leiter sind. Sie leiten elektrische Ströme, die sich räumlich und zeitlich ändern können, abhängig von Änderungen im äußeren Stromkreis, ihrer eigenen Ausbreitung und der Ausbreitung benachbarter Streamer.

Einige Autoren integrieren ein festes internes elektrisches Feld entlang des Streamer-Channel in das Modell des dielektrischen Durchbruchs. Dieser Ansatz ist jedoch nicht ladungserhaltend und kann daher die dynamischen Ströme der Streamer nicht erfassen. [229]

### 5.2.13 Streamer-Analyse

Die erste Analyse von Streamer-Entladungen wurde durch natürliche Beobachtungen von Entladungen mit dem menschlichen Auge und Ohr durchgeführt.

Dabei ist eine Coronaentladung im Dunkeln als schwaches violettes Glühen sichtbar und wird auch als zischendes Geräusch wahrgenommen. Diese Beobachtungen bilden auch heute noch die Grundlage für fortschrittliche Verfahren. [230]

Die meisten Techniken zur Untersuchung von Streamer-Entladungen basieren auf elektromagnetischer Strahlung im sichtbaren oder nahegelegenen Bereich des Spektrums. Diese Methoden nutzen entweder das von der Streamer-Entladung emittierte Licht oder das durch die Entladung oder ihre Überreste modifizierte Licht (gestreut, absorbiert, usw.).

In jedem Fall ist die Intensität des zu messenden Lichts sehr gering. Außerdem ist es erforderlich, eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung zu haben, um das sehr flüchtige und stochastische Licht einer Streamer-Entladung zu erfassen.

Daher ist die optische Analyse von Streamer-Entladungen in Industrieanlagen aufwendiger als in Laborumgebungen.

Die meisten Analysen von Streamer-Entladungen werden in Laborumgebungen durchgeführt, da sie oft eine komplexe Morphologie aufweisen. Ein Bild der Entladung gibt Aufschluss über ihre Eigenschaften, obwohl diese Technik gasabhängig ist. Aus diesem Grund wird die Streamer-Entladung meist mit einer verstärkten CCD-Kamera (ICCD) aufgenommen, um eine optische Analyse durchzuführen. Eine solche Kamera erfasst auch schwache Streamer-Entladungen durch genaue Zeitsteuerung.

Schnelle Phänomene können mit Belichtungszeiten von 100 *ps* bis zu einigen Nanosekunden erfasst werden. Hierbei sind kurze Belichtungszeiten unabdingbar, wofür eine Synchronisation der elektrischen Hochspannungspulse und der Messung der elektrischen Größen erforderlich ist. Eine genaue Abstimmung der Messsysteme ist hierbei von großer Bedeutung, insbesondere hinsichtlich Verzögerungen im Nanosekundenbereich, die durch Steckverbindungen und Kabellängen verursacht werden. Jedoch ist diese Analysemöglichkeit nur in Laborumgebungen durchführbar.

In Industrieumgebungen sind die Gasentladungen zwischen den dielektrischen Oberflächen und einer ableitfähigen Elektrode in den oben genannten Zeiten nicht synchronisierbar.

Die genannten Schwierigkeiten führten zur Entwicklung einer Vielzahl von Messmethoden. Die einfachste und kostengünstigste Methode ist die Auswertung des elektrischen Stromprofils der Entladung, um die Zeit zu bestimmen, die die Entladung für den Durchlauf der Entladungsstrecke benötigt hat. In der Folge lässt sich die Geschwindigkeit ermitteln. [231]

Die ermittelten Werte dienen der Bestimmung der Durchlaufzeiten der Gasentladung, aus denen wiederum die Höhe der Akkumulation sowie die Länge der Gasentladungsstrecke abgeleitet werden können.

Die elektrische Analyse ist eine wichtige Methode zur Charakterisierung von Streamer-Entladungen. Sie kann auf der MEiKS durchgeführt werden und unterstützt Vor-Ort-Untersuchungen an Industrieanlagen.

In der vorliegenden wissenschaftlichen Forschungsarbeit wird auf eine Reihe von experimentellen Veröffentlichungen zurückgegriffen, in denen die Aufnahme von Spannungs- und/oder Stromkurven eine wesentliche Rolle spielt.

Beide Arten von Kurven sind notwendig, um die grundlegenden Eigenschaften der Entladung zu verstehen. Ein Problem bei dieser Analyse besteht darin, dass die Synchronisierung solcher Aufzeichnungen mit der Entladung des Streamers übereinstimmen muss, da sonst Synchronisierungsverschiebungen zu Messfehlern und damit zu Fehlinterpretationen führen können.

Für viele Anwendungen ist eine Leistungs- oder Energiemessung existenziell, da sie Rückschlüsse auf die Charakterisierung und Effizienz der Streamer-Entladungen ermöglicht. Eine häufig verwendete Methode hierfür ist die Darstellung einer Lissajous-Figur, also einer Spannungs-Ladungs-Kurve, die jedoch in Laborumgebungen durchgeführt werden. [232], [233], [234]

Diese Methode wird jedoch nur für wiederholte Entladungen mit hoher Wiederholrate empfohlen, welche von häufigen Funkstromquellen ausgehen.

Die Messergebnisse dürfen nicht durch Streukapazitäten, Impedanzen aufgrund von Fehlanpassungen und Verlustleistungen an Übergangsstellen von Netzen und Kabeln verfälscht werden. Es ist wichtig, eine korrekte Messung zu gewährleisten.

Die Entladungsanalyse auf der MEiKS wird in Abschnitt 6.3.2 behandelt, da dort auch die einzelnen Abschnitte einer Büschelentladung besprochen werden.

Eine weitere Messmethode für die Vor-Ort-Analyse von Industrieanlagen ist die Frequenzmessung der elektromagnetischen Strahlung, die durch die Gasentladung entsteht. Allerdings muss diese Methode noch validiert werden.

Bei der Beschleunigung können freie Elektronen zu viel Energie aufnehmen und es entsteht elektromagnetische Strahlung, auch bekannt als Bremsstrahlung. Dieser Prozess spielt eine wichtige Rolle bei der Kollision zwischen freien Elektronen und Gasteilchen, da ein Teil der Elektronenenergie in Photonen umgewandelt wird. Solche Umwandlungsprozesse können zur Erzeugung von Röntgen- und Gammastrahlen führen.

Röntgen- und Gammastrahlung können ohne Streuung oder Energieverlust viel größere Distanzen zurücklegen als freie Elektronen. Daher können sie auch außerhalb der Entladungsstrecke gemessen werden. Runaway-Elektronen, die durch ein hohes elektrisches Hintergrundfeld erzeugt werden, hinterlassen eine Spur niederenergetischer freier Elektronen. Auf diese Weise können sie als gepulste negative Entladung detektiert werden. [235]

### 5.3 Leader-Theorie

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Literaturrecherche zur Leader-Physik bewertet. Es wurde festgestellt, dass sich bei einer Gasentladung zwischen einer negativ geladenen dielektrischen Oberfläche und einer gekrümmten ableitfähigen Elektrode in einem kurzen Luftspalt kein Leader entwickeln kann.

#### 5.3.1 Definition Leader-Entladung

Der Durchbruch einer Gasstrecke von mehreren Metern bis hin zu Kilometern ist mit der Bildung von Leadern verbunden. Im Vergleich zu den Streamern sind Leader stark ionisiert und bilden einen hochleitfähigen, heißen Plasmakanal, der die Entladungsstrecke zwischen den Elektroden darstellt. Leader breiten sich von der aktiven Elektrode entlang der vorhergehenden Streamer aus und folgen somit dem Verlauf der elektrischen Hintergrundfeldlinien. Die Übertragung des Anodenpotentials in die Nähe der Kathode erfolgt aufgrund der hohen Leitfähigkeit des Leaders. Dadurch wird eine intensive Ionisierungswelle stimuliert, die sich bis zur Funkenentladung entwickeln kann. Blitzentladungen sind die am häufigsten in der Natur auftretenden Entladungsformen und werden mit einer Leader-Entladung in Verbindung gebracht. [94]

Die Heizwirkung der kurzen Streamer beträgt etwa  $10\text{ K}$ . In den bis zu mehreren Metern, sogar bis zu mehreren Kilometern langen Leader-Channels kann sich die Heiztemperatur in der Nähe der aktiven Elektrode auf über  $3000\text{ K}$  entwickeln. Dies führt zu einer starken Nichtgleichgewichtsanregung der Gasteilchen. Allerdings kann die Nichtgleichgewichtsanregung weitere Mechanismen zur Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit im Plasmakanal anregen. [94]

### 5.3.2 Entstehung eines Leaders

Im Laufe der Zeit wurden viele theoretische Arbeiten über die Erwärmung von Luft durch eine Gasentladung als Grundlage für den elektrischen Durchschlag in einer Gasentladungsstrecke durchgeführt. Die meisten Veröffentlichungen über die Entstehung und Ausbreitung von Leaders beziehen sich auf die frühen Arbeiten von Gallimberti. [163]

Daraus haben sich zwei unterschiedliche Ansätze zur Modellierung von Leaders entwickelt [236].

Der erste Ansatz folgt dem kanalkontrollierten Ansatz. Dieser Ansatz setzt ein konstantes elektrisches Feld in der Entladungsstrecke voraus und beschreibt den Übergang vom Streamer zum Funken, nachdem der Streamer eine kurze Lücke überbrückt hat. [237], [238], [239], [240], [241]

Der zweite Ansatz geht von einem Headansatz aus, der entweder eine zeitabhängige oder stationäre Strömung voraussetzt. Er wird verwendet, um den Übergang vom Streamer zum Leader zu untersuchen, der in der Anfangsphase des Leaders und in Leader-Heads auftritt, die sich über lange Entladungsstrecken in der Luft ausbreiten. [163], [242], [243]

Damit ergibt sich, dass die Entwicklung eines Leaders ein komplexes Konstrukt ist, das sich jedoch auf eine vereinfachte Beschreibung reduzieren lässt. Es gibt drei Phasen: Die erste Phase wird als Vorstufe bezeichnet und umfasst die Streamer-Zone mit ihrer Morphologie, die in der Leader-Physik auch als Coronazone bezeichnet wird. Die zweite Phase ist die Entwicklung des Heads eines Leaders und die dritte Phase ist die Ausbreitung des Leaders selbst.

### 5.3.3 Übergang vom Streamer zum Leader

In der Literatur wird der Übergang vom Streamer zum Leader in Luft unter anderem mit dem Gallimberti-Mechanismus erklärt. Dieser Mechanismus beruht auf der thermischen Elektronenabgabe von negativen Sauerstoffionen. In Luft ist die Elektronenanlagerung das Hauptprodukt in negativen Gasen, zu denen auch Luft gehört. Durch das Überschreiten von Temperaturen von 1500 K bei trockener Luft und 2000 K bei feuchter Luft können negative Sauerstoffionen effektiv zerstört werden, was eine Kompensation der Elektronenanlagerung ermöglicht.

Die hohen Temperaturen im Plasmakanal fördern die Bildung eines Leaders und führen zu einer hohen elektrischen Leitfähigkeit. [163]

Der Übergang vom kalten Streamer-Channel zum heißen Leader-Channel ist durch mehrere Prozesse gekennzeichnet. Diese Prozesse wurden durch verschiedene Laboruntersuchungen dokumentiert. [163]

Die Morphologie der Streamer wird auch als Streamer-Zone bezeichnet. In dieser Zone sind zahlreiche Streamer mit ihren Verzweigungen zusammengefasst. Die Ionisationsprozesse, die bei der Ausbreitung der Streamer-Zone auftreten, sind die Quelle des elektrischen Stroms, der für die Erwärmung des Leader-Channel verantwortlich ist. Entlang dieses elektrischen Stroms entsteht der Leader, der wie der Streamer einen Leader-Head und einen Leader-Tail aufweist. [242]

Eine alternative Theorie zur Entstehung von Leadern aus Streamern betrachtet diesen Übergang in langen Entladungsstrecken. Streamer und daraus entstehende Leader sind die beiden Hauptmechanismen, die an der Entwicklung elektrischer Entladungen in langen Luftspalten beteiligt sind. Streamer sind nicht-thermische Plasmen, die aus einer großen Anzahl von Filamenten bestehen, die sich an einer scharfen Elektrode oder an der Spitze eines Wärmeleitkanals entwickeln.

Die beweglichen Elektronen in Streamern konvergieren in den positiven Leadern und divergieren in den negativen Leadern. Die Streamer-Morphologie und der damit verbundene elektrische Strom konvergieren zu einem oder mehreren Stämmen, die als Streamer-Stems bezeichnet werden.

Wenn die Strömung durch die engen Verzweigungen der Streamer-Root fließt, wird das Gas lokal über die atmosphärische Temperatur hinaus erwärmt, was zu einer Abnahme der Gasdichte führt. Aufgrund der begrenzten räumlichen Ausdehnung des Streamers kann es später zu einer elektrischen Leitfähigkeitsentladung kommen, wenn das Gas eine Temperaturschwelle zwischen  $1500\text{ K}$  und  $2000\text{ K}$  erreicht. Bei dieser Temperatur steigt die Leitfähigkeit des Streamer-Stems stark an, wodurch der Übergang vom Streamer in einen thermischen Leader-Channel erfolgt. Neuere Berechnungen haben gezeigt, dass sich eine Vorentladung in der Entladungsstrecke nur dann ausbreiten kann, wenn das Gas während des Übergangs deutlich über  $2000\text{ K}$  erwärmt wird. [244]

Ein Kriterium für die Erwärmung der Luft basiert auf der Gesamtenergie des Streamers. Diese wird teilweise auf molekulare Prozesse wie Rotation, Translation und Schwingungsanregung übertragen.

Im Rahmen der Leader-Physik wurde der Aufheizprozess des Plasmas in einem detaillierten zweidimensionalen selbstkonsistenten Modell untersucht. In diesem Modell werden die Streamer-Propagation, die dunkle Periode und die erfolglose Leader-Bildung, die vor dem Aufheizen des Leader-Channels auftreten können, dargestellt. Die Energiezufuhr für das Aufheizen wurde in diesem Modell durch Stoßionisation und Elektronenablösung als Hauptquellen identifiziert. Im Gegensatz dazu wird die Rekombination als Energieverlust und damit als Begrenzung der Aufheizenergie angesehen. Das Modell wurde unter Berücksichtigung von langen Luftspalten und positiven Schaltimpulsen angewendet. Es zeigt sich, dass der Streamer-Leader-Übergang von der Menge der verfügbaren Energie während der Heizperiode abhängt. Die Bildung eines Leaders hängt von der Spaltgeometrie, der Höhe des elektrischen Hintergrundfeldes, der Verringerung der Raumladung, die dem elektrischen Feld entgegenwirkt, und den Umgebungsbedingungen ab. [245]

Zu beachten ist, dass der Übergang vom Streamer zum Leader durch die Gastemperatur bestimmt wird. Der Streamer-Channel hat eine Gastemperatur von  $300\text{ K}$ . Diese kann jedoch durch bestimmte Prozesse wie Elektronenstoß und assoziative Ionisierung instabil werden und zu einer Erhöhung der Gastemperatur führen. Dadurch entsteht ein beheizter Plasma-Channel. Während sich der Streamer ausbreitet, fließen die Elektronen durch den Streamer-Channel zur Anode. Die positiven und negativen Ionen bleiben in der Ablagerungszone zurück und dienen als Energiequelle für den Erwärmungsprozess im Streamer-Channel. Sobald die Temperatur in diesem Plasma-Channel die Mindesttemperatur von  $1500\text{ K}$  übersteigt, kann davon ausgegangen werden, dass sich ein Leader-Channel entwickelt.

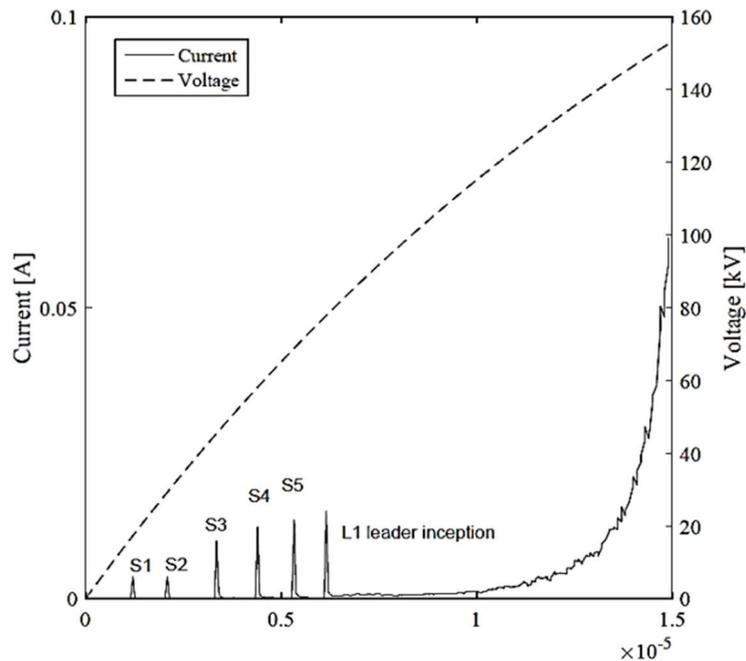


Abbildung 5.3.1 Modellbezogene Berechnung des elektrischen Entladestroms. Die durchgezogene Linie stellt die elektrische Stromstärke dar und die gestrichelte Linie entspricht der angelegten elektrischen Spannung. In dem Modell pulsierte der elektrische Strom mehrmals, bis er den Bereich zur vollständigen Ausbildung zu einem Leader kam [245, Figure 2]

In Abbildung 5.3.1 ist eine berechnete elektrische Stromcharakteristik dargestellt. Diese zeigt, dass erst ein kontinuierlicher elektrischer Strom im Plasma-Channel die Erzeugung eines Leaders bewirken kann und somit der Heizprozess über  $1500\text{ K}$  steigt.

Beobachtet wurde an diesem Modell, dass erst elektrische Stromimpulse (gekennzeichnet mit S1 bis S5) auftraten, bevor sich ein kontinuierlicher elektrischer Stromfluss einstellte. Obwohl elektrische Stromimpulse einen Leader-Inception-Prozess auslösen können, reichen die aufgebrachten elektrischen Stromflüsse bei einem kurzen Luftspalt nicht aus, um einen kontinuierlichen elektrischen Stromfluss zu erzeugen.

Es ist zu beachten, dass zu Beginn ein Anstieg der negativen elektronischen Ladung zu erkennen ist. Danach verbleiben positive und negative Ionen im Luftspalt, während sich die Elektronen schnell in Richtung Anode bewegen. Die Ausbreitung der Ionen erfolgt jedoch sehr langsam. Dadurch verringert sich das lokale elektrische Feld und der elektrische Strom nimmt ab. Das elektrische Hintergrundfeld erhöht sich wieder und die negativen Ionen driften langsamer. Dies führt zur Photoionisation, bei der neue Elektronen für die Fortsetzung des Prozesses bereitgestellt werden. [245]

Eine weitere Untersuchung und Vergleich des zeitlichen Ablaufs der Translationstemperatur in Abbildung 5.3.2 mit dem Verlauf des elektrischen Entladestroms in Abbildung 5.3.1 zeigt, dass beide übereinstimmen.

Die Translationstemperatur steigt aufgrund der schnellen Elektronenerzeugung und der damit verbundenen Schwingungstemperatur  $T_v$  schnell an, verringert sich jedoch wieder. Die Translationstemperatur  $T_h$  steigt kontinuierlich an, bis sie bei  $10 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  die Grenze von  $1500 \text{ K}$  überschreitet und die Leader-Inception entsteht. [245]

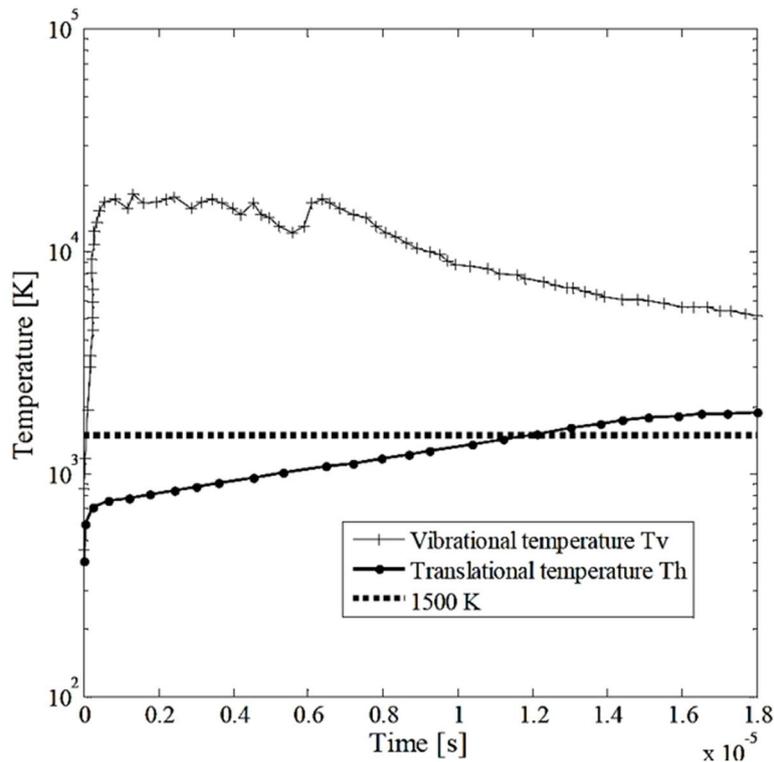


Abbildung 5.3.2 Ergebnisse der Vibrations- ( $T_v$ ) und Translations- ( $T_h$ ) Temperatur des Gases, integriert über den gesamten Bereich bis zum Beginn der elektrischen Leitfähigkeit. Die gepunktete Linie gibt den Grenzwert von  $1500 \text{ K}$  an, der als Temperatur für die Entstehung eines Leaders definiert ist [245, Figure 4]

Aus der Abbildung 5.3.2 geht hervor, dass die Schwingungstemperatur  $T_v$  während der gesamten Messperiode über der Translationstemperatur  $T_h$  liegt. Dies deutet auf ein hohes Schwingungsungleichgewicht während des Übergangs vom Streamer zum Leader hin. [245]

Die logische Folgerung dieser Studie besagt, dass die Photoionisation ein grundlegender Prozess für die Entwicklung und Ausbreitung positiver Streamer ist.

Es wurde festgestellt, dass die schnelle Ablösung von Elektronen aus negativen Ionen durch Sauerstoffatome die wichtigsten Mechanismen für den Anstieg der Elektronendichte und die damit verbundene Entwicklung eines Leaders sind. Dies führt auch zur Verringerung des lokalen elektrischen Feldes.

Ein weiteres Ergebnis dieser Studie ist, dass die Entstehung eines Leaders von der Energiemenge abhängt, die für den Heizprozess benötigt wird, und von der zugeführten Energie. [245]

Die diskutierten Publikationen beschreiben die Entstehung und Ausbreitung von Leaders, die von der Ausbreitung von Streamern ausgehen. Die Leader-Theorie baut somit auf der Streamer-Theorie auf.

Folglich ist für die Entwicklung eines Leaders ein langanhaltendes, stabiles elektrisches Hintergrundfeld erforderlich, damit ein Leader aus den Wurzeln der Streamer-Morphologie entsteht. In Bezug auf die in dieser wissenschaftlichen Diskussion betrachtete Büschelentladung ist festzuhalten, dass das Hintergrundfeld der Büschelentladung lediglich kurzfristig anhaltend ist, wodurch sich bei einer Büschelentladung kein Leader aus den Wurzeln der Streamer-Morphologie entwickeln kann. Folglich kann sich die Zündfähigkeit einer Büschelentladung lediglich an einer gekrümmten Anode ausbilden, da sich an dieser eine Temperatur bis zu 2000 K entwickeln kann (vgl. Abschnitt 5.2.14).

Des Weiteren ist zu berücksichtigen, dass die resultierende Temperatur aufgrund der unzureichenden Akkumulation von Energie auf der dielektrischen Oberfläche das elektrische Hintergrundfeld nicht in der Lage ist, sich im Entladungsraum auszubreiten.

In der Literatur wird beschrieben, dass sich bei Annäherung zweier leitfähiger Elektroden während einer Gasentladung ein positiver Streamer mit seinem positiven Streamer-Head-Potential der Kathode nähert. Dies führt zur Bildung von Elektronen auf der leitfähigen Kathodenoberfläche und in deren Umgebung. Die Ansammlung von Elektronen auf der Kathodenoberfläche erhöht das elektrische Potential und führt somit zu einer weiteren Ionisationswelle. Diese Ionisationswelle ist wesentlich intensiver als die ursprüngliche Ionisationswelle des Streamers, die ebenfalls zur Bildung eines Leaders beiträgt. [246]

Diese Theorie ist jedoch nur eingeschränkt gültig, da sich an einer nichtleitenden, dielektrischen Oberfläche keine weiteren Elektronen herauslösen bzw. ansammeln können und somit keine weitere Ionisationswelle entstehen kann.

In der Literatur wird darüber hinaus darauf verwiesen, dass ein Streamer zwar eine elektrische Verbindung zwischen den Elektroden herstellen kann. Allerdings wird der Anstieg des elektrischen Entladungsstroms durch eine gepulste elektrische Stromspeisung mit kurzen Intervallen oder durch eine dielektrische Barriere an der Entladungsquelle unterbrochen. Folglich ist der elektrische Entladungsstrom innerhalb der Streamer zu gering, um eine hinreichende Heizwirkung zu erzielen, sodass sich aus diesem Prozess kein Leader entwickeln kann. [246]

Die in dieser wissenschaftlichen Arbeit präsentierten Auswertungen stützen die aufgestellte Hypothese. Die aufgestellte Hypothese besagt, dass sich in einer Büschelentladung zwischen einer aufgeladenen dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode kein vollständiger Leader bilden kann. Stattdessen bildet sich die Zündfähigkeit der Büschelentladungen an den Wurzeln der Streamer-Morphologie aus, was eine Änderung der Bewertungskriterien darstellt.

### 5.4 Schlussfolgerung für Versuchsdurchführungen auf der MEiKS

Um die Ergebnisse der Literaturrecherche auf Versuchsdurchführungen auf der MEiKS anwenden zu können, ist es erforderlich, bestimmte Kriterien für einen Versuchsaufbau festzulegen, die im Folgenden aufgeführt werden.

Die Ergebnisse der Recherche legen nahe, dass Zündungen von explosiven Atmosphären bei Entladungen von positiv akkumulierten dielektrischen Oberflächen ausgeschlossen werden können (vgl. Abschnitt 5.2.8). Aus diesem Grund wurde bei der Konzeption der Versuchsreihen ein besonderes Augenmerk auf die negative Akkumulation gelegt.

Die Festlegung von Kriterien und Parametern für die Versuchsdurchführung erfordert eine grundlegende Ausgestaltung der Versuchsanlage. Diese muss über die erforderlichen Aktoren für die Akkumulation und Entladung sowie über die entsprechenden Sensoren zur Messung des elektrischen Feldes, welches sich auf einer dielektrischen Oberfläche ausbildet, verfügen.

Des Weiteren ist ein Monitoring der Luft erforderlich, um die Luftzusammensetzung während der Versuchsdurchführungen erfassen zu können. Diese hat einen entscheidenden Einfluss auf die Akkumulation sowie auf die Entladungsvorgänge.

Für die Akkumulation ist eine Elektrode erforderlich, die mittels Coronaentladungen die Aufbringung elektrischer Ladungen auf eine dielektrische Oberfläche ermöglicht. Die Ausbildung von Coronaentladungen an der Elektrode setzt voraus, dass der Krümmungsradius dieser Elektrode kleiner als  $1\text{ mm}$  ist und dass eine elektrische Hochspannung zu ihrer Speisung zur Verfügung steht (vgl. Abschnitt 4.3.6).

Die elektrische Hochspannung zum Betreiben der Akkumulation sollte sich an den Abständen zwischen der dielektrischen Oberfläche und der Akkumulationselektrode orientieren, da bei Luft eine elektrische Durchbruchfeldstärke von  $30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  zu verzeichnen ist. Um Versuche mit variablen Abständen durchführen zu können, ist der Einsatz eines elektrischen Hochspannungsgenerators mit einer Spannung von mindestens  $30\text{ kV}$  erforderlich.

Im Rahmen der Versuchsdurchführungen ist darüber hinaus die Integration eines Feldsensors erforderlich, welcher die elektrische Feldstärke auf der dielektrischen Oberfläche messen kann. Um eine Beeinflussung der Messwerte mit Sicherheit ausschließen zu können, muss der Sensor mit einem gesicherten Abstand die elektrische Feldstärke messen können.

Für die Entladung sollten Elektroden zur Verfügung stehen, die eine Ableitfähigkeit aufweisen und einen Mindestkrümmungsradius von  $100\text{ mm}$  sowie einen Maximalkrümmungsradius von  $500\text{ mm}$  aufweisen. Dadurch kann eine ausreichende Inhomogenität des elektrischen Hintergrundfeldes gewährleistet werden. Ein zu geringer Krümmungsradius führt zu einer übermäßigen Inhomogenität, was eine positive Coronaentladung zur Folge hat. Ein zu großer Krümmungsradius hingegen resultiert in einer geringeren Inhomogenität, wodurch eine definierte Entladung verhindert wird (vgl. Abschnitt 5.2.3). Des Weiteren muss sichergestellt sein, dass die Entladungselektroden mit variablen Annäherungsgeschwindigkeiten an die akkumulierte dielektrische Oberfläche positioniert werden können.

Da die Gasentladung innerhalb von Nanosekunden abläuft, ist sicherzustellen, dass die elektrische Strommessung auch im Nanosekundenbereich erfolgt. Dies impliziert, dass die Messungen auch im Nanosekundenbereich aufgezeichnet werden können.

Dies bedingt die Integration eines Messwiderstands von  $0,1 \text{ Ohm}$  im externen Stromkreis, an dem der elektrische Spannungsabfall mittels eines Oszilloskops aufgezeichnet werden kann. Die Aufzeichnung des elektrischen Spannungsverlaufs, welcher den elektrischen Ableitstrom widerspiegelt, ermöglicht eine Auswertung der Gasentladung.

Im Rahmen der Akkumulation ist eine Vorauswahl der zu berücksichtigenden Probanden erforderlich. Diese erfolgt anhand einer triboelektrischen Reihe, um eine effektive Akkumulation zu gewährleisten.

Die aufgestellten Kriterien dienen der Definition von Parametern für die Versuchsdurchführung, deren Auswertung eine Bestätigung der Ergebnisse der Literaturrecherche ermöglicht. Folglich müssen für die Versuchsdurchführungen folgende Kriterien und Parameter erfüllt werden:

1. 3D-Verfahrensbereiche zur kontaktlosen Positionierung der Aktoren und Sensoren.
2. Zentrale Steuerung der Versuchsanlage, um einen automatischen Ablauf sicherzustellen.
3. Entladeelektroden, die aus leitfähigen Materialien und einem Krümmungsradius zwischen  $100 \text{ mm}$  und  $500 \text{ mm}$  aufweisen.
4. Im Rahmen der Versuche erfolgt lediglich eine Untersuchung negativ akkumulierter dielektrischer Oberflächen, weshalb für die Erzeugung eines elektrischen Hintergrundfeldes über die Akkumulationselektroden von mindestens  $30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ein einstellbarer elektrischer Hochspannungsgenerator von mindestens  $-30 \text{ kV}$  erforderlich ist.
5. Passende Materialien zur Akkumulation definieren.
6. Es ist ein Sensor zur Messung der elektrischen Feldstärke erforderlich, welcher auch eine Messung mit Abstand ermöglicht und keinen Einfluss auf die akkumulierte Feldstärke der dielektrischen Oberfläche ausübt.
7. Es ist sicherzustellen, dass die Messwerte zur weiteren Bearbeitung gespeichert werden können. Da der Sensor frei beweglich über die Akkumulationsfläche positioniert werden muss, ist es erforderlich, Übertragungswege der Messwerte zu finden, die eine Beeinflussung durch Störsignale ausschließen.

8. Für die Messung des Ableitstroms ist die Verwendung eines Messwiderstands mit sehr niedrigem Widerstandswert und hoher Genauigkeit erforderlich, um eine Beeinflussung der elektrischen Strommessung zu vermeiden.
9. Ein Oszilloskop, welches eine hohe zeitliche Auflösung aufweist und eine präzise Messung des elektrischen Spannungsabfalls am Messwiderstand ermöglicht. Zudem sollte das Oszilloskop in der Lage sein, den Signalverlauf zur weiteren Auswertung aufzuzeichnen.
10. Bereitstellung einer mathematischen Software, welche eine Analyse des Stromverlaufs erlaubt

Nachfolgend werden die für die Versuchsdurchführungen erforderlichen Komponenten sowie die Versuche selbst beschrieben. Dabei werden auch die Kriterien und Parameter dargelegt, welche die Grundlage für die Versuche bilden.

Die Versuchsdurchführung verdeutlicht die Verbindung zwischen der Elektrostatik, d. h. den Prinzipien der "ruhenden elektrischen Ladungen", und der Elektrotechnik auf der MEiKS, d. h. den Prinzipien der "fließenden elektrischen Ladungen", welche sich in den Prinzipien der Elektrodynamik bewegen.



## **6 Verfahren zur Analyse der Zündfähigkeit auf der MEiKS**

Im vorliegenden Kapitel erfolgt eine Diskussion der Analyse von Büschelentladungen auf der MEiKS anhand von Versuchsreihen an einer eigens zu diesem Zweck konstruierten Versuchsapparatur. Die Ergebnisse tragen zu einem Paradigmenwechsel bei.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 6

<b>6.1 Aufbau der Versuchsapparatur .....</b>	<b>172</b>
6.1.1 Grundbaustein der Versuchsapparatur .....	172
6.1.2 Hochspannungsgeneratoren .....	175
6.1.3 Akkumulations- und Entladeelektroden .....	175
6.1.4 Aufbau der Entladeelektrode .....	176
6.1.5 Beschreibung des Sensors zur Feldstärkenmessung .....	177
6.1.6 Steuerung der Versuchsapparatur .....	179
6.1.7 Beschreibungen der dielektrischen Oberflächen .....	179
6.1.8 Luftqualitätsmonitoring .....	181
<b>6.2 Ablauf des automatisierten Akkumulation- und Entladungsvorgangs .....</b>	<b>182</b>
6.2.1 Akkumulationszyklus der dielektrischen Oberflächen .....	182
6.2.2 Messzyklus der elektrischen Feldstärke .....	183
6.2.3 Entladezyklus .....	184
6.2.4 Messung der Restfeldstärke auf der dielektrischen Oberfläche .....	185
6.2.5 Gesamtzyklischer Ablauf der Prozesse .....	185
<b>6.3 Analyse der Messergebnisse .....</b>	<b>186</b>
6.3.1 Unterschiedliche Versuchs-Parameter der Akkumulation .....	186
6.3.2 Auswertung der Messergebnisse von Entladungsströmen .....	187
6.3.3 Diskussion der Zündfähigkeit von Büschelentladungen .....	193

### 6.1 Aufbau der Versuchsapparatur

Die Versuchsapparatur setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, welche im Folgenden näher erläutert werden. Den Grundbaustein bildet eine bewerte 3D-Maschine. Auf Basis dieser Entwicklung wurden Nachrüstungen konzipiert, die in ihrer Gesamtheit eine komplexe Versuchsapparatur ergeben. Die Steuerung der Funktionen der Versuchsapparatur erfolgt durch einen Zentralrechner. Dies ermöglicht die Durchführung der Versuchsreihen in einem automatisierten Ablauf.

#### 6.1.1 Grundbaustein der Versuchsapparatur

Das Grundmodul der Versuchsapparatur bildet eine CNC-Portalfräsmaschine mit einem Arbeitsbereich von  $(X, Y, Z)$   $594 \times 883 \times 132 \text{ mm}$  (siehe Abbildung 6.1.1).

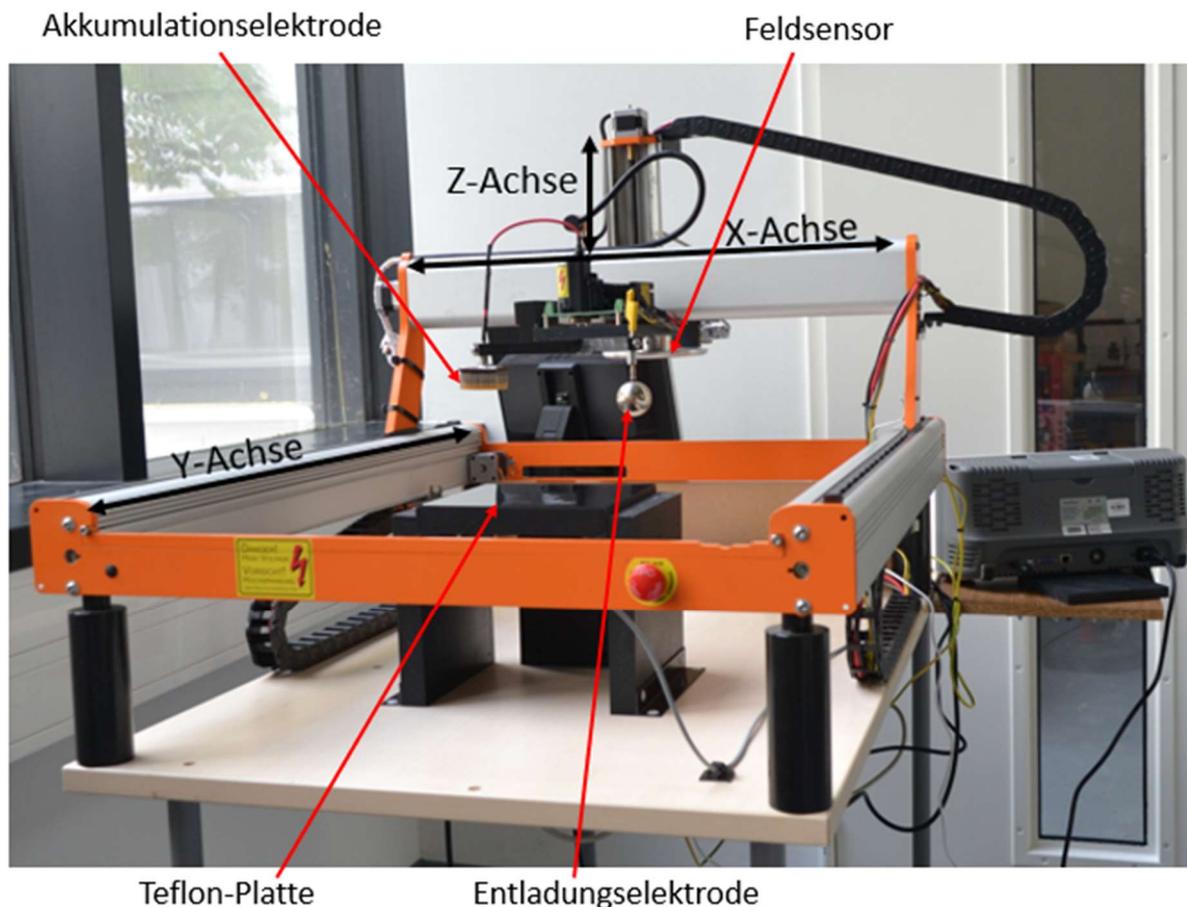


Abbildung 6.1.1 Rückfront der Versuchsapparatur mit Ansicht auf die umgebaute 3D-Maschine

Die Abbildung 6.1.2 präsentiert eine Seitenansicht, welche die Bedieneinheit der Versuchsapparatur, den Zentralrechner, den Messwiderstand für die elektrische Strommessung sowie das zugehörige Oszilloskop zur Auswertung der elektrischen Strommessung im externen elektrischen Stromkreis darstellt.

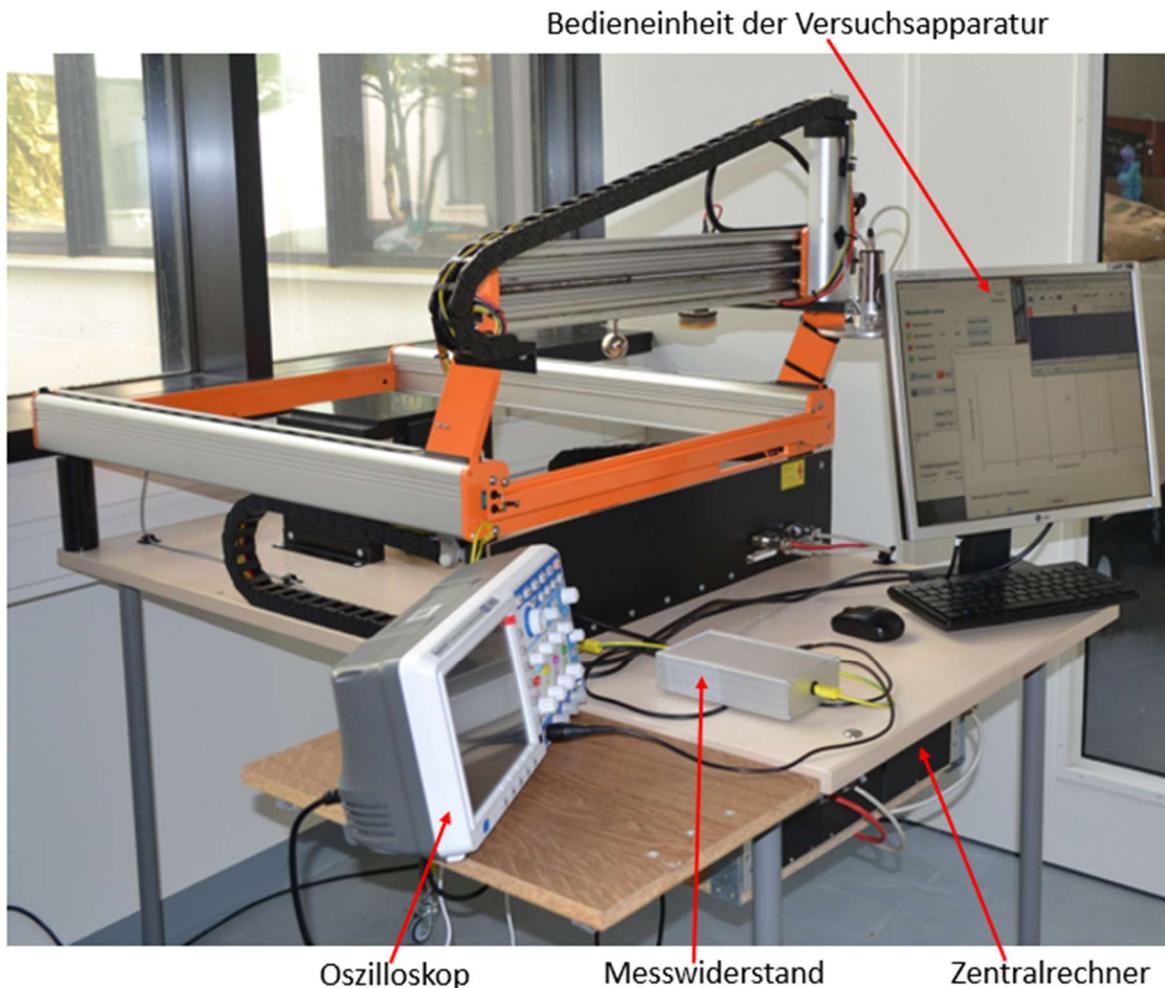


Abbildung 6.1.2 Seitenansicht der Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung wurde mit Steuerungsbausteinen, welche eigens für die Versuchsanordnung entwickelt wurden, nachgerüstet, wodurch eine Erweiterung der Hardware der Steuerung der 3D-CNC-Portalfräsmaschine realisiert wurde. Im Rahmen der durchgeführten Maßnahmen wurde zudem die Steuerungshardware in den Zentralrechner integriert, sodass eine Steuerung der Achsbewegungen über den Zentralrechner der gesamten Versuchsanordnung möglich ist.

Die Grundmaschine ist mit einem All-Stell-Motion-System TM ausgestattet, welches eine hochpräzise Positionierung in allen drei Achsen ermöglicht.

Die verwendeten Präzisionsspindeln sind gehärtete  $\varnothing 8 \text{ mm}$  Stahlwellen und zeichnen sich durch eine hohe Wiederholgenauigkeit von  $\pm 0,04 \text{ mm} - 0,05 \text{ mm}$  aus.

Der Antrieb erfolgt über Schrittmotoren. Somit ist eine Positionierung der Elektroden und der Messsonde mittels Rollenführungen über die Steuerungshardware auf der Arbeitsfläche mittels 3D-Koordinaten möglich.

Die Steuerungssoftware WinPC-NC der Grundmaschine, welche unter dem Betriebssystem Windows auf dem Zentralrechner läuft, stellt eine Programmiersprache mit G-Code zur Verfügung, sodass eine Positionierung der Maschine sowie eine Zuweisung zur I/O-Steuerung möglich ist. Die Umsetzung der automatisierten Akkumulation, Feldmessung und Entladevorgangs für dielektrische Oberflächen bedingte allerdings die Eigenentwicklung von Hard- und Software-Erweiterungen der Steuerung der Grundmaschine, um eine zusätzliche I/O-Steuerung zu ermöglichen. Die genannten Erweiterungen erfüllen zwei Funktionen. Einerseits dienen sie der Steuerung der selbst programmierten Messprogramme auf dem Zentralrechner, andererseits der Steuerung der Hochspannung für die Akkumulation. Dadurch ist es möglich, die Automatisierung der Versuchsanlage von einem Ort aus zu steuern.

Die Unterkonstruktion der Werkzeugaufnahme der Grundmaschine wurde selbstständig einer grundlegenden Neukonstruktion unterzogen, sodass sie nun die Aufnahme von Aktoren, Sensoren und Hochspannungsgeneratoren ermöglicht. Auf diese Weise konnte ein Ausleger für die Akkumulations- und Entladeelektroden sowie eine Halterung für einen Elektrofildsensor realisiert werden, auf dem zusätzlich der Hochspannungsgenerator installiert werden kann (siehe Abbildung 6.1.3).

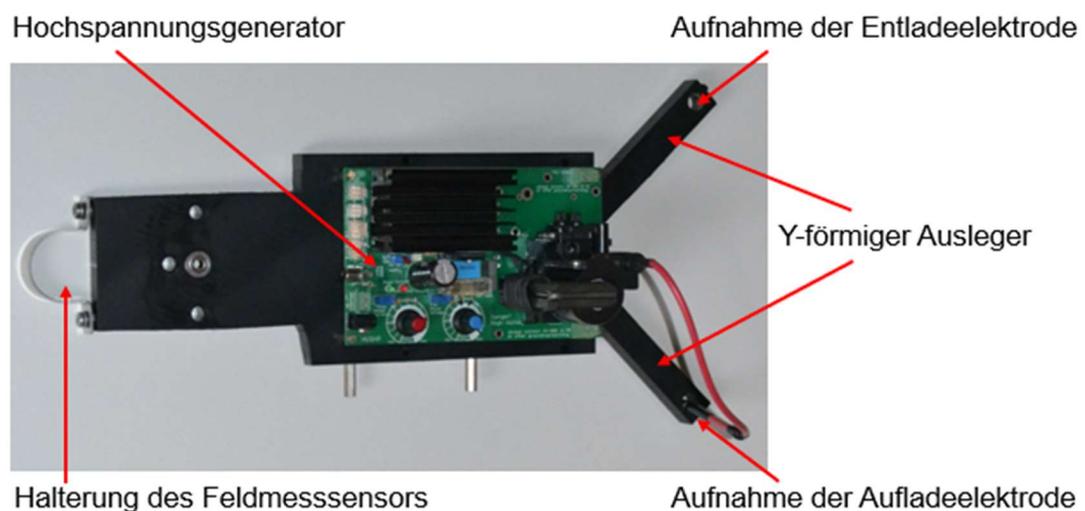


Abbildung 6.1.3 Unterkonstruktion zur Aufnahme der Aktoren sowie des Sensors

Die Konzeption der Aufnahme der Hochspannungsgeneratoren zielt darauf ab, die Integration verschiedener Hochspannungsgeneratoren zu ermöglichen.

Dies gewährleistet, dass entweder ein Hochspannungsgenerator mit negativer oder positiver Hochspannung zum Einsatz kommen kann.

In der Konsequenz ist eine zentrale Automatisierung der einzelnen Prozesse realisierbar.

### 6.1.2 Hochspannungsgeneratoren

Die Erzeugung einer elektrostatischen Akkumulation auf einer dielektrischen Oberfläche erfordert den Einsatz einer Hochspannung, welche ein elektrisches Feld über die Akkumulationselektrode erzeugt, die ein ausreichend hohes Potential aufweist, um die Anreicherung elektrischer Ladungsträger auf der dielektrischen Oberfläche zu ermöglichen. Im Rahmen eigener Akkumulationsversuche dielektrischer Oberflächen konnte festgestellt werden, dass eine elektrische Hochspannung von mindestens  $20\text{ kV}$  erforderlich ist.

Aus der vorangehend dargelegten Prämisse resultiert der Einsatz einstellbarer elektrischer Hochspannungsgeneratoren, welche eine elektrische Hochspannung zwischen  $0$  und  $+50\text{ kV}$  bzw. zwischen  $0$  und  $-50\text{ kV}$  bei einem maximalen elektrischen Dauerstrom von  $10\text{ mA}$  liefern (vgl. Abbildung 6.1.3). Die eingesetzten Hochspannungsgeneratoren werden mit einer elektrischen Versorgungsspannung von  $+24\text{ V}$  betrieben. Des Weiteren sind die Geräte mit Steuereingängen ausgestattet, welche ein automatisches Ein- und Ausschalten der elektrischen Hochspannung über Enable-Eingänge nach der Positionierung der Akkumulationselektrode über der dielektrischen Oberfläche ermöglichen.

Die Justierung der elektrischen Hochspannung erfolgt mittels der Einstellpotentiometer auf den gewünschten Wert, welcher anschließend mit einem Voltmeter über einem elektrischen Hochspannungstastkopf kontrolliert wird.

### 6.1.3 Akkumulations- und Entladeelektroden

Um einen Überschlag der elektrischen Akkumulationsspannung zwischen der Akkumulations- und Entladeelektrode zu vermeiden, wurde ein Y-förmiger Ausleger konstruiert. Der Y-förmige Ausleger erlaubt die Positionierung beider Elektroden auf der Unterkonstruktion des Auslegers, wodurch ein Elektrodenwechsel obsolet wird und der Akkumulations- und Entladevorgang automatisiert werden kann. Die Abbildung 6.1.3 zeigt den Y-förmigen Ausleger, welcher die Verwendung unterschiedlicher Elektroden ermöglicht. Im Rahmen der Akkumulationsvorgänge besteht die Möglichkeit, die in Abbildung 6.1.4 dargestellten Akkumulationselektroden zu implementieren.

Die durchgeführten Akkumulationsversuche mit der Spitzenelektrode, welche mittels Spiralbewegungen über die dielektrische Oberfläche bewegt wurde, sowie die Akkumulationsversuche mit der Kammelektrode, welche mittels Längsbewegung über eine Fläche der dielektrischen Oberfläche bewegt wurde, führten nicht zu den gewünschten Resultaten hinsichtlich der Höhe der dielektrischen Akkumulation auf den dielektrischen Oberflächen. Aus diesem Grund wurde eine Elektrode mit einer flächenmäßigen Anordnung von Spitzenelektroden selbst entwickelt.

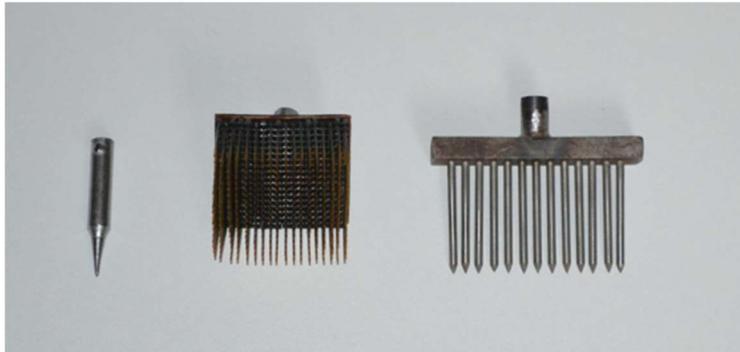


Abbildung 6.1.4 Unterschiedliche Akkumulationselektroden, die verwendet wurden

Die in Abbildung 6.1.5 dargestellte Elektrode, welche aus flächenmäßiger Anordnung von Spitzenelektroden besteht, erwies sich in einer Reihe von Experimenten als effektivste Methode der Akkumulation von dielektrischen Oberflächen. Daher wurde sie in den durchgeführten Untersuchungen eingesetzt.

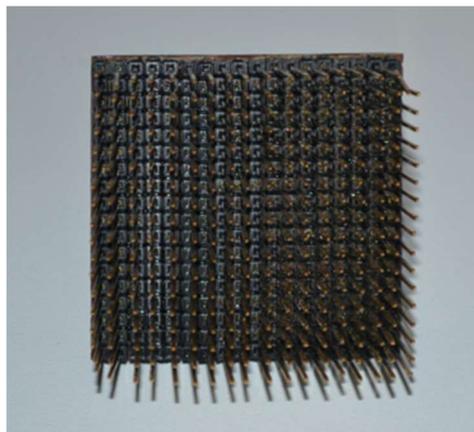


Abbildung 6.1.5 Akkumulationselektrode, die sich als effektivste Elektrode herausgestellt hat

### 6.1.4 Aufbau der Entladeelektrode

Es können zwei verschiedene Entladeelektroden verwendet werden. Die erste Entladeelektrode weist einen Durchmesser von etwa 100 mm auf (siehe Abbildung 6.1.6).

Im Rahmen der durchgeführten Versuchsreihen wurde zudem eine Entladungskugel mit einem Durchmesser von 390 *mm* (siehe Abbildung 6.1.6) eingesetzt.

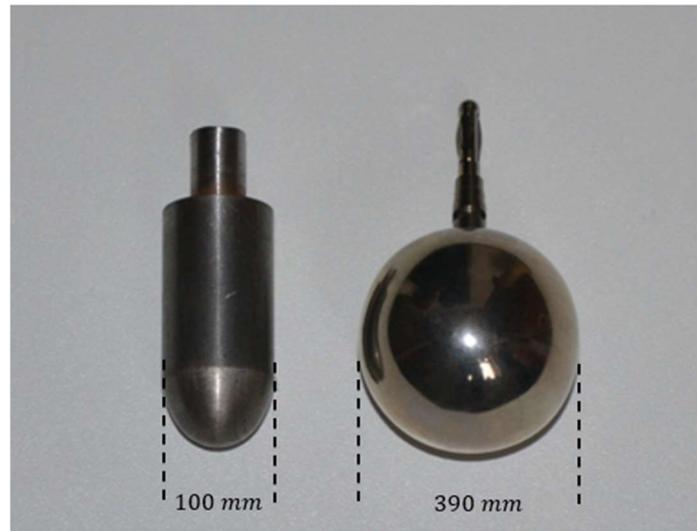


Abbildung 6.1.6 Entladeelektroden mit 100 *mm* und 390 *mm* Durchmesser

Aus der Erkenntnis heraus, dass eine zu geringe Krümmung der Entladungselektroden ein inhomogenes elektrisches Feld mit unzureichender Intensität erzeugt, wurde die Krümmung der Elektroden begrenzt (vgl. Abschnitt 5.2.3). Folglich kann gewährleistet werden, dass ein adäquates inhomogenes elektrisches Feld durch die beiden in Abbildung 6.1.6 dargestellten Entladungselektroden generiert werden kann. Die dargestellten Entladungselektroden repräsentieren jene, die in industriellen Anwendungen vorkommen können. In diesem Zusammenhang kann die Entladungselektrode mit einem Durchmesser von 100 *mm* mit einem Finger eines Menschen verglichen werden, der sich an eine akkumulierte Fläche annähert. Die Entladungselektrode mit einem Durchmesser von 390 *mm* kann als ein Werkzeug bzw. Werkstück betrachtet werden, welches sich ebenfalls an eine akkumulierte Fläche annähert.

### 6.1.5 Beschreibung des Sensors zur Feldstärkenmessung

Die Messung der elektrischen Feldstärke erfolgt mittels des Sensors EFM113B der Firma IONTIS (siehe Abbildung 6.1.7), welcher das Prinzip der Feldmühle nutzt. Der Sensor ist mit einem parametrischen Verstärker ausgestattet.

Das elektrische Feld erzeugt im Sensor beeinflusste Ladungen, welche einen Wechselstrom erzeugen, der proportional zur elektrischen Feldstärke ist. Dabei wird dem elektrischen Feld im zeitlichen Mittel keine Energie entzogen.

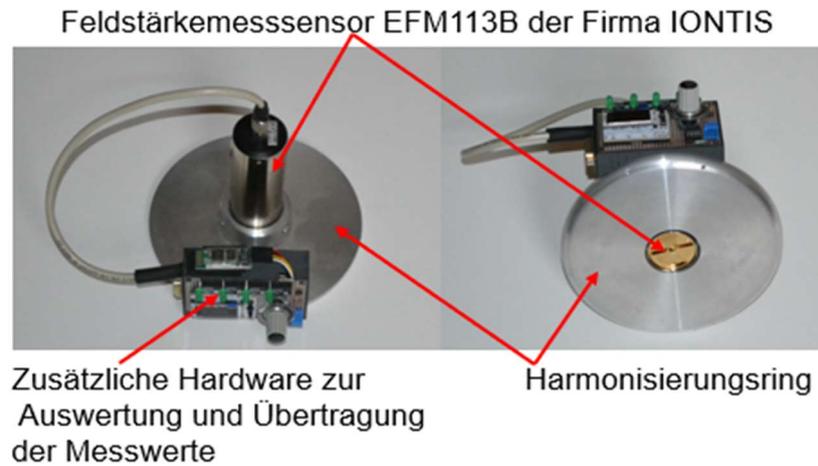


Abbildung 6.1.7 Sensor für die Feldstärkemessung mit zusätzlicher Übertragungshardware

Der Sensor verfügt über vier einstellbare Messbereiche, die bis zu einer maximalen elektrischen Spannung von  $200\text{ kV}$  reichen. Die Einstellung der Messbereiche erfolgt über eine eigens für die Prüfeinrichtung entwickelte elektronische Schaltung. Der Sensor verfügt über einen Analogausgang, der einen elektrischen Messstrom von  $\pm 1\text{ mA}$  liefert.

Der elektrische Strom wird in der lokalen elektronischen Schaltung in eine elektrische Messspannung umgewandelt, die proportional zum elektrischen Messstrom ist. Die elektrische Messspannung wird über ein digitales Voltmeter erfasst und digital über einen Bluetooth-Kanal zum zentralen Rechner der Versuchsanlage übertragen, um analoge Störsignale auf der Übertragungsstrecke auszuschließen.

Im Anschluss erfolgt die Auswertung der Messwerte mit einem eigens für die Versuchsanlage entwickelten Programm, welches die Daten in einer Tabelle speichert. Die Weiterverarbeitung und Dokumentation der Daten kann mit handelsüblichen Tabellenkalkulationsprogrammen oder der mathematischen Software MATLAB erfolgen.

In Abbildung 6.1.7 ist ein Metallkranz dargestellt, der einen Harmonisierungsring bildet, um eine Verzerrung der Messergebnisse des elektrischen Feldes zu verhindern. In der nachfolgenden Abbildung 6.1.8 wird das Prinzip der Entzerrung dargestellt, welches dazu dient, Messverfälschungen bei stark akkumulierten Flächen zu verhindern, welche durch die Annäherung des Sensors entstehen können. Die linke Darstellung in der Abbildung 6.1.8 veranschaulicht die Verzerrung der elektrischen Feldmessung bei Annäherung des Sensors. Dies wird durch einen Harmonisierungsring verhindert, wie in der linken schematischen Darstellung ersichtlich ist.

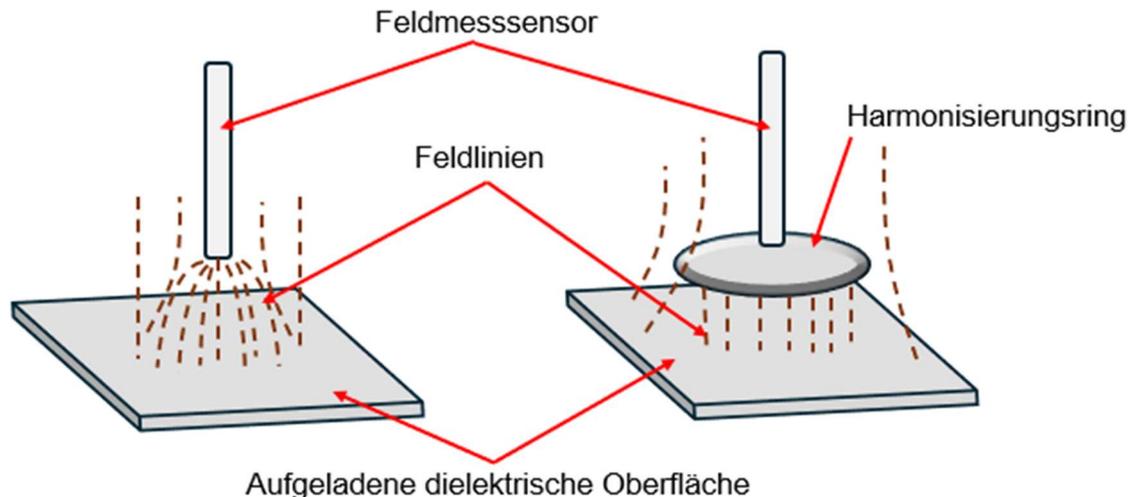


Abbildung 6.1.8 Prinzipdarstellung zur Vermeidung von Messfehlern des elektrischen Feldes

### 6.1.6 Steuerung der Versuchsanlage

Um die automatisierten Prozesse zentral steuern zu können, wurden alle Funktionen von einem Windows-Rechner aus gesteuert. Dazu wurden mehrere Schnittstellen in die Hardware integriert.

Diese erlauben nicht nur die Steuerung der Achsen der Versuchsanlage mittels der Steuerungssoftware WINNC-PC, sondern auch die Steuerung der Zusatzfunktionen zum Akkumulieren und zum Entladen sowie zur elektrischen Feldstärkemessung über zusätzliche selbst entwickelte Steuerungshardware aus dieser Software heraus.

Die Messwerte des elektrischen Feldstärkesensors wurden in den Versuchsreihen durch wiederholte Messungen der akkumulierten elektrischen Feldstärke mit einem weiteren externen elektrischen Feldstärkemessgerät kontrolliert. Die aufgezeichneten Messwerte der automatisierten Akkumulation- und Entladevorgänge konnten durch die Verwendung eines Elektrofeldmeters vom Typ EFM 51 verifiziert werden.

### 6.1.7 Beschreibungen der dielektrischen Oberflächen

Um eine definierte Büschelentladung auf der MEiKS zu erreichen, wurden verschiedene Materialien verwendet.

Bei der Auswahl der dielektrischen Oberflächen wurde darauf geachtet, dass sie eine ausreichende Stärke aufweisen und dass sich keine Gegenelektrode unterhalb der dielektrischen Oberflächen befindet.

Dadurch soll sichergestellt werden, dass die verschiedenen Einflüsse, die durch die kapazitive Erhöhung der Experimentierauslegung entstehen, ausgeschlossen werden. Zur Aufnahme der dielektrischen Flächen in der Versuchsanordnung wurde eine Halterung auf der Arbeitsfläche montiert. Die Halterung ermöglichte den Einsatz verschiedener Materialien in der Größe von  $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$  Platten (siehe Abbildung 6.1.1).

Im Rahmen der verschiedenen Versuchsreihen wurden Teflon (PTFE) und PA6 als dielektrische Oberflächen verwendet. Die elektrischen Eigenschaften der Materialien sind in den Tabellen 6.1.1 und 6.1.2 aufgeführt.

**Tabelle 6.1.1 Elektrische Eigenschaften des Materials Teflon**

Eigenschaften	Bereich	Einheit	Norm
Durchschlagfestigkeit	20	<i>kV</i>	IEC 60243-1
Spezifischer Durchgangswiderstand	$> 10^{18}$	$\Omega/m$	IEC 60093
Spezifischer Oberflächenwiderstand	$> 10^{17}$	$\Omega$	IEC 60093

**Tabelle 6.1.2 Elektrische Eigenschaften des Materials PA6**

Eigenschaften	Bereich	Einheit	Norm
Durchschlagfestigkeit	31	<i>kV</i>	IEC 60243-1
Spezifischer Durchgangswiderstand	$> 10^{14}$	$\Omega/m$	IEC 60093
Spezifischer Oberflächenwiderstand	$> 10^{14}$	$\Omega$	IEC 60093

In Abbildung 6.1.9 ist eine schematische Darstellung der elektrischen Eigenschaften nach TRGS 727 [18] zu sehen. Diese ordnet die elektrischen Eigenschaften der Proben ein und qualifiziert somit die durchgeführten Versuchsreihen.

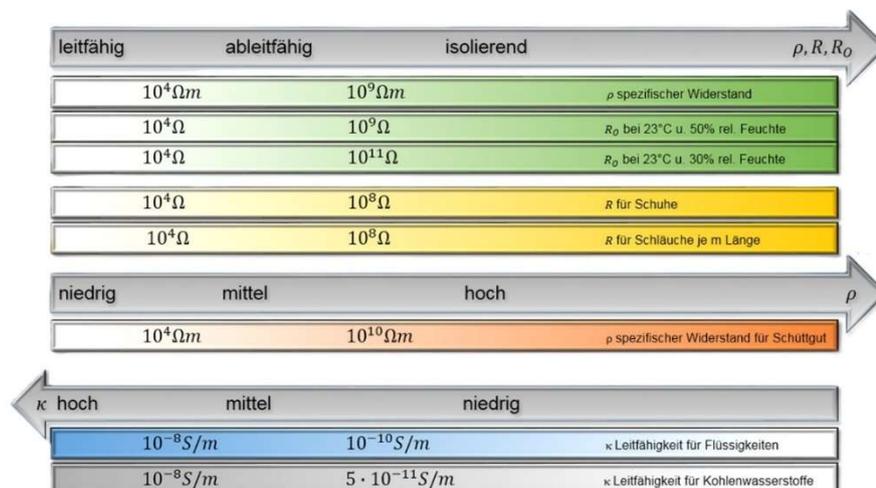


Abbildung 6.1.9 Schematische Darstellung der Einteilung von elektrostatischen Eigenschaften, angelehnt an [18]

Da die Versuche nicht in einer Klimakammer durchgeführt wurden, erfolgte vor jedem Versuch eine Messung der elektrischen Oberflächenwiderstände bei unterschiedlichen Umgebungsparametern wie Luftfeuchte und Temperatur. Dazu wurde ein TERA-Ohmmeter TOM 8600 verwendet, um potenzielle Messfehler von vornherein auszuschließen.

### **6.1.8 Luftqualitätsmonitoring**

Um einen praktischen Bezug der Versuchsreihen und deren Auswertungen zu industriellen Umgebungen herzustellen, wurden die Versuche nicht in einer Klimakammer durchgeführt. Die Erfassung und Dokumentation der Luftqualität stellte somit eine alternative Vorgehensweise dar.

Dies ermöglicht die Durchführung vergleichbarer Analyseverfahren an laufenden Anlagen in der Industrie, wodurch die Ergebnisse einen Praxisbezug erhalten.

In der Industrie ist eine Kontrolle der Luftqualität nicht in demselben Maße möglich wie in einer Klimakammer. Eine derartige Kontrolle würde zu Verzerrungen bei der Ergebnisauswertung führen.

Zur Überwachung der Luftqualität wurde eigens für die Versuchsreihe eine Messstation entwickelt. Diese dokumentiert die Luftqualität direkt während der Akkumulation und dem Entladungsvorgang.

Es wurden mehrere Messparameter während der Versuchsreihe erfasst, da nicht nur die Temperatur oder die Luftfeuchte einen Einfluss haben.

Der BME680-Sensor von Bosch ist ein Atmosphärensensoren, der neben der Temperatur und Luftfeuchtigkeit auch den Luftdruck misst und den Index für die Luftqualität (IAQ) ermittelt. Abbildung 6.1.10 zeigt die Messstation mit dem externen Atmosphärensensoren BME680 sowie eine Bluetooth-Schnittstelle.

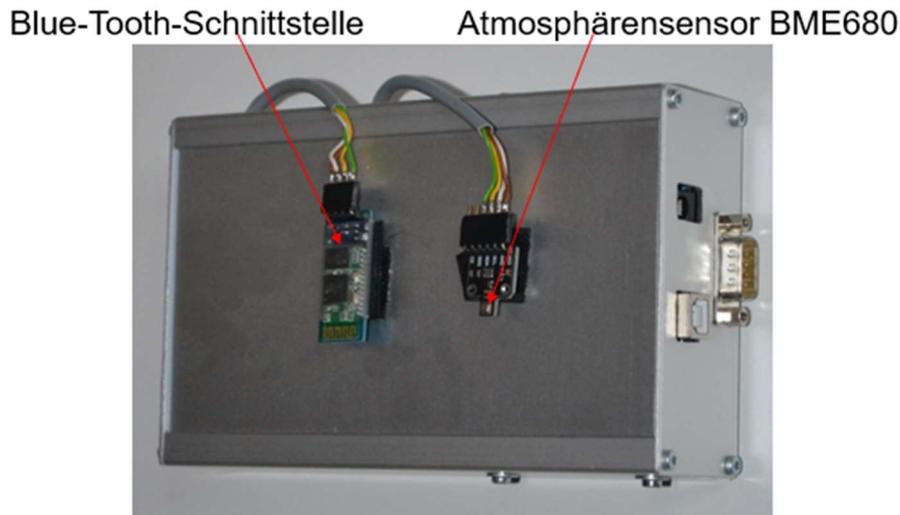


Abbildung 6.1.10 Freie positionierbare Messstation für das Luftqualitätsmonitoring

Die Daten werden durch ein eigens dafür programmiertes Arduino-System erfasst und anschließend über eine Bluetooth-Schnittstelle an den Zentralrechner der Versuchsanlage übertragen.

Die Bluetooth-Übertragung ermöglicht die Vermeidung elektrostatischer Störungen bei der Übertragung sowie die Aufstellung der Messstation an verschiedenen Orten. Die Daten werden auf dem Zentralrechner mit Datum und Uhrzeit protokolliert, sodass eine Zuordnung zu den übrigen Messwerten der Versuchsreihe möglich ist.

### 6.2 Ablauf des automatisierten Akkumulation- und Entladungsvorgangs

Die einzelnen Schritte bzw. Zyklen des automatisierten Akkumulations- und Entladungsvorgangs werden vorgestellt. Außerdem wird auf die Messung des Entladungsvorgangs eingegangen.

#### 6.2.1 Akkumulationszyklus der dielektrischen Oberflächen

Die elektrische Versorgungsspannung von  $+24\text{ V}$  für die elektrischen Hochspannungsgeneratoren wird unmittelbar mit dem Einschalten der Versuchsanlage aktiviert. Die Aktivierung der elektrischen Hochspannung an den Akkumulationselektroden erfolgt erst durch die Enable-Eingänge der elektrischen Hochspannungsgeneratoren.

Somit ist sichergestellt, dass bei Einschalten der elektrischen Hochspannung direkt ohne Verzögerung die eingestellte elektrische Hochspannung an der Akkumulationselektrode anliegt.

Die Positionierung der Akkumulationselektrode erfolgt zunächst mithilfe der Achsen der Versuchsanordnung über die dielektrischen Flächen, bevor die elektrische Hochspannung über einen I/O-Befehl des Ablaufprogramms freigeschaltet wird.

Die dielektrische Oberfläche wird durch die einzelnen Coronaentladungen der Flächenelektrode aufgeladen, wie bereits in Kapitel 4 beschrieben. Eine Messung des elektrischen Hochspannungsstroms ist möglich. Allerdings ist aufgrund der Streuung durch die Umgebungsluft keine Bestimmung der auf die dielektrische Oberfläche übertragenen elektrischen Ladung möglich.

Nach Ablauf einer programmierten Verweilzeit über der dielektrischen Oberfläche wird die Akkumulationselektrode bei eingeschalteter elektrischer Hochspannung in der Z-Achse von der aufgeladenen dielektrischen Oberfläche entfernt, bevor die elektrische Hochspannung an der Akkumulationselektrode deaktiviert wird. Dies verhindert eine Entladung der akkumulierten dielektrischen Oberfläche bei inaktiver Akkumulationselektrode. Bei Variation der Luftqualitätswerte konnte eine Akkumulation der dielektrischen Oberfläche bis zu einem Wert von  $-20\text{ V}$ , je nach Höhe der Luftfeuchtigkeit, beobachtet werden. Der Versuch wurde mit variierenden Verweilzeiten des Akkumulationsvorgangs sowie unterschiedlichen elektrischen Hochspannungsniveaus durchgeführt.

### **6.2.2 Messzyklus der elektrischen Feldstärke**

Der Elektrofeldmesssensor wurde auf der gegenüberliegenden Seite der Elektroden montiert, um eine Beeinflussung der Messergebnisse zu vermeiden.

Die mit dem montierten Sensor gemessene elektrische Feldstärke wurde regelmäßig manuell mit dem elektrischen Feldstärkemessgerät vom Typ EFM 51 validiert, um zuverlässige Messwerte bei der automatischen elektrischen Feldstärkemessung zu erhalten. Im Anschluss an den Akkumulationsvorgang wird der Sensor mithilfe der 3-Achsen-Steuerung über der aufgeladenen Fläche positioniert. Im Rahmen der Validierung wird darauf geachtet, dass der Sensor mittig über die aufgeladene Fläche gefahren wird, bevor er in der Z-Achse in die richtige Messposition gebracht wird. Der Messvorgang wird durch einen I/O-Befehl der Steuerung initiiert. Bei der Positionierung des Sensors wurde darauf geachtet, dass er eine Höhe einnimmt, die nicht störend wirkt, um eine Verfälschung der Messwerte zu vermeiden.

Der Messvorgang wird innerhalb einer vorgegebenen Zeitspanne durchgeführt. Die Generierung der Messwerte erfolgt in analoger Form, anschließend werden sie über ein digitales Volt-Meter in serielle Daten umgewandelt. Im Anschluss werden die Daten über einen Bluetooth-Kanal an die Steuerung gesendet. In der Steuerung wird der Bluetooth-Kanal des Rechners automatisch aktiviert, um die Daten aufzuzeichnen. Die Durchführung erfolgte unter Zuhilfenahme eines eigens dafür konzipierten Messprogramms, welches auf dem Zentralrechner der Versuchsanordnung läuft. Die Daten werden in Form einer Tabelle mit Datum und Uhrzeit in einem vorgegebenen Verzeichnis auf der Festplatte des Zentralrechners gespeichert. Während der Messung besteht die Möglichkeit, die Daten mittels einer integrierten Grafikfunktion des Messprogramms zu beobachten (siehe Abbildung 6.2.1). Nach Ablauf der programmierten Messzeit wird der Sensor auf eine programmierte Position angehoben, bevor der Entladevorgang initiiert wird.

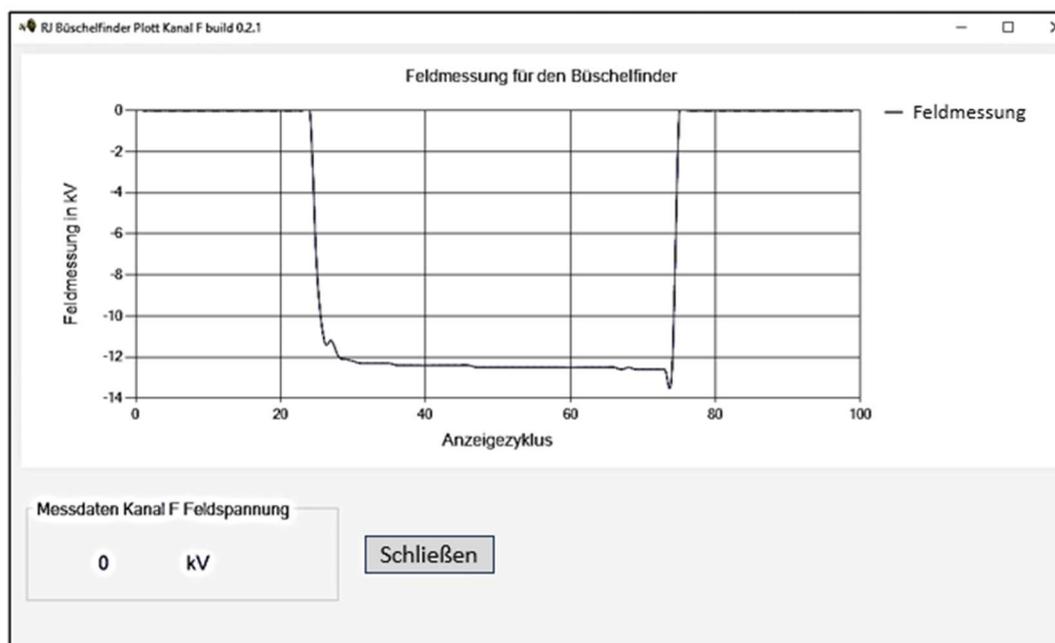


Abbildung 6.2.1 Aufgezeichnete Messkurve einer elektrischen Feldmessung

### 6.2.3 Entladezyklus

Der Entladevorgang wird, wie die beiden vorhergehenden Vorgänge, von einer programmierten Position aus initiiert. Die Entladeelektrode ist über eine Verbindungsleitung mit einem Messwiderstand verbunden.

Der Messwiderstand ist wiederum mit einem Erdanschluss verbunden, sodass die elektrische Ladung der akkumulierten Oberfläche über die Gasentladungsstrecke abgeleitet wird. Die Positionierung der Entladeelektrode erfolgt derart, dass keine störenden Entladungsvorgänge im Vorfeld ausgelöst werden. Im Anschluss erfolgt eine Bewegung der Entladeelektrode mit variabler Geschwindigkeit auf die akkumulierte dielektrische Oberfläche zu. In der Folge kommt es in der Gasentladungsstrecke zu einer Büschelentladung, welche durch die Entladung der akkumulierten dielektrischen Oberfläche bedingt ist. Der elektrische Entladestrom wird mithilfe eines digitalen Oszilloskops, welches über einen Trenntransformator betrieben wird, durch den Spannungsabfall am Messwiderstand aufgezeichnet. Die Aufzeichnung des elektrischen Entladestroms erfolgt automatisch mittels der Trigger-Funktion des Oszilloskops, welche vor dem Start des Gesamtzyklus manuell aktiviert wird. Die erfassten Messwerte werden auf dem Oszilloskop gespeichert und können für die weitere Verarbeitung ausgelesen werden. Die programmierbare variable Verfahrensgeschwindigkeit der Entladeelektrode erlaubt Messungen sowohl bei langsamer als auch bei schneller Annäherung der Entladungselektrode.

### **6.2.4 Messung der Restfeldstärke auf der dielektrischen Oberfläche**

Zur Bestimmung der elektrischen Restladung wurde die Messsonde am Ende jedes Ablaufzyklus erneut über der dielektrischen Oberfläche positioniert. Nach Abschluss der Messung werden die Achsen in eine Parkposition gefahren, wodurch der gesamte Zyklus abgeschlossen wird.

Im Rahmen der durchgeführten Messungen wurde festgestellt, dass noch eine elektrische Restfeldstärke zu messen war, deren Ursache in der nicht elektrischen Leitfähigkeit der Oberfläche zu finden ist.

### **6.2.5 Gesamtzyklischer Ablauf der Prozesse**

Gemäß Abbildung 6.2.2 laufen die vier Zyklen automatisch nacheinander ab. Unmittelbar nach der Akkumulation wird die Höhe der elektrischen Feldstärke gemessen und dokumentiert. Anschließend wird durch Positionierung der Ableitelektrode der Entladungsvorgang gestartet.

Der elektrische Entladestrom wird mithilfe eines Messwiderstands und eines digitalen Speicheroszilloskops automatisch aufgezeichnet und steht für die weitere Bearbeitung und Auswertung zur Verfügung. Danach wird die elektrische Restfeldstärke erneut mit dem elektrischen Feldsensor gemessen.

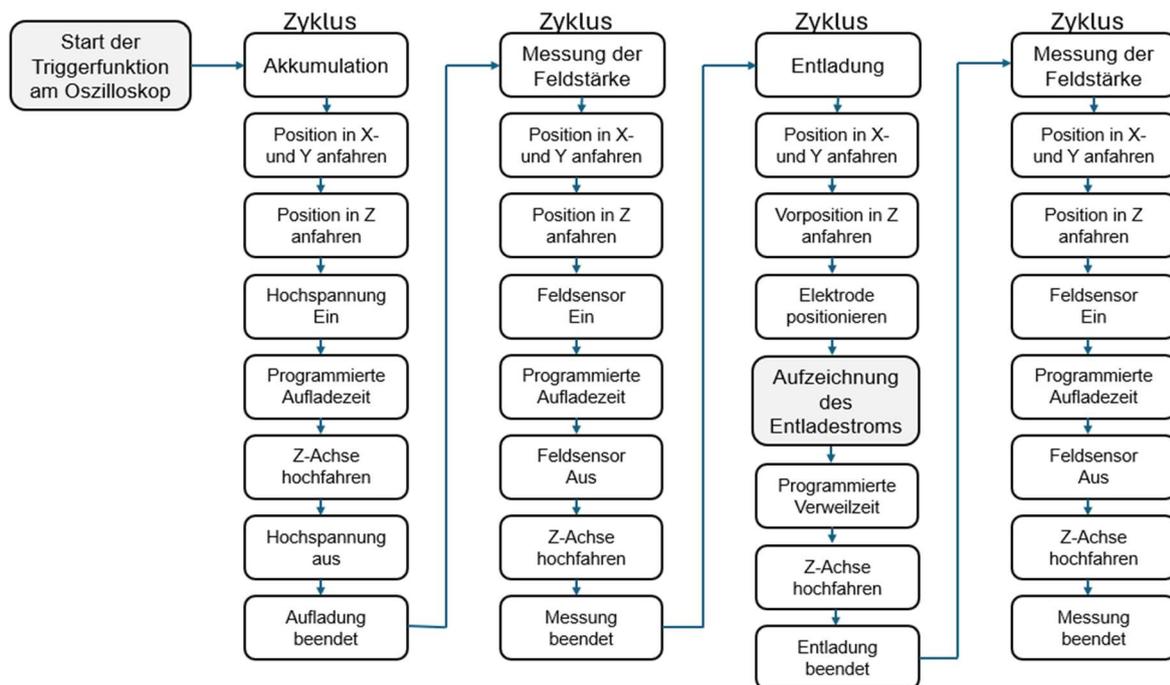


Abbildung 6.2.2 Gesamtzyklischer Ablauf mit den einzelnen Schritten innerhalb jeden Zyklus

### 6.3 Analyse der Messergebnisse

Die Analyse der Messergebnisse führt zu weiteren Erkenntnissen, die einen Paradigmenwechsel begründen. Im Folgenden wird auf diese Aspekte näher eingegangen.

#### 6.3.1 Unterschiedliche Versuchs-Parameter der Akkumulation

Der Akkumulationszyklus ist dadurch gekennzeichnet, dass die Höhe der elektrischen Hochspannung, der Abstand zwischen der dielektrischen Oberfläche und der Akkumulationselektrode sowie die Länge der Verweildauer, die die Akkumulationselektrode über dem Akkumulationsbereich verweilen kann, variabel und damit in einem bestimmten Bereich frei programmierbar sind.

Die optimalen Werte wurden in verschiedenen Versuchsreihen mit der Elektrode ermittelt, welche eine flächenmäßige Anordnung von Spitzenelektroden aufweist.

Die Versuche wurden mit einer elektrischen Hochspannung von -30 kV durchgeführt, wobei ein Abstand von einem Millimeter über der dielektrischen Oberfläche gewahrt wurde. Die optimale Akkumulationszeit liegt zwischen fünf und zehn Sekunden.

In den Versuchsreihen wurden verschiedene dielektrische Oberflächenmaterialien verwendet.

Bei der Auswertung der Versuche hat sich die Teflon-Platte als geeignetes Material herausgestellt. Aufgrund des identischen Aufbaus der Hochspannungsgeneratoren ist ein Austausch ohne mechanische Modifikationen möglich. Auf diese Weise können Versuchsreihen mit negativer Akkumulationsspannung sowie mit positiver Akkumulationsspannung durchgeführt werden.

### **6.3.2 Auswertung der Messergebnisse von Entladungsströmen**

Die elektrischen Entladeströme und ihr Verlauf wurden mit einem Drahtwiderstand von  $0,1 \text{ Ohm}$  aufgezeichnet. Der Drahtwiderstand hat eine Genauigkeit von 1 %. Die aufgezeichneten Spannungsverläufe wurden als Kurvenbild im Binärformat gespeichert und können über eine USB-Schnittstelle ausgelesen werden. Für die Weiterverarbeitung der Daten stellt PeakTech eine Software zur Verfügung, die auf einem externen Rechner installiert wurde. Die Software stellt die Umwandlung der Daten in Tabellenform zur Verfügung. Die weitere Verarbeitung bzw. Auswertung erfolgte schließlich mit der Software MATLAB.

Die Auswertung der Daten auf der NE hat ergeben (vgl. Abschnitt 5.2.7), dass sich lediglich feststellbare Änderungen durch Anstiegszeiten des elektrischen Feldes im Nanosekundenbereich manifestieren. Diese Bereiche können jedoch durch die natürlichen Annäherungsgeschwindigkeiten an einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche nicht erreicht werden, weshalb bei den Messreihen keine Unterschiede in der Höhe und im Verlauf der Entladeströme aufgrund der unterschiedlichen vorgegebenen Annäherungsgeschwindigkeit der Entladeelektrode an der Versuchsanordnung erkennbar sind.

Im Rahmen der vorliegenden Versuchsreihe wurde eine Teflon-Platte mit einer Hochspannung an der Akkumulationselektrode von -30 kV akkumuliert. Nach dem Akkumulationsvorgang wies die Teflon-Platte, je nach Höhe der vorhandenen Luftfeuchtigkeit und Lufttemperatur, ein elektrisches Feld zwischen  $-10 \text{ kV}$  bis  $-12,2 \text{ kV}$  auf.

Die Ergebnisse der Messungen des elektrischen Entladestroms geben Anlass zu einer weiteren Diskussion über Büschelentladungen und deren elektrischen Ladungsverschiebung innerhalb der Entladungsstrecke.

In Abbildung 6.3.1 ist der elektrische Stromverlauf bei einer gemessenen elektrischen Feldstärke von  $-10\text{ kV}$  dargestellt.

Die Umgebungsbedingungen waren durch eine relative Luftfeuchtigkeit von 45 % sowie eine Raumtemperatur von  $17\text{ }^{\circ}\text{C}$  gekennzeichnet. Die Messung wurde mit der Entladeelektrode, deren Durchmesser  $100\text{ mm}$  beträgt (siehe Abbildung 6.1.6), durchgeführt.

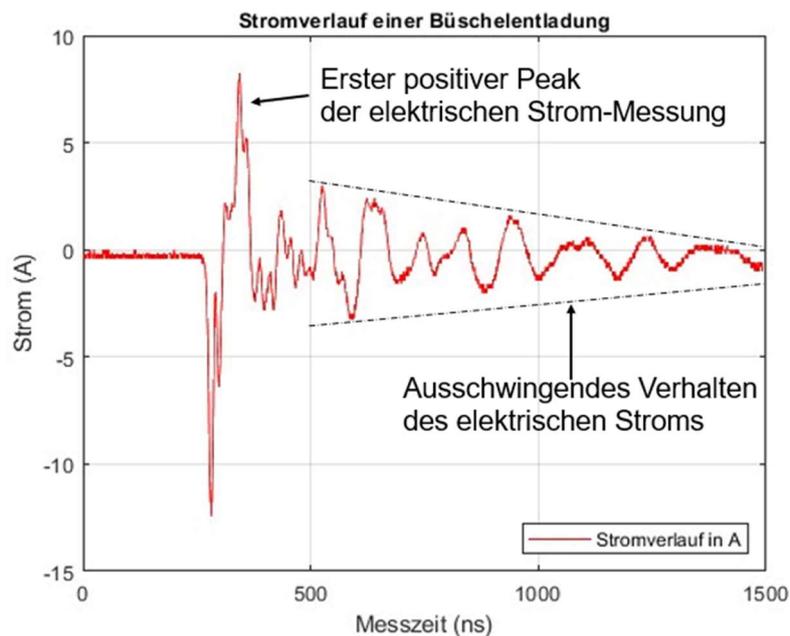


Abbildung 6.3.1 Verlauf des elektrischen Stroms auf der MEiKS bei einer elektrischen Feldstärke von  $-10\text{ kV}$

Die Analyse des elektrischen Stromverlaufs belegt zweifelsfrei, dass nach einem negativen elektrischen Entladestrom auch ein positiver elektrischer Stromfluss stattfindet, der als Rückfluss zu interpretieren ist. Der gesamte elektrischer Stromfluss zeigt ein abklingendes Verhalten, da sich auch die sich immer wieder abklingenden elektrischen Ladungsbewegungen in Form von Elektronen sowie positiven und negativen Ionenbewegungen in der Gasstrecke manifestieren.

Aus der Interpretation des elektrischen Stromverlauf ergibt sich, dass sich zuerst eine Elektronenlawine und dann eine zweite Elektronenlawine über den externen elektrischen Stromkreis entlädt. (siehe Abbildung 6.3.2)

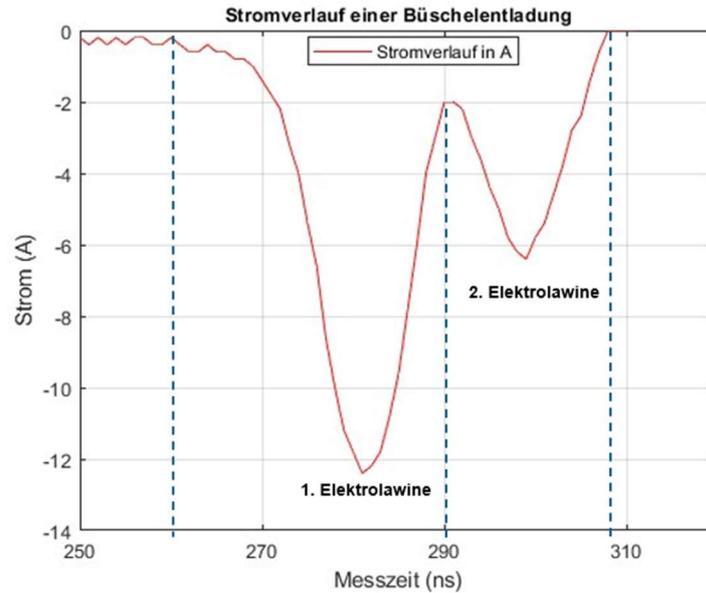


Abbildung 6.3.2 Fokus auf den Ablauf der 1. und 2. Elektronenlawine

Der dargestellte Verlauf belegt zweifelsfrei die Existenz zweier zeitlich versetzter Elektronenlawinen in der Gasentladungsstrecke. Der hier gemessene negative elektrische Entladungsstrom zeigt eine Übereinstimmung mit der Auswertung der Streamer-Physik, die bei Untersuchungen immer wieder von mehreren hintereinander ablaufenden Elektrolawinen berichtet. Bei Betrachtung des positiven elektrischen Stromflusses (siehe Abbildung 6.3.3) zeigt sich, dass sich ein elektrischer Ausgleichstrom und damit ein elektrischer Energierückfluss in die Gasentladungsstrecke ergibt. Dies belegt eine ausgeprägte Streamer-Bildung in der Gasentladungsstrecke.



Abbildung 6.3.3 Fokus auf den ersten Peak des positiven elektrischen Rückstromrückflusses, nach der 1. und 2. Elektrolawinen

Die in der NE (Kapitel 5) präsentierten Resultate der Streamer-Physik sowie die daraus abgeleiteten Hypothesen werden durch die vorliegenden Untersuchungen bestätigt. Wie die Ergebnisse des Abschnitts 5.2.10 belegen, kommt es an der Entladeelektrode, also der Anode, zu einer starken Verdichtung positiver Ionen, welche eine Zündtemperatur von bis zu  $2000\text{ K}$  bewirken. Insofern kann der positive elektrische Rückstrom über den externen elektrischen Stromkreis als Maß für die Zündfähigkeit von Büschelentladungen herangezogen werden. Diese Erkenntnis ist auch bei der Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen zu berücksichtigen und stellt somit eine Analysemöglichkeit dar.

Weiterhin ist zu erkennen, dass sich in der Gasentladungsstrecke noch aktive elektrische Ladungsträger befinden, die durch abklingende elektrische Stromflüsse kompensiert werden. Dies ergibt sich aus dem Erhaltungssatz, der besagt, dass in einem geschlossenen System, hier der Gasentladungsstrecke, die elektrische Nettoladung erhalten bleibt. Dieses Verhalten erklärt einen nachweisbaren abklingenden Schwingkreis, der jedoch für die weitere Betrachtung nicht relevant ist.

Allerdings stellt sich die Frage, warum dieser Ausgleich auf dem externen elektrischen Stromkreis messbar ist.

Wie bereits mehrfach erwähnt, wird in den vorliegenden Versuchsreihen keine Gegenelektrode unterhalb der dielektrischen Oberfläche verwendet, so dass die elektrische Entladungskompensation nur über den äußeren elektrischen Stromkreis, also nur über die Entladungselektrode und damit über den Messwiderstand und die Erde erfolgt.

In Kapitel 3 wurde bereits erläutert, dass die Erde nicht nur elektrische Ladung in Form von Elektronen aufnimmt, sondern auch elektrische Ladung in Form von Elektronen abgeben kann. Dies führt zu einem elektrischen Rückfluss bzw. Ausgleichsfluss von elektrischen Ladungsträgern über den messbaren elektrischen Strom im äußeren elektrischen Stromkreis.

Die Büschelentladung gemäß der Townsend-Theorie kann demnach nicht als nicht-selbsterhaltende Gasentladung bezeichnet werden, sondern muss als selbsterhaltende Gasentladung klassifiziert werden. Dies begründet sich darin, dass auch ein elektrischer Rückstrom zur Erhaltung der Gasentladung beiträgt.

Auch eine Entladung einer höheren Akkumulation, hier mit einer elektrischen Feldstärke von  $-12,2 \text{ kV}$  und einer anderen Entladungselektrode (Kugel mit  $390 \text{ mm}$  Durchmesser, siehe Abbildung 6.1.6) wird in Abbildung 6.3.4 dargestellt. Die Messung wurden dabei unter den Umgebungsbedingungen mit einer relativen Luftfeuchtigkeit von  $47 \%$  sowie einer Raumtemperatur von  $19 \text{ }^\circ\text{C}$  durchgeführt. Somit lässt sich festhalten, dass sich die Umgebungsbedingungen nur marginal von den Versuchen mit einer  $100 \text{ mm}$  gekrümmten Entladeelektrode unterscheiden. In diesem Zusammenhang ist festzuhalten, dass das zeitliche Verhalten des elektrischen Stromflusses unverändert bleibt. Die rückläufige elektrische Stromstärke unterliegt einer Veränderung, wobei auch hier die Entladung der Elektronenlawinen und der positiven Ionenverdichtung zu beobachten ist.

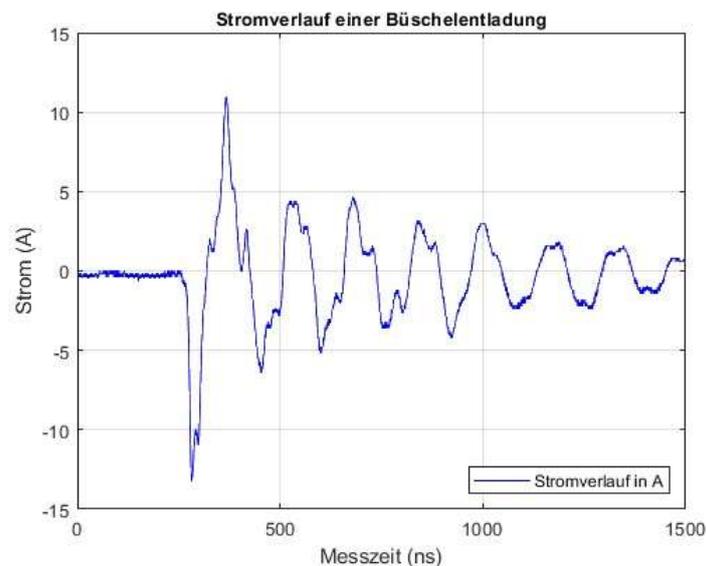


Abbildung 6.3.4 Verlauf des Stroms auf der MEiKS bei einer elektrischen Feldstärke von  $-12,2 \text{ kV}$

In der Konsequenz lässt sich ableiten, dass die Gasentladung in den betreffenden Bereichen gemäß dem in Abbildung 6.3.5 dargestellten Schema erfolgt, wobei die jeweilige Gaszusammensetzung, Luftfeuchtigkeit und Raumtemperatur zu berücksichtigen sind.

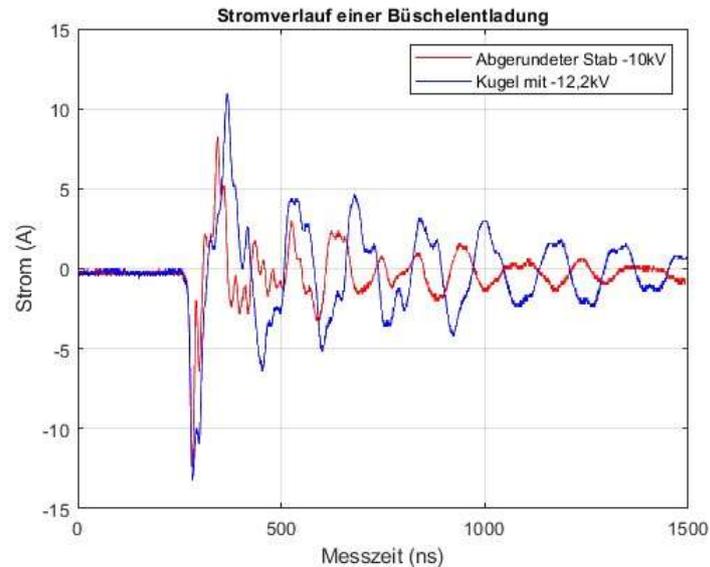


Abbildung 6.3.5 Gegenüberstellung der Stromverläufe der beiden unterschiedlichen Akkumulationen und Entladeelektroden

Eine Gegenüberstellung der beiden Versuchsergebnisse im Abbildung 6.3.5 zeigt, dass der wesentliche Unterschied darin besteht, dass bei der Entladungselektrode in Form einer Kugel und damit einer kleineren Krümmung und einer größeren Fläche in der Gasentladungsstrecke zum Ansammeln von positiven Ionen der positive elektrische Entladungsstrom größer ist als bei einer Krümmung mit 100 mm. Diese Beobachtung lässt sich jedoch durch die größere verfügbare Fläche bei der Entladung erklären, die eine größere Anlagerungsfläche für die Ionenverdichtung bietet. Dies resultiert somit in einem höheren positiven elektrischen Entladungsstrom.

Die bisherigen messbaren Auswirkungen von Büschelentladungen lassen den Schluss zu, dass diese Erkenntnis nun auch an industriellen Umgebungen angewendet werden kann, um eine Analyse der Zündfähigkeit von Büschelentladungen zu stellen. Dies impliziert, dass auch an Industrieanlagen derartige Messungen positive elektrische Ströme und deren Ausbildung der Streamer-Morphologie nachweisen können, wodurch ein Nachweis von Zündfähigkeiten erbracht wird.

Die dargelegte Methodik erlaubt somit die Erstellung von Analysen in der Verarbeitenden Industrie an laufenden Anlagen, welche einen Paradigmenwechsel in der Aufstellung von Bewertungen von Zündfähigkeiten ermöglichen.

Diesbezüglich kann die Methodik zur Beurteilung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen herangezogen werden. Zu diesem Zweck werden elektrische Strommessungen im externen elektrischen Stromkreis auf der MEiKS durchgeführt.

Die Höhe des elektrischen Stroms dient dabei als Maß für die Zündfähigkeit und erlaubt eine Bewertung, wie im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

### 6.3.3 Diskussion der Zündfähigkeit von Büschelentladungen

Um die Zündfähigkeit einer Büschelentladung mit negativer dielektrischer Oberfläche beurteilen zu können, muss der erste positive Peak der elektrischen Strommessung bewertet werden.

Damit kann die Axiome aufgestellt werden, dass die Zündfähigkeit von Büschelentladungen mit Fokus auf den ersten positiven Peak (siehe Abbildung 6.3.3) im Rückfluss des elektrischen Ausgleichstroms liegt. In diesem Zusammenhang ist die Integralbildung des positiven elektrischen Strompeaks von entscheidender Bedeutung, da sie sowohl den elektrischen Strom als auch die Dauer erfasst. Folglich können die Höhe und die Dauer des Peaks als Parameter für die Zündfähigkeit definiert werden. Auf diese Weise kann die Zündenergie erfasst werden. Darüber hinaus kann dieses Maß als Grundlage für Zündversuche mit verschiedenen Medien dienen, die im Rahmen dieser wissenschaftlichen Diskussion nicht durchgeführt wurden.

Die Messung des elektrischen Stroms mit einer gekrümmten Entladeelektrode, deren Krümmungsradius größer ist als der der Referenzelektrode mit einem Radius von 100 mm, zeigt, dass auch ein höherer positiver Entladestrom auftritt (siehe Abbildung 6.3.4). Wie bereits erwähnt, hängt der elektrische Entladungsstrom nicht nur von der Höhe der elektrischen Ladung auf der dielektrischen Oberfläche ab, sondern auch von der Form der Entladeelektrode und der Zusammensetzung des Mediums in der Gasentladungsstrecke. Eine andere Gaszusammensetzung oder die Anwesenheit von dielektrischen Partikeln in Form von dielektrischen Stäuben kann die Bildung von Streamern abschwächen. Die angesammelte Höhe der verdichteten positiven Ionen aus der Bildung der Streamer-Morphologie lässt sich durch die Höhe des positiven elektrischen Stromflusses im externen elektrischen Stromkreis erklären. Die Zündfähigkeit der Büschelentladung ist somit abhängig von der Höhe der akkumulierten dielektrischen Fläche, der Zusammensetzung des Mediums in der Gasstrecke, der Krümmung der Entladeelektrode sowie der Höhe der Ableitung zur Erde, die in der folgenden Tabelle 6.3.1 zusammengefasst sind.

## 6 Verfahren zur Analyse der Zündfähigkeit auf der MEiKS

Tabelle 6.3.1 Eine beispielhafte Zusammenfassung der Einflüsse auf die Zündfähigkeit von Büschelentladungen

Einflussfaktoren	Zündfähigkeit der Büschelentladung
Art des Dielektrikums	
Hohes elektrisches Hintergrundfeld bzw. hohe akkumulierte dielektrische Oberfläche	
Krümmung der Entladeelektrode < 10 mm	
Krümmung der Entladeelektrode > 100 mm	
Hohe Ableitfähigkeit der Entladeelektrode zur Erde	
Zusammensetzung des Gasmediums	
Freie elektrische Ladungsträger in der Gasstrecke	
Hohe Ionisationsfähigkeit des Mediums in der Gasstrecke	
Dielektrische Partikel in der Gasstrecke	

Die Messung des elektrischen Stroms im externen elektrischen Stromkreis auf der MEiKS erlaubt demnach den Nachweis der positiven Streamer-Morphologie. Des Weiteren lässt sich bei der elektrischen Strommessung feststellen, dass über einen längeren Zeitraum hinweg kein kontinuierlicher elektrischer Stromfluss auftritt, was die Bildung eines Leaders ausschließt. Dies bestätigt die These, dass sich kein Leader bei einer Büschelentladung entwickelt.

Das ausschwingende Verhalten des elektrischen Stroms im ableitenden elektrischen Stromkreis (siehe Abbildung 6.3.1) lässt sich dadurch erklären, dass sich immer wieder abschwächende Streamer bilden, die physikalisch damit erklärbar sind, dass sich die Gasentladungsstrecke abklingend neutralisiert.

Elektrostatische Entladungen sind im Explosionsschutz häufig als mögliche Zündquellen für brennbare Gasgemische zu berücksichtigen. Bei der Bewertung der Zündwahrscheinlichkeit durch elektrostatische Entladungen wird die sicherheitstechnische Kenngröße Mindestzündenergie (MZE) herangezogen.

Die MZE ist die unter festgelegten Versuchsbedingungen ermittelte kleinste, in einem Kondensator gespeicherte elektrische Energie, die bei Entladung ausreicht, das zündwilligste Gemisch einer explosionsfähigen Atmosphäre zu entzünden. [18]

Festgelegte Prüfverfahren für Stäube werden in der VDI 2263 Blatt 1 [247] beschrieben. Als Prüfeinrichtung findet in der Regel die modifizierte Hartmann-Apparatur Anwendung. Die Zündung erfolgt durch eine Funkenentladung, deren Zündquelle variiert werden kann.

Im Rahmen dieser Prüfverfahren wird eine Funkenentladung erzeugt, die jedoch anderen physikalischen Prozessen unterliegt. Eine Übertragung der mittels Funkenentladungen ermittelten MZE auf Büschelentladungen ist daher weder mittelbar noch unmittelbar möglich. Daher ist die Entwicklung von Verfahren erforderlich, die eine Ermittlung des MZE in einer Versuchsapparatur, die auch Büschelentladungen erzeugt, zu ermöglichen, um auf dieser Grundlage ein exaktes Maß der Zündfähigkeit von unterschiedlichen Medien aufstellen zu können. Die Ergebnisse der wissenschaftlichen Forschungsarbeit legen dar, dass die in der Gasentladungsstrecke befindlichen Medien auch unterschiedliche Auswirkungen auf die Entstehung und Ausbildung von Streamern haben, welche wiederum eine Voraussetzung für die Zündfähigkeit von Büschelentladungen darstellen.

Die in dieser wissenschaftlichen Arbeit gewonnenen Erkenntnisse münden in einem Paradigmenwechsel. Dies impliziert, dass die Büschelentladung einem physikalischen Prozess unterliegt. Aus den ablaufenden Elektronenlawinen entwickeln sich positive Streamer, welche Verdichtungen von Ionen an der ableitenden Anode zur Folge haben. In der Konsequenz kann die Büschelentladung als zündfähig bezeichnet werden, da sich an der Anode eine Temperaturentwicklung einstellt, ohne dass sich ein Leader im Gasentladungsstreckenbereich ausbildet. Eine Entladung einer positiv akkumulierten dielektrischen Oberfläche führt nicht zu einer Streamer-Morphologie, da die dafür notwendige Ableitung der Elektronen aus der Elektronenlawine über die dielektrische Oberfläche nicht stattfindet. Des Weiteren ist die Bildung der Streamer abhängig vom Medium in der Gasentladungsstrecke, welches die Streamer-Bildung durch seine Ionisierungsfähigkeit fördert.

Des Weiteren können störende dielektrische Staubpartikel, welche ein Dipolverhalten aufweisen, sowohl das elektrische Hintergrundfeld als auch die elektrischen Felder der Streamer schwächen, wodurch deren wirksame Ausbildung verhindert wird. Dies hat zur Konsequenz, dass die Ionisierungsverdichtung an der Anode nicht erfolgt.

Die Krümmung der ableitenden Elektrode spielt ebenfalls eine wesentliche Rolle. Eine zu große Krümmung führt zur Bildung eines zu hohen inhomogenen elektrischen Feldes, welches dazu führt, dass die positiven Ionen vor der Verdichtung eingefangen bzw. neutralisiert werden. Eine unzureichende Krümmung der ableitenden Elektrode bedingt eine inadäquate Inhomogenität des elektrischen Feldes an der Elektrode, so dass das elektrische Hintergrundfeld unzulänglich ist, um eine Streamer-Bildung zu initiieren.

Da die akkumulierten elektrischen Ladungsträger ausschließlich über die dielektrische Oberfläche in die Gasentladungsstrecke abgegeben werden, jedoch kein Ladungsträgerfluss in umgekehrter Richtung stattfindet, erfolgt die Abgabe ausschließlich über die ableitfähige Elektrode. Daher kann der elektrische Stromfluss der Elektronenlawine sowie der daraus resultierende elektrische Stromrückfluss im externen elektrischen Stromkreis auf der MEiKS gemessen und zur Analyse der Zündfähigkeit ausgewertet werden. Dies kann auch zur Analyse einer industriellen Anlage genutzt werden.

Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse wird im nächsten Kapitel ein möglicher Ablauf einer Bewertung der Zündfähigkeit präsentiert, welcher auf dem hier erarbeiteten Paradigmenwechsel basiert. Die dargestellte Schrittfolge basiert auf den Resultaten der vorliegenden Forschungsarbeit. Folglich kann eine schrittweise und direkte Analyse zur Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen durchgeführt werden.

## 7 Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen

Die Festlegung von Maßnahmen zur Vermeidung von Zündquellen erfordert die Unabhängigkeit des Auftretens einer gefährlichen explosionsfähigen Atmosphäre und der Effektivität einer Zündquelle voneinander. Sofern keine Unabhängigkeit festgestellt werden kann, ist entweder ein konstruktiver Explosionsschutz zu implementieren oder eine Konzeptänderung vorzunehmen, wie es im Duktus der TRGS 720 vorgestellt wird. [248]

Um eine Vermeidung von Zündquellen voraussetzen zu können, ist es unerlässlich, diese zunächst auf ihre Zündfähigkeit zu identifizieren. Dies impliziert die Voraussetzung, dass die identifizierten Büschelentladungen auch zündfähig sind.

Im Folgenden werden die Erkenntnisse aus der wissenschaftlichen Diskussion in einer beispielhaften Bewertung zusammengefasst. Auf Basis der in Abschnitt 6.3.3 dargelegten Erkenntnisse sowie der aufgestellten Thesen lässt sich ein Ablauf ableiten, der eine Schrittfolge definiert. Diese kann wiederum in Form eines Diagramms dargestellt werden.

Im ersten Schritt erfolgt die entscheidende Abfrage, ob eine explosionsfähige Atmosphäre vorhanden ist. Sofern keine explosionsfähige Atmosphäre vorliegt, kann die Bewertung direkt nach dem ersten Schritt beendet werden, wie in Abbildung 7.1 dargestellt wird.

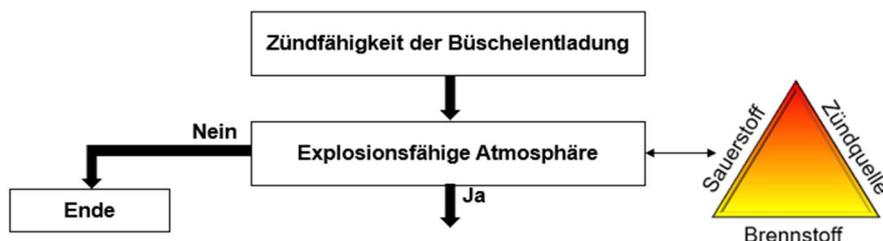


Abbildung 7.1 Entscheidung über die Vorlage einer explosionsfähigen Atmosphäre

Der nächste Schritt dient der Festlegung des Betrachtungsgegenstands, da entweder die Anlage als auch das Produkt sich elektrostatisch akkumulieren können. Die Begründung erfolgt anhand der Frage, ob sich in der Anlage Kunststoffteile oder nichtleitende Materialien befinden, die sich elektrostatisch akkumulieren können, oder ob sich das zu verarbeitende Produkt durch seine elektrische hochisolierende Eigenschaft elektrostatisch akkumulieren kann.

Somit ergibt sich die Schrittfolge in der Abbildung 7.2.

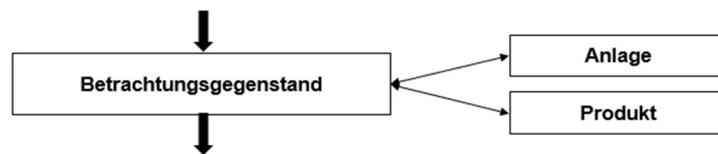


Abbildung 7.2 Auswahl des Betrachtungsgegenstandes

Im Anschluss an die Festlegung des Betrachtungsgegenstands erfolgt eine Analyse der kontaktierenden Materialien bzw. Medien und ihrer triboelektrische Affinität. In der Fachliteratur finden sich mehrere Tabellen, die Aufschluss über die triboelektrischen Affinitäten geben und eine Einschätzung der elektrostatischen Akkumulation zwischen den Kontaktmaterialien ermöglichen. Die Analyse dieser Tabellen erlaubt die Bewertung, ob die Kontaktpartner unterschiedliche Affinitäten aufweisen und eine Akkumulation folglich positiv oder negativ ist. Bei einer positiven Akkumulation am Betrachtungsort kann eine Zündwahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

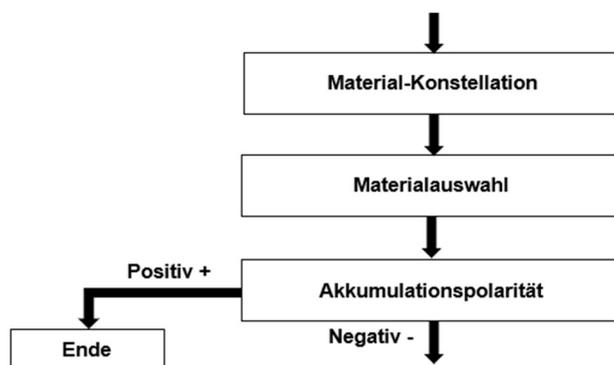


Abbildung 7.3 Analyse der Akkumulationspolarität

Im Anschluss ist eine Analyse des vorliegenden Mediums in der gefährdeten Entladungsstrecke erforderlich. Wie bereits mehrfach erwähnt, können dielektrischen Partikel die Ausbreitung von Streamern in der Entladungsstrecke beeinträchtigen.

Es ist jedoch zu beachten, dass sich ein Gas-Staub-Gemisch in der Gasentladungsstrecke befinden könnte, wobei das Gas entzündbar sein kann.

## 7 Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen

---

Sofern lediglich dielektrische Stäube in einem Luftgemisch in der Entladungsstrecke vorhanden sind, kann davon ausgegangen werden, dass die Beurteilung der Zündfähigkeit beendet werden kann, wie es in Abbildung 7.4 dargestellt wird. Bei einem Staub-Gas-Gemisch hingegen muss die Bewertung weitergeführt werden.

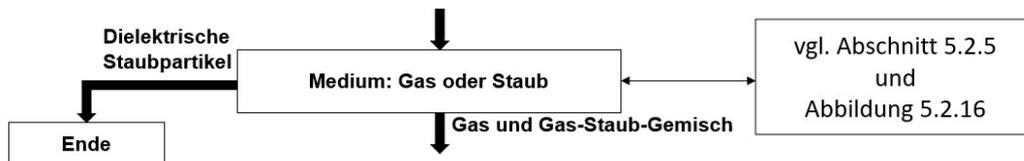


Abbildung 7.4 Entscheidung der Zusammensetzung des Mediums in der Entladungsstrecke

Im Folgenden ist zu eruieren, ob sich in der Nähe eine ableitfähige gekrümmte Elektrode befindet, oder sich an eine der akkumulierten dielektrischen Oberflächen annähern kann (siehe Abbildung 7.5).



Abbildung 7.5 Abfrage in der Schrittfolge, ob eine Ableitung der Akkumulation erfolgen könnte

Im Falle einer Anwesenheit einer ableitfähigen Elektrode ist die Höhe des elektrischen Feldes in der Entladungsstrecke abzuschätzen. Dies kann mittels der Paschen-Kurve erfolgen, wie in Abbildung 7.6 angedeutet.

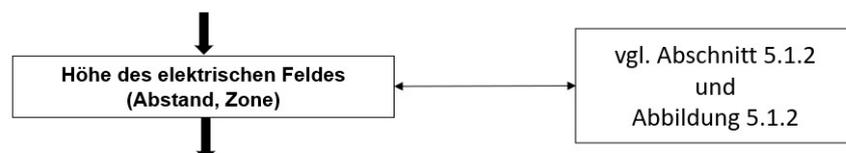


Abbildung 7.6 Bewertung der Höhe des elektrischen Hintergrundfeldes z.B. nach Paschen

Die Überprüfung erfolgt anhand der Annäherungsgeschwindigkeit.

Die Annäherungsgeschwindigkeit ist von entscheidender Bedeutung, wenn es um eine ableitfähige Elektrode geht, die sich nicht mit einer natürlichen Geschwindigkeit der akkumulierten dielektrischen Oberfläche nähert, sondern durch schnelle maschinelle Bewegungen, die eine höhere Annäherungsgeschwindigkeit aufweisen und somit zu einem schnelleren Aufbau des elektrischen Hintergrundfeldes führen.

Im Anschluss ist die Höhe der Akkumulation des Dielektrikums abzuschätzen, bevor die zu erwartende Büschelentladung als möglich zündfähig deklariert wird.

Diese sollte dann durch die in dieser Forschungsdiskussion abgeleitete Analyse überprüft werden. Somit kann die Schrittfolge, wie in Abbildung 7.7 dargestellt, abgeschlossen werden.

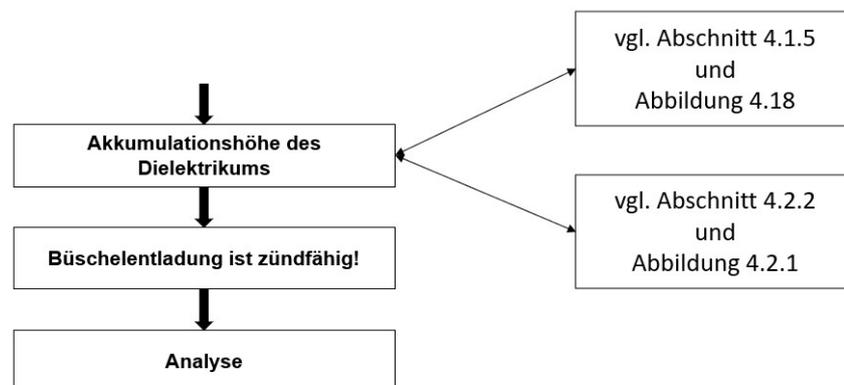


Abbildung 7.7 Abschließende Schrittfolge zur Bewertung der Zündfähigkeit

Die hier präsentierte Schrittfolge zur Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen basiert auf einer bisherigen theoretischen Betrachtung, die aus den Forschungsergebnissen der in dieser Dissertation geführten Diskussion abgeleitet wurde. Wie bereits in Kapitel 2 dargelegt, unterliegen Forschungsergebnisse auf der MEiKS stets einer Bewertung hinsichtlich ihrer „allgemein anerkannte Regeln der Technik“, der „Stand der Technik“ und der „Stand von Wissenschaft und Forschung“. Daher ist eine Überprüfung der hier vorgestellten Prozesse hinsichtlich ihrer Umsetzbarkeit und Anerkennung in der Praxis erforderlich.

Die Betrachtung des Paradigmenwechsels bei der Beurteilung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen im Kontext der Gefährdungsbeurteilung sollte mit dem Akronym von Barth [249] erfolgen, die eine "RUND"-Methode zur Gefährdungsbeurteilung beinhaltet. Das Akronym „RUND“ fungiert als Methode, die dazu dient, sich anhand von Merkhilfen Informationen ins Gedächtnis einzuprägen. Ziel ist es, die Anforderungen an eine valide Beurteilung zu verdeutlichen.

In seiner Interpretation des Akronyms „RUND“ führt Jahn [250] aus, dass:

- **R:** Die Gefährdungsbeurteilung muss „**Richtig**“ also gemäß den Vorgaben ausgeführt werden. Dabei sind Forschungsergebnisse zu berücksichtigen, wobei der „allgemein anerkannte Regeln der Technik“ und dem „Stand der Technik“ Vorrang einzuräumen ist.
- **U:** Die Gefährdungsbeurteilung ist gemäß den Vorgaben des Arbeitsschutzgesetzes (ArbSchG) als ein Prozess zu verstehen, der eine vollständige und „**Umfassende**“ Bewertung der Gefährdungen am Arbeitsplatz erfordert.
- **N:** Die „**Nachvollziehbarkeit**“ einer Gefährdungsbeurteilung stellt einen wesentlichen Aspekt dar, da sie dadurch auch durch Dritte überprüfbar ist und somit auch die Einhaltung rechtlicher Aspekte gewährleistet werden kann.
- **D:** Schließlich ist eine Dokumentation der Gefährdungsbeurteilung erforderlich. Dies impliziert, dass jeder Schritt der Gefährdungsbeurteilung mit den dazugehörigen Entscheidungen „**Dokumentiert**“ ist, um einen Nachweis der Entscheidungen zu erbringen, die dem Stand der Technik folgen.

Somit kann dieses Akronym auch für die hier vorgestellte Schrittfolge verwendet werden.



## 8 Fazit und Ausblick

In diesem Kapitel wird ein Fazit der wesentlichen Erkenntnisse der Untersuchungen gezogen und ein Ausblick insbesondere auf weiteren Forschungsbedarf gegeben.

### Abschnittsverzeichnis Kapitel 8

<b>8.1 Fazit der wissenschaftlichen Diskussion .....</b>	<b>204</b>
8.1.1 Methodische Vorgehensweise .....	204
8.1.2 Beantwortung der Forschungsfragen .....	206
8.1.3 Reflexion der Forschungsarbeit .....	212
8.1.4 Diskussion der Messungenauigkeiten .....	213
<b>8.2 Ausblick und weiterer Forschungsbedarf .....</b>	<b>214</b>

## 8.1 Fazit der wissenschaftlichen Diskussion

Im Folgenden erfolgt eine zusammenfassende Darstellung der vorliegenden wissenschaftlichen Diskussion. Zu diesem Zweck wird zunächst die methodische Vorgehensweise beschrieben, welche die einzelnen Erkenntnisse und die Beantwortung der aufgestellten Forschungsfragen umfasst.

### 8.1.1 Methodische Vorgehensweise

Die methodische Vorgehensweise wurde in verschiedenen Abschnitten aufgestellt und mittels unterschiedlicher Ebenen strukturiert. Die in der Forschungsarbeit gewonnenen Erkenntnisse resultieren in einer Vielzahl von Beziehungen, welche in Abbildung 8.1.1 dargestellt sind. Im Rahmen der Recherche zum Thema Leader-Physik konnten keine weiteren Erkenntnisse gewonnen werden, die eine Betrachtung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen im Kontext dieser wissenschaftlichen Arbeit erforderlich machen würde. Eine vollständige Leader-Bildung aus den Streamern wird bei einer Büschelentladung ausgeschlossen, weshalb die Beziehungen zwischen der Streamer- und Leader-Physik auf der NE als vernachlässigbar betrachtet werden können.

Aus diesem Grund erfolgt in der Abbildung 8.1.1 auf der NE eine farbliche Markierung der Leader-Physik, wobei zusätzlich auch ein Strich durch den Text „Leader-Physik“ als Hinweis auf die mangelnde Relevanz angebracht wurde.

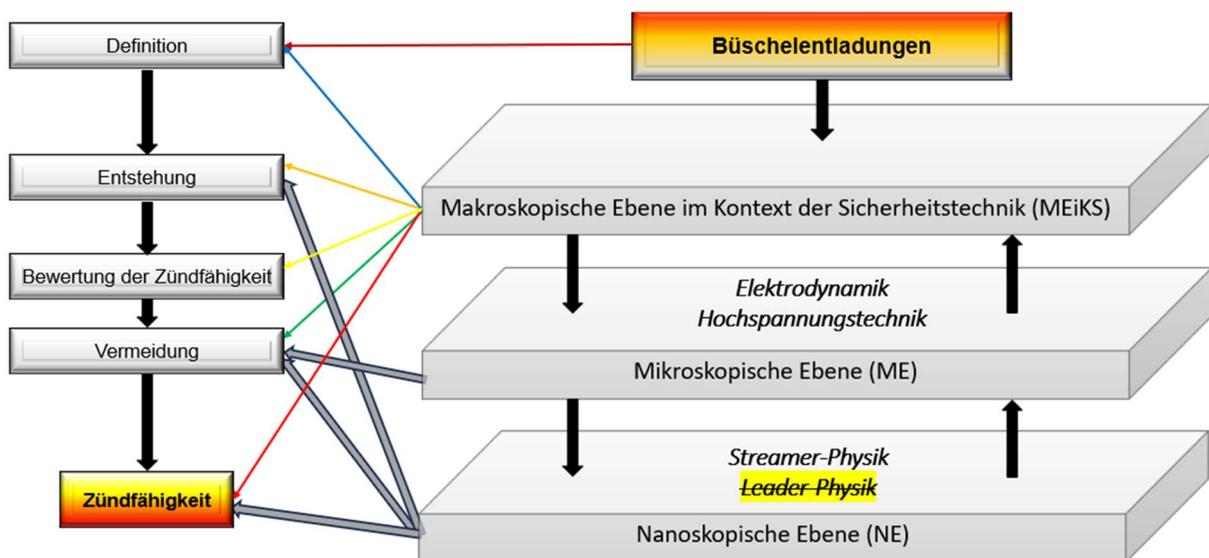


Abbildung 8.1.1 Grafische Darstellung der Ergebnisse der mehrstufigen Methodik

Die Ergebnisse der einzelnen Ebenen sowie die dazugehörigen Fachrichtungen und Physik-Unterteilungen können somit in den höheren Bereichen übergeben werden, bis die Erkenntnisse in der MEiKS übergeben werden konnten. Dadurch ist es möglich, diese in der wissenschaftlichen Diskussion zu den aufgestellten Forschungsfragen zu beantworten.

Die Abbildung 8.1.1 veranschaulicht weitere Erkenntnisse aus der Forschungsarbeit, welche für die "Entstehung", "Vermeidung" und "Zündfähigkeit" aus der ME und NE resultieren. Dies demonstriert, dass die Forschungsergebnisse die Terminologie der Büschelentladung adäquat erfassen und die Definition der Büschelentladung nicht nur auf der MEiKS aufgeführt, sondern auch in der ME berücksichtigt wird, wobei Definitionen aus der Elektrodynamik bzw. aus der Hochspannungstechnik einbezogen werden. In der Definition auf der MEiKS wird eine Gasentladung zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer gekrümmten ableitfähigen Elektrode beschrieben. Diese Definition wurde im Rahmen der Dissertation weiterverfolgt.

Diese Erscheinung resultiert aus der Tatsache, dass innerhalb der Hochspannungstechnik die Büschelentladung als Vorentladung bezeichnet wird. Dabei kann diese sowohl zwischen zwei leitfähigen Elektroden als auch zwischen einem Isolator und einem Hochspannungsleiter auftreten. Im Rahmen dieser wissenschaftlichen Diskussion wird davon ausgegangen, dass sich lediglich eine begrenzte Akkumulation von elektrischen Ladungsträgern ergibt, wenn von einer Büschelentladung gesprochen wird. Dies bedingt eine Differenzierung der Betrachtung zwischen Hochspannungstechnik und MEiKS, da auf der MEiKS die Büschelentladung nicht als Vorentladung betrachtet wird.

Innerhalb der MEiKS manifestieren sich jedoch wiederkehrend Lücken in der unmittelbaren Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen. Dies resultiert in der Etablierung „allgemein anerkannte Regeln der Technik“, der „Stand der Technik“ sowie dem „Grad der Bewährung in der Praxis“, welche die Anerkennung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen in Form von Verordnungen, Normen und technischen Regeln vorsehen.

Die vorliegenden Empfehlungen beziehen sich auf die Einschränkungen von Produktionsbedingungen, welche zur Folge haben, dass dadurch die Akkumulationshöhe minimiert werden soll.

Auch der Einsatz von Inertgasen bei Akkumulationen, die sich bei explosionsfähigen Atmosphären bilden können, wird durch den „Stand der Technik“ empfohlen, wobei eine direkte Bewertung ab wann eine Büschelentladung zündfähig wird, nicht berücksichtigt wird. Um jedoch auch eine unmittelbare Bewertung von Büschelentladungen in der Betrachtung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen ausarbeiten zu können, ist ein grundlegendes Verständnis der Büschelentladung erforderlich.

Die Möglichkeit, auf der MEiKS Analysen bezüglich Büschelentladungen zu erstellen, stellt einen entscheidenden Schritt in Richtung einer unmittelbaren Bewertung der Zündfähigkeit dar. Dies ist ein bedeutender Beitrag zur wissenschaftlichen Debatte auf der MEiKS, da dieser die Analysemöglichkeiten auf der MEiKS erlaubt.

### **8.1.2 Beantwortung der Forschungsfragen**

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung wurden im Abschnitt 2.4.5 acht Forschungsfragen aufgestellt, welche die Defizite des bisherigen Stands der Wissenschaft und Forschung auf der MEiKS aufzeigen. Die Beantwortung dieser Forschungsfragen konnte mittels einer mehrstufigen Methodik erfolgen. Im Folgenden werden die Forschungsfragen, welche im Verlauf der Forschungsarbeit beantwortet wurden, mit ihren zusammengefassten Ergebnissen aufgeführt.

Die gewonnenen Erkenntnisse münden in einen Paradigmenwechsel, welcher die Beantwortung der folgenden zentralen Forschungsfrage ermöglicht.

#### **(1) Wie kann ein Paradigmenwechsel bei der Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen eingeleitet werden?**

**In diesem Zusammenhang ist zu berücksichtigen, dass eine Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen auch bei bestehenden industriellen Anlagen unter Produktionsbedingungen Anwendung finden muss.**

Die in der vorliegenden Dissertationsschrift präsentierten Ergebnisse der Forschungsarbeit erlauben eine Analyse der Bewertung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen. Dies impliziert einen Paradigmenwechsel, da die Bewertung nicht länger von den Produktionsbedingungen abhängig ist, sondern vor Ort an der verarbeitenden Anlage unmittelbar durchgeführt werden kann. (vgl. Abschnitt 6.3.3)

Die im siebten Kapitel dargestellte exemplarische Schrittfolge zur Evaluierung der Zündfähigkeit einer Büschelentladung dient der Zusammenfassung der Resultate der Forschungsarbeit und erlaubt eine Analyse der Evaluierung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen. Dies ermöglicht die Messung der Zündfähigkeit von Büschelentladungen.

Gemäß der MEiKS besagt die EN 1127-1:2019 [35] und die TRGS 727 [18], dass Büschelentladungen nahezu alle explosionsfähigen Gas- und Dampf-Atmosphären entzünden können. Auf Basis des aktuellen Kenntnisstands kann jedoch ausgeschlossen werden, dass explosionsfähige Staub/Luft-Gemische durch Büschelentladungen gezündet werden.

In Konsequenz dessen ergab sich die folgende zweite Forschungsfrage, deren Beantwortung sich wie folgt darstellt:

**(2) Weshalb entzünden sich dielektrische Stäube im Gemisch mit Luft ohne brennbare Gas- oder Dampf-Luft-Gemische nicht durch Büschelentladungen, obschon die Mindestzündenergie von dielektrischen Stäuben unterhalb der Äquivalentenergie einer Büschelentladung liegt?**

Die physikalischen Gegebenheiten bedingen, dass dielektrische Partikel in der Gasentladungsstrecke das elektrische Hintergrundfeld sowie das elektrische Durchbruchfeld der Streamer durch ihr Dipolverhalten beeinflussen. (vgl. Abschnitt 3.5.2)

Dies resultiert in einer Hemmung der Bildung von Elektronenlawinen im elektrischen Hintergrundfeld, was wiederum zu einer Reduzierung der Streamer-Bildung beiträgt.

Auch die Ausbreitung der Streamer wird durch die dielektrischen Partikel aufgrund ihres Dipolverhaltens beeinflusst, sodass es zu einer Abschwächung der Streamer und somit zu einer abgeschwächten oder gar keiner Verdichtung von positiven elektrischen Ladungsträgern kommt. (vgl. Abschnitt 5.2.5)

Auf der MEiKS wurde bislang die Hypothese aufgestellt, dass sich die Streamer-Morphologie der Büschelentladungen zu einem Leader zusammenzieht. In der Konsequenz besteht auf der MEiKS eine Unsicherheit hinsichtlich des Ortes der Zündfähigkeit der Büschelentladungen, sodass mit der Beantwortung der aufgestellten Forschungsfrage eine eindeutige Aussage herbeizuführen ist.

Die folgende Forschungsfrage sowie deren Beantwortung führen zu einem eindeutigen Ergebnis.

### **(3) Wird die Zündtemperatur durch die räumlich verteilten Streamer oder durch den entstandenen Leader hervorgerufen?**

Die Beantwortung der Forschungsfrage erfolgt durch den Hinweis, dass sich in einer Gasentladung zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer gekrümmten ableitfähigen Elektrode kein Leader vollständig ausbilden kann. Die Akkumulation an der dielektrischen Oberfläche und damit die verfügbare Energie ist begrenzt, was die Entwicklung eines Leaders verhindert. Obgleich durch Verdichtung der positiven elektrischen Ladungsträger an der Anode eine höhere Temperatur entsteht, fehlt es an einer ausreichenden Energie, diese Temperatur in der Gasentladungsstrecke weiter voranzutreiben, sodass sich kein heißer Plasma-Channel und damit keine Leader entwickeln kann. Folglich kann sich die Zündtemperatur nicht durch einen Leader ergeben. (vgl. Abschnitt 5.3.3)

Die Verdichtung der positiven elektrischen Ladungsträger an der Anode, also der ableitenden Elektrode, führt zu einer Temperatur von bis zu  $2000\text{ K}$ , welche die Zündtemperatur darstellt. Somit lässt sich festhalten, dass die Zündfähigkeit auch nicht durch die räumlich verteilten Streamer hervorgerufen wird. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass sich die Zündtemperatur nicht in der Morphologie der Streamer, sondern an den Wurzeln der positiven Streamer entsteht. (vgl. Abschnitt 5.2.10)

Im Rahmen diverser veröffentlichter Zündversuche auf der MEiKS mit unterschiedlichen Polaritäten der akkumulierten dielektrischen Oberflächen konnte festgestellt werden, dass Gasentladungen mit einer positiv akkumulierten dielektrischen Oberfläche keine Zündungen von brennbaren Medien aufwiesen. Aus der vorangehend dargelegten Prämisse wurde auf der MEiKS die Aussage abgeleitet, dass Gasentladungen an negativ akkumulierten Oberflächen "zündfähiger" sind. In Konsequenz dessen wurde die weiterführende Forschungsfrage formuliert, die nachfolgend beantwortet wird:

### **(4) Warum sind Büschelentladungen zwischen einer negativ geladenen dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode „zündfähiger“ als zwischen einer positiv geladenen dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode?**

Die physikalischen Gegebenheiten bei einer Gasentladung zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen gekrümmten Elektrode führen bei einer positiven akkumulierten Oberfläche, die keine Gegenelektrode besitzt, dazu, dass sich die entwickelten Elektronenlawinen nicht an der dielektrischen Oberfläche entladen können. Obgleich ein Tunneln von Elektronen in die dielektrische Oberfläche möglich ist, erfolgt dies lediglich in begrenztem Umfang. Damit ist ein Abfluss der Elektronen an der positiv akkumulierten Oberfläche nicht möglich, sodass sich keine Inception-Cloud durch einen starken Überschuss an positiven elektrischen Ladungsträgern entwickeln kann. In der Konsequenz bilden sich auch keine positiven Streamer von der Anode aus, sodass es zu keiner Verdichtung positiver elektrischer Ladungsträger an der Anode kommt. Das hat zur Folge, dass die Zündtemperatur an der Anode nicht erreicht wird. (vgl. Abschnitt 5.2.8)

Die Ausbildung eines negativen Streamers erfordert ein signifikant höheres elektrisches Hintergrundfeld als das elektrische Hintergrundfeld, welches sich zwischen einer positiv akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitenden Elektrode durch die geringere akkumulierte elektrische Energie bildet. Somit kann festgehalten werden, dass sich bei einer Gasentladung zwischen einer positiv akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode keine negativen Streamer ausbilden. Folglich kann die Bildung negativer Streamer, welche eine Zündtemperatur erreichen könnten, mit hinreichender Sicherheit ausgeschlossen werden. (vgl. Abschnitt 5.2.11)

Aus den bisher aufgestellten Forschungsfragen ergab sich die fünfte Forschungsfrage, die bei der Beantwortung auch eine Analysemöglichkeit darstellt. Die Forschungsfrage mit ihrer Beantwortung wird im Folgenden aufgeführt:

**(5) Können elektrische Strommessungen im externen elektrischen Stromkreis Aufschluss über die Zündfähigkeit von Büschelentladungen auf der MEiKS geben?**

Die auf den einzelnen methodischen Ebenen erzielten Resultate erlauben einen eindeutigen Aufschluss über die Zündfähigkeit von Büschelentladungen. Das Resultat der Forschungsarbeit zeigt, dass nicht der negative Entladestrom, der über den externen elektrischen Stromkreis zu messen ist, ausschlaggebend ist, da dieser den Ableitstrom der in der Gasstrecke entwickelten Elektronenlawine darstellt.

Die Zündtemperatur wird jedoch durch die Verdichtung der positiven elektrischen Ladungsträger an den Anoden gebildet, welche durch einen Rückfluss von Elektronen aus dem externen elektrischen Stromkreis kompensiert wird. Der Rückfluss von Elektronen in Form eines elektrischen Rückstroms in die Gasstrecke stellt ein Maß für die Zündfähigkeit von Büschelentladungen dar, da mit steigendem elektrischem Strom eine höhere Verdichtung und somit auch eine höhere Zündtemperatur einhergeht. Die Dauer des elektrischen Stromflusses ist ebenfalls zu berücksichtigen, da sie die anhaltende Temperatur widerspiegelt. (vgl. Abschnitt 6.3.2)

Die Beantwortung der fünften Forschungsfrage führte zu der folgenden Forschungsfrage mit ihrem Ergebnis:

**(6) Ist eine Messung des Entladestroms aussagekräftig für die Ermittlung des zeitlichen Verlaufs bei einer Büschelentladung?**

Die Auswertung der elektrischen Strommessungen an der Versuchsanordnung belegt, dass der elektrische Strom der Elektrolawinen und der elektrische Entladungsstrom der Verdichtung im externen elektrischen Stromkreis messbar sind.

Dies erlaubt die Beantwortung der Frage, dass der zeitliche Verlauf der Büschelentladung auch über den elektrischen Strom im externen elektrischen Stromkreis ermittelt werden kann. (vgl. Abschnitt 6.3)

In einigen Fällen ist die Zündfähigkeit trotz visuell wahrnehmbarer Leuchterscheinungen nicht eindeutig bestimmbar. Gemäß Pidoll, U. et al. [29] ist die Methode, die entladene elektrische Ladung während der Büschelentladung zu beobachten, vorteilhafter, da sie weniger von der elektrischen Spannung und dem Elektrodenabstand abhängig ist und somit einfacher zu ermitteln ist. Dies führte zu der sechsten Forschungsfrage, die mit ihrer Beantwortung folgt:

**(7) Wie verläuft die zeitliche Entladung zwischen einer negativ akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode?**

Der in der Literaturrecherche identifizierte Ablauf mit der Annäherung der Entladeelektrode an der negativ akkumulierten dielektrischen Oberfläche startet die Büschelentladung. In der Folge entwickelt sich die Höhe des elektrischen Hintergrundfeldes in Abhängigkeit vom Abstand, bis schließlich die Townsend-Entladung eintritt.

Das elektrische Hintergrundfeld induziert die Emission von Elektronen aus einer begrenzten dielektrischen Oberfläche, wodurch sich Elektronenlawinen in der Gasentladungsstrecke bilden. Allerdings kann die entladene elektrische Ladung aus der dielektrischen Oberfläche nicht als Maßstab für die sich entwickelnden Elektronenlawinen und damit die resultierenden positiven Streamer herangezogen werden. Die Bereitschaft zur Ionisation in der Gasentladungsstrecke ist abhängig von den vorliegenden Medien in der Gasentladungsstrecke sowie der Ausbildung des elektrischen Hintergrundfeldes. Die Ausbildung der Streamer-Morphologie erfordert ein elektrisches Hintergrundfeld mit einer gewissen Inhomogenität, welches wiederum von der Krümmung der ableitfähigen Elektrode abhängt. Des Weiteren ist die Länge der Gasentladungsstrecke von entscheidender Bedeutung, da diese die Höhe des elektrischen Feldes und somit auch die elektrische Spannung beeinflusst. Folglich kann die Zündfähigkeit nicht allein anhand der entladenen elektrischen Ladung aus der dielektrischen Oberfläche bestimmt werden. (vgl. Abschnitt 5.2)

Im Folgenden erfolgt die Darlegung der Beantwortung der letzten Forschungsfrage, welche die Grundprinzipien der Büschelentladungen aufzeigt.

**(8) Welche physikalischen Prozesse laufen bei einer Büschelentladung, die sich zwischen einer akkumulierten dielektrischen Oberfläche und einer ableitfähigen Elektrode ergibt, ab?**

Die vorliegende Fragestellung wird anhand der Ausbreitung von Elektronenlawinen von der Kathode zur Anode in der Anfangsphase erörtert.

Dabei wird aufgezeigt, dass die Ausbreitung entgegen den elektrischen Hintergrundfeldlinien erfolgt und sich dann an der Anode entlädt. Aus der Entladung der Elektronenlawine resultiert an der Anode die Bildung einer Inception-Cloud, aus der sich eine Streamer-Morphologie entwickeln kann. Die Bewegung der Streamer erfolgt entgegen der Elektronenlawine zur Kathode, wobei in ihrem Streamer-Tail ein positiver Ionenbereich erzeugt wird, der sich an der Anode ansammelt und verdichtet. (vgl. Abschnitt 5.2.3)

Infolge weiterer Photoionisationen in diesem Bereich kommt es zu einer weiteren Verdichtung positiver elektrischer Ladungsträger, welche über den externen Stromkreis abfließt (vgl. Abschnitt 5.2.13).

Im Rahmen der Bewertung der Zündfähigkeit ist die präzise Bestimmung der zeitlichen Abfolge der Büschelentladung von essenzieller Bedeutung.

Somit sind alle acht Forschungsfragen beantwortet und können somit zur wissenschaftlichen Debatte um die Bewertung der Zündfähigkeiten von Büschelentladungen beitragen.

### **8.1.3 Reflexion der Forschungsarbeit**

Die in dieser wissenschaftlichen Diskussion präsentierten Ergebnisse bauen auf einer umfassenden Literaturrecherche auf den einzelnen Ebenen sowie auf den Resultaten von Versuchsreihen, welche mit einer eigens für diese Forschungsarbeit entwickelten und aufgebauten Versuchsanordnung durchgeführt wurden. Dies dient dazu, die gegenwärtigen Defizite im Hinblick auf Büschelentladungen auf der MEiKS zu beheben.

Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass die Ergebnisse den momentanen "Stand von Wissenstand und Forschung" widerspiegeln und somit noch durch den "allgemein anerkannte Regeln der Technik", den "Stand der Technik" sowie den „Grad der Bewährung in der Praxis" in die Praxis eingeführt werden müssen. Eine kritische Würdigung der Ergebnisse ist daher unerlässlich, bevor diese in der Praxis Anwendung finden. Dies gewährleistet dann die Sicherstellung der Anwendung in der Anlagensicherheit und die Gewährleistung der Praxistauglichkeit für Sicherheitsingenieurinnen und Sicherheitsingenieure.

Dadurch können künftige Ereignisse noch wirksamer vermieden werden, was zu einer wirtschaftlicheren Umsetzung von Sicherheitsmaßnahmen führt.

Die in dieser Dissertationsschrift präsentierte Versuchsanordnung sowie die Anwendung der Analysen stellen somit ein Grundprinzip dar, anhand dessen die Zündfähigkeit von Büschelentladungen bewertet werden kann.

Es wurden keine Zündversuche von Gemischen durchgeführt. Die Umstände sowie die Ausrüstung der Versuchsanordnung wurden bislang nicht dahingehend ausgelegt, da die Anlage primär zur Analyse von Büschelentladungen konzipiert wurde.

Die automatische Generierung von Akkumulationen und Entladungen sowie die daraus resultierende reproduzierbare Analyse erlauben den Nachweis, dass bei negativ akkumulierten dielektrischen Oberflächen ein negativer elektrischer Entladestrom über den externen elektrischen Stromkreis gleichermaßen gemessen werden kann.

Des Weiteren konnte ein positiver elektrischer Stromfluss nachgewiesen werden. Die in dieser Dissertation präsentierten Ergebnisse zu Büschelentladungen sind sowohl aus physikalischer als auch aus logischer Perspektive nachvollziehbar und überzeugend.

### **8.1.4 Diskussion der Messungenauigkeiten**

Die vorliegende Analyse, die sich aus der Messung des elektrischen Stroms ergibt, unterliegt einer gewissen Ungenauigkeit, die im Folgenden betrachtet wird.

Basierend auf den Experimenten der Forschungsarbeit mit der Versuchsanordnung zur Akkumulation von dielektrischen Probematerialien ist eine Selektion geeigneter Materialien erforderlich, die sich aus einer triboelektrischen Reihe ergeben hat, um geeignetes Probematerial mit seiner Akkumulationsaffinität einsetzen zu können.

In der vorliegenden Forschungsarbeit wurde die Coronaakkumulation ausgewählt, da bei der triboelektrischen Akkumulation der Druck der Kontaktierung bzw. die Reibgeschwindigkeit sowie die zu kontaktierenden Materialien die Akkumulationsaffinität beeinflussen. Daraus resultieren die unterschiedlichen Nanomaterialübertragungen und folglich auch eine Beeinflussung der Wiederholgenauigkeit.

In der vorliegenden Forschungsarbeit wurden Coronelektroden eingesetzt, die eine flächenmäßig eng verteilte Anordnung aufweisen. Diese Anordnung dient der Vermeidung von Akkumulationsinseln, die beispielsweise während des Verfahrens von kammartigen Corona-Elektroden über die dielektrische Oberfläche entstehen können. Des Weiteren wurde bei der Akkumulation von Probematerialien auf eine metallische geerdete Unterlage verzichtet, da diese durch ihre Funktion als Gegenelektrode einen Kondensatoreffekt hervorrufen könnte.

Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass die Luftparameter für die Akkumulation und auch bei der Entladung, eine besondere Rolle spielen. Zu diesen Luftparametern zählen der Sauerstoffgehalt, die Luftfeuchtigkeit, der Luftdruck sowie Luftverunreinigungen durch Säure- bzw. Laugengehalt und Schadstoffe. Die Zusammensetzung der Luft bzw. der Gase innerhalb der Gasentladungsstrecke beeinflusst wesentlich die Ionisierung und damit auch den zu messenden elektrischen Stromverlauf.

Der Sauerstoffgehalt in der Gasentladungsstrecke beeinflusst zudem die Entstehung und Ausbreitung von Streamern bei der Entladung.

Aus diesem Grund wurde ein Luftmonitor installiert, um die Luftparameter versuchsbezogen zu dokumentieren und eine fundierte Analyse zu gewährleisten.

Bei der Messung der elektrischen Feldstärke, welche sich auf der dielektrischen Oberfläche ausbildet, ist zu berücksichtigen, dass der eingesetzte Feldmesser keinen Einfluss auf die elektrische Feldstärke der dielektrischen Oberfläche nimmt, die weder das elektrische Feld schwächt noch ein inhomogenes Feld bei der Messung erzeugt. Aus diesem Grund kommt bei der Versuchsanordnung für den Feldmesser ein Harmonisierungsring zum Einsatz.

Zur Ableitung des elektrischen Entladungsstroms wurde die Verbindungsleitung zwischen der Entladeelektrode und dem Messwiderstand mittels Koaxialkabel ausgelegt, um Störeinflüsse im Kabelbaum zu verhindern. Die Geometrie und das Material der Entladeelektrode beeinflussen die Höhe des inhomogenen elektrischen Feldes bei der Gasentladung.

Der Messwiderstand sowie die Qualität der Erde beeinflussen die Messgenauigkeit, da sie den elektrischen Strom beeinflussen. Die Zusammensetzung der Erde als Potenzialausgleich wirkt sich ebenfalls aus, da sie je nach Standort unterschiedliche ohmsche, kapazitive und induktive Eigenschaften aufweisen kann.

Abschließend ist das Oszilloskop zu betrachten, dessen Messgenauigkeit und zeitliche Auflösung in diesem Kontext von besonderer Relevanz sind, da sie die Grundlage für die Analyse bilden. Es ist von essentieller Bedeutung, dass die Messung mittels eines Oszilloskops gegen Erdpotential vom Erdpotential getrennt betrieben werden muss z.B. mittels eines Trenntransformator.

### 8.2 Ausblick und weiterer Forschungsbedarf

Die hier vorgestellte Versuchsanordnung kann mit geeigneten Nachrüstungen, wie beispielsweise einem Abzug, auch für Zündversuche eingesetzt werden. Dies ermöglicht die Fortführung der Versuche zu Büschelentladungen, wobei auch Zündungen von unterschiedlichen Medien durchgeführt werden können.

Die Beurteilung des messbaren elektrischen Stromrückflusses im externen elektrischen Stromkreis erlaubt beispielsweise die Kombination mit der Hartmann-Anordnung und der Siwek-Kugel zur Erarbeitung von Prüfverfahren und Prüfstandards.

In diesem Zusammenhang können MZE im Kontext der Büschelentladungen aufgestellt werden, da die bisherigen MZE für Medien mittels Funkenentladungen ermittelt wurden, die anderen physikalischen Prozessen folgen. Auf diese Weise lässt sich eine unmittelbare Bewertung der Zündfähigkeit unterschiedlicher Medien durchführen.

Der modulare Aufbau der Aufnahme der Hochspannungsgeneratoren der Versuchsanlage erlaubt die Analyse der Akkumulationshöhe und Entladungsströme von positiv akkumulierten dielektrischen Oberflächen. Dies eröffnet zudem die Möglichkeit, in diesen Bereichen weitere Forschungsarbeiten durchzuführen.

Des Weiteren besteht die Möglichkeit, neben Arbeitsmitteln wie Apparaten und Anlagen auch pulverförmige und flüssige Stoffe mit der Versuchsanlage zu akkumulieren und zu entladen. Die Einbeziehung von Probanden, deren Verhalten Aufschluss über die Wirksamkeit der zu testenden Methode gibt, ermöglicht die Erschließung von Grundprinzipien für weitere wissenschaftliche Arbeiten.

Untersuchungen zu Büschelentladungen haben ergeben, dass diese in Verbindung mit Luft keine brennbaren Staubgemische entzünden. Aus Fachkreisen wurde zudem entnommen, dass die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) Untersuchungen anstrebt, unter welchen Bedingungen hybride Gemische aus Staub und Gas durch Büschelentladung unter bestimmten Voraussetzungen entzündet werden können. In naher Zukunft sind zu diesem Thema Veröffentlichungen zu erwarten.

Auch ist die Ausstattung der dielektrischen Oberflächen mit einer Gegenelektrode umsetzbar, ohne dass dies mit größeren Umbauten verbunden ist. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, Forschungsarbeiten hinsichtlich von Gleitstielbüschelentladungen durchzuführen. Diese weisen im Vergleich zu anderen Entladungen andere physikalische Abläufe sowie signifikant höhere Energien bei der Entladung auf.

Gleitstielbüschelentladungen manifestieren sich an Anlagen, an denen sich akkumulierte dielektrische Materialien befinden, welche durch Influenz akkumuliert werden können. Isolierungen, die sich zwischen zwei leitfähigen Elektroden befinden, können sich beispielsweise akkumulieren und somit eine höhere Zündfähigkeit entwickeln.

Des Weiteren ist die Implementierung der Analyse in der Industrie empfehlenswert, um die Wahrscheinlichkeit von Zündungen durch Büschelentladungen zu minimieren. Folglich kann die Aufstellung kostspieliger Gegenmaßnahmen zur Vermeidung von

Zündungen durch Büschelentladungen, deren Auftreten jedoch unwahrscheinlich ist, vermieden werden.

## Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] P. C. Compes, Rationelle Organisation der Unfallverhütung im Betrieb: Wie man d. Arbeitssicherheit wirtschaftl., also erfolgreich, in d. Aufgabenprogramm e. Unternehmens einordnen kann. Aulis-Verlag Deubner, 1966
- [2] W. Schubert und G. Lüttgens, Praxislexikon statische Elektrizität, D-72070 Tübingen: expert Verlag, 2022.
- [3] ProcessNet Ereignis-Datenbank. Träger der Datenbank DECHEMA, Gesellschaft für Chemische Technik und Biotechnologie e.V., VDI – Verein Deutscher Ingenieure e.V. [Online]. Available: <https://processnet.org/eregnisdb.html>. [Zugriff am 04 Januar 2024].
- [4] „Ereignisdatenbank AS-ER,“ Bundesrepublik Deutschland, vertreten durch das Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit (BMU), dieses vertreten durch den Präsidenten des Umweltbundesamtes (UBA)., [Online]. Available: <https://www.infosis.uba.de/index.php/de/meta/impressum.html>. [Zugriff am 04 Januar 2024].
- [5] „eMARS-Datenbank des Major Accident Hazards Bureau (MAHB),“ Europäische Kommission, [Online]. Available: [https://knowledge4policy.ec.europa.eu/projects-activities/major-accident-reporting-system-emars\\_en](https://knowledge4policy.ec.europa.eu/projects-activities/major-accident-reporting-system-emars_en) [Zugriff am 04 Januar 2024].
- [6] „Zentralen ZEMA-Datenbank des Umweltbundesamt (UBA) "Melde- und Auswertestelle für Störfälle und Störungen in verfahrenstechnischen Anlagen" (ZEMA),“ [Online]. Available: <https://www.infosis.uba.de/index.php/de/zema/index.html>. [Zugriff am 04 Januar 2024].
- [7] „Process Safety Beacon Archives,“ American Institute of Chemical Engineers, [Online]. Available: <https://www.aiche.org/ccps/resources/process-safety-beacon/archives>. [Zugriff am 04 Januar 2024].
- [8] ifa, Hrsg., Pyramide des deutschen Arbeitsschutzrechts. [Online]. Available: <https://www.dguv.de/ifa/fachinfos/regeln-und-vorschriften/erlaeuterungen-zum-regelwerk/index.jsp>. [Zugriff am 12 Juni 2024].
- [9] Richtlinie 89/391/EWG des Rates vom 12. Juni 1989 über die Durchführung von Maßnahmen zur Verbesserung der Sicherheit und des Gesundheitsschutzes der Arbeitnehmer bei der Arbeit, Rat der Europäischen Union.
- [10] R. d. E. Union, Hrsg., Richtlinie 91/383/EWG des Rates vom 25. Juni 1991 zur Ergänzung der Maßnahmen zur Verbesserung der Sicherheit und des Gesundheitsschutzes von Arbeitnehmern mit befristetem Arbeitsverhältnis oder Leiharbeitsverhältnis.

- [11] Gesetz über die Durchführung von Maßnahmen des Arbeitsschutzes zur Verbesserung der Sicherheit und des Gesundheitsschutzes der Beschäftigten bei der Arbeit.
- [12] U. Barth, Vorlesung: Betriebssicherheit Überwachungsbedürftiger Anlagen, Wuppertal, 2018.
- [13] Arbeitsstättenverordnung vom 12. August 2004 (BGBl. I S. 2179).
- [14] Betriebssicherheitsverordnung (BetrSichV) Verordnung über Sicherheit und Gesundheitsschutz bei der Verwendung von Arbeitsmitteln, 2015.
- [15] Gefahrstoffverordnung (GefStoffV) Verordnung zum Schutz vor Gefahrstoffen. "Gefahrstoffverordnung vom 26. November 2010 (BGBl. I S. 1643, 1644), die zuletzt durch Artikel 2 der Verordnung vom 21. Juli 2021 (BGBl. I S. 3115) geändert worden ist".
- [16] Technische Regeln für Betriebssicherheit TRBS 1111 Gefährdungsbeurteilung, 2018.
- [17] „EXINFO "1.9 In welchen Technischen Regeln (TRBS bzw. TRGS) gibt es Aussagen zum Explosionsschutz",“ BGR CI, [Online]. Available: <https://www.bgrci.de/exinfode/ex-schutz-wissen/antworten-auf-haeufig-gestellte-fragen/explosionsschutz/19-in-welchen-technischen-regeln-trbs-bzwtrgs-gibt-es-aussagen-zum-explosionsschutz>. [Zugriff am 30 Januar 2024].
- [18] TRGS 727 Vermeidung von Zündgefahren in-folge elektrostatischer Aufladungen, 2016.
- [19] G. Lüttgens, W. Schubert, S. Lüttgens, U. Pidoll und S. Emde, Statische Elektrizität. durchschauen -- Kontrollieren -- Einsetzen, Weinheim: Wiley-VCH, 2020.
- [20] S. Dietlen, „Ermittlung der Mindestzündenergie brennbare Gase in Mischung mit Luft“, BAM-Bericht Nr.42 Der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM), Berlin 1976.
- [21] J. Dittrich und V. Green, „Bestimmung der Mindestzündenergie von Staub, Luft-Gemischen. Fortschritt-Berichte VDI Reihe 3,“ VDI-Verlag, Düsseldorf, 1987.
- [22] H. Steen, Handbuch des Explosionsschutzes, H. Steen, Hrsg., Weinheim: Wiley-VCH, 2000.
- [23] U. Pidoll, Zündgefahren infolge elektrostatischer Aufladungen. Grundlagen der Elektrostatik; Informationen zur Umsetzung der TRBS 2153 mit Wortlaut, Heidelberg, Hamburg: Ecomed Sicherheit Verl.-Gruppe Hüthig Jehle Rehm, 2009.
- [24] A. Küchler, Hochspannungstechnik. Grundlagen - Technologie - Anwendungen, Berlin: Springer Vieweg, 2017.

- [25] N. Gibson und F. Lloyd, „Incendivity of discharges from electrostatically charged plastics,“ *British Journal of Applied Physics*, Bd. 16, pp. 1619-1631, 1965.
- [26] E. Heidelberg, „Entladungen an elektrostatisch Aufgeladenen, nichtleitfähigen Metallbeschichtungen PTB Mitteilungen“, PTB, 1970.
- [27] O. Fredholm und K. Lovstrand, „On the discharge of static electricity from an insulator surface“, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Nr. 5, 1972.
- [28] M. Glor, „Ignition of gas/air mixtures by discharges between electrostatically charged plastic surfaces and metallic electrodes“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 10, pp. 327-322, 1981.
- [29] U. Pidoll, E. Brzostek und H.-R. Froechtenigt, „Determining the incendivity of electrostatic discharges without explosive gas mixtures“, in *Conference Record of the 2002 IEEE Industry Applications Conference. 37th IAS Annual Meeting (Cat. No.02CH37344)*
- [30] A. Norberg, N. Szedenik und S. Lundquist, „On the pulse shape of discharge currents“, *Journal of Electrostatics*, Nr. 23, pp. 79-88, 1989.
- [31] A. Norberg, „Modeling current pulse shape and energy in surface discharges,“ *IEEE Transactions on Industry Applications*, Nr. 28, pp. 498-503, 1992.
- [32] E. Heidelberg, „Generation of igniting brush discharges by charged layers on earthed conductors static electrification,“ in *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 4*, pp. 147-155, 1967.
- [33] K. G. Lövstrand, „The ignition power of brush discharges — experimental work on the critical charge density,“ *Journal of Electrostatics*, Nr. 10, pp. 161-168, 1981.
- [34] M. Glor und P. Thurnherr, „Tuba Zündgefahren durch elektrostatische Aufladungen in der Prozessindustrie“, 2016. [Online]. Available: [https://www.thuba.com/legacydocuments/elektrostatik\\_d\\_mai16.pdf](https://www.thuba.com/legacydocuments/elektrostatik_d_mai16.pdf) . [Zugriff am 12 November 2023].
- [35] EN 1127-1:2019 Explosionsfähige Atmosphären - Explosionsschutz - Teil 1: Grundlagen und Methodik von europäischen Normungsinstitut (CEN), 2019.
- [36] U. Harten, *Physik Eine Einführung für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, Berlin: Springer Vieweg, 2021.
- [37] RICHTLINIE (EU) 2019/1258 DER KOMMISSION, 2019. zur Änderung des Anhangs der Richtlinie 80/181/EWG des Rates hinsichtlich der Definitionen der SI-Basiseinheiten zwecks ihrer Anpassung an den technischen Fortschritt.
- [38] E. Hering , R. Martin und M. Stohrer, *Physik für Ingenieure*, Berlin: Springer Vieweg, 2021.

- [39] A. J. Schwab, Begriffswelt der Feldtheorie, Berlin: Springer Vieweg, 2019.
- [40] G. Lehner und S. Kurz, Elektromagnetische Feldtheorie, Berlin: Springer Vieweg, 2021.
- [41] M. Marinescu, Elektrische und magnetische Felder, Heidelberg: Springer-Verlag, 2012.
- [42] O. Fritsche, Physik für Chemiker II, Berlin: Springer-Verlag, 2020.
- [43] P. Wagner, G. Reischl und G. Steiner, Einführung in die Physik, Wien: Facultas Verlag- und Buchhandels AG, 2020.
- [44] L. Stiny, Aktive elektronische Bauelemente, Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2019.
- [45] M. Hufschmid, Grundlagen der Elektrotechnik, Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2021.
- [46] R. Müller, Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, Berlin: Springer-Verlag, 1979.
- [47] H. Hofmann und J. Spindler, Werkstoffe in der Elektrotechnik, München: Carl Hanser Verlag, 2013.
- [48] G. M. Sessler, Topics in Applied Physics, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1987.
- [49] D. A. Seanor, Electrical Properties of Polymers, New York London Paris: Academic Press, 1982.
- [50] G. Teyssedre und C. Laurent, „Charge Transport Modeling in Insulating Polymers“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Bd. 5, pp. 857 - 875, 2005.
- [51] T. J. Lewis, „Charge transport in polymers“, in Conference on Electrical Insulation & Dielectric Phenomena, Buck Hill Falls, PA, USA, 1976.
- [52] S. Wels, Zum Einfluss von Temperatur und Feuchtigkeit auf die elektrische Festigkeit von thermoplastischen Kunststoff, Silikongel und einem daraus resultierenden Schichtisoliersystem, Kassel: kassel university press GmbH, 2019.
- [53] K. C. Kao, Dielectric Phenomena in Solids, San Diego, Usa: Elsevier Academic Press, 2004.
- [54] R. M. Hill, „Hopping conduction in amorphous solids“, The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied, Bd. 8, pp. 1307-1325, 1971.
- [55] M. Beyer, W. Boeck , K. Möller und W. Zaengl, Hochspannungstechnik - Theoretische und praktische Grundlagen, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1986.

- [56] E. Németh, *Triboelektrische Aufladung von Kunststoffen*, Freiberg: TU Bergakademie Freiberg, Freiberg, 2009.
- [57] L. A. Dissado, *Fothergill Electrical Degradation and Breakdown in Polymers*, Wiltshire, UK: Peter Peregrinus Ltd., 1992.
- [58] D. J. Lacks und R. M. Sankaran, „Contact electrification of insulating materials“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 44, 2011.
- [59] S. Shafeek und J. Luo, „Theoretical and numerical analysis of triboelectric nanogenerators for self-powered sensors“, in *5th International Conference on Electronic Devices, Systems and Applications (ICEDSA)*, Ras Al Khaimah, United Arab Emirates, 2016.
- [60] M. W. Williams, „Triboelectric charging of insulating polymers– some new perspectives“, *AIP Advances*, Bd. 2, 2012.
- [61] S. Pan und Z. Zhang, „Fundamental theories and basic principles of triboelectric effect A review“, *Friction*, pp. 2-17, 2019.
- [62] U. Y. Ye, B. J. Kim, J. Ryu, J. Y. Lee, J. M. Baik und K. Hong, „Electrospun ion gel nanofibers for flexible triboelectric nanogenerator: electrochemical effect on output power“, *Nanoscale*, Nr.7, pp. 16189-16194, 2015.
- [63] S. Niu und Z. L. Wang, „Theoretical systems of triboelectric nanogenerators“, *Nano Energy*, pp. 161-192, 2015.
- [64] G. Zhu, B. Peng, J. Chen, Q. Jing und Z. L. Wang, „Triboelectric nanogenerators as a new energy technology: From fundamentals, devices, to applications“, *Nano Energy*, Bd. 14, pp. 126-138, 2015.
- [65] Z. Sternovsky, M. Horányi und S. Robertson, „Charging of dust particles on surfaces“, *J. Vac. Sci. Technol. A*, Nr. 19, pp. 2533–2541, 2001.
- [66] B. Bera, „Literature Review on Triboelectric Nanogenerator“, *Imperial Journal of Interdisciplinary Research (IJIR)*, Nr.2, pp. 1263-1271, 2016.
- [67] Y. Zhang und T. Shao, „Contact electrification between polymers and steel“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 71, pp. 862-866, 2013.
- [68] C. G. Camara, J. V. Escobar und J. R. Hir, „Correlation between nanosecond X-ray flashes and stick–slip friction in peeling tape“, *Nature*, Bd. 455, p. 1089–1092, 2008.
- [69] H. Stöcker, M. Rühl und A. Heinri, „Generation of hard X-ray radiation using the triboelectric effect by peeling adhesive tape“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 71, pp. 905-909, 2013.

- [70] P. A. Tipler, G. Mosca, P. Kersten und J. Wagner, Physik für Studierende der Naturwissenschaften und Technik, J. Wagner, Hrsg., Deutschland: Springer Nature, 2019
- [71] S. Trigwell, M. K. Mazumder und R. Pellissier, „Tribocharging in electrostatic beneficiation of coal: Effects of surface composition on work function as measured by x-ray photoelectron spectroscopy and ultraviolet photoelectron spectroscopy in air“, *Journal of Vacuum Science & Technology A Vacuum Surfaces and Films*, Bd. 19, pp. 1454-1459, July 2001.
- [72] H. A. Mizes, E. M. Conwell; D. P. Salamida und D. P. Salamida, „Direct observation of ion transfer in contact charging between a metal and a polymer“, *Applied Physics Letters*, Bd. 56, pp. 1597–1599, 1990.
- [73] L. S. McCarty und G. M. Whitesides, „Electrostatic Charging due to separation of ions at interfaces: Contact electrification of ionic electrets“, *Angewandte Chemie Int Ed Engl*, Bd. 47, pp. 2188-2207, 2008.
- [74] A. F. Diaz und R. M. Felix-Navarro, „A semi-quantitative triboelectric series for polymeric materials: The influence of chemical structure and properties“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 62, pp. 277-290, 2004.
- [75] J. E. Huheey, E. A. Keiter, R. L. Keiter und O. K. Medhi, *Inorganic Chemistry: Principles of Structure and Reactivity*, India: Pearson Education India, 2008.
- [76] G. Horowitz, „Physics of Organic Field-Effect Transistors“, in *Semiconducting Polymers: Chemistry, Physics and Engineering*, Weinheim, Wiley-VCH, pp. 463 - 514. 2005.
- [77] R. Elsdon und F. R. G. Mitchell, „Contact electrification of polymers“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 9, p. 1445, 1976.
- [78] R. Brück, „Chemische Konstitution und elektrostatische Eigenschaften von“, *Kunststoffe*, Bd. 71, pp. 234-239, 1981.
- [79] M. J. Pearse und T. J. Hickey, „The separation of mixed plastics using a dry, triboelectric technique“, *Resource Recovery and Conservation*, Bd. 3, pp. 179-190, 1978.
- [80] L.-H. Lee, „Dual mechanism for metal-polymer contact electrification“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 32, pp. 1-29, 1994.
- [81] M. W. Williams, „Triboelectric charging of insulators – Mass transfer versus electrons/ions“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 70, pp. 233-234, 2012.
- [82] W. R. Salaneck, A. Paton und D. T. Clark, „Double mass transfer during polymer-polymer contacts“, *Journal of Applied Physics* 47, pp. 144–147, 1976.

- [83] A. W. Wang, P. S. Gil, M. Holonga, Z. Yavuz, H. T. Baytekin, R. M. Sankaran und D. J. Lacks, „Dependence of triboelectric charging behavior on material microstructure“, *PHYSICAL REVIEW MATERIALS*, Bd. 1, p. 035605, 2017.
- [84] T. D. B. Jacobs und R. W. Carpick, „Nanoscale wear as a stress-assisted chemical reaction“, *Nat Nanotechnol*, Bd. 8, pp. 108-112, 2013.
- [85] S. Pan, N. Yin und Z. Zhang, „Time- & Load-Dependence of Triboelectric Effect“, *Scientific Reports*, Bd. 8, p. 2470, 2018.
- [86] K. S. Son, H. I. Kim und J. E. Houston, „Role of stress on charge transfer through self-assembled alkanethiol monolayers on Au“, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Bd. 86, p. 5357-60, 2001.
- [87] J. Lowell, „The role of material transfer in contact electrification“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 10, p. 233, 1977.
- [88] L. B. Schein, „APPLIED PHYSICS: Recent Progress and Continuing Puzzles in Electrostatics“, *Science*, Bd. 316, p. 1572-3, 2007.
- [89] A. Rescaglio, J. Schockmel, N. Vandewalle und G. Lumay, „Combined effect of moisture and electrostatic charges on powder flow“, *EPJ Web of Conferences Powders & Grains 2017*, Montpellier, France, 2017.
- [90] J. H. Clint und T. S. Dunstan, „Acid-base components of solid surfaces and the triboelectric series“, *Europhysics Letters*, Bd. 54, p. 320, 2001.
- [91] M. I. Kornfeld, „Frictional electrification,“ *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 9, Nr. 8, 1976.
- [92] J. Lowell und A. C. Rose-Innes, „Contact electrification“, *Advances in Physics*, Bd. 29, pp. 947-1023, 1980.
- [93] A. W. Adamson, *Physical Chemistry of Surfaces*, Hoboken, New Jersey, USA, New Jersey: John Wiley & Sons, 1997.
- [94] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, New York: Springer-Verlag, 1991.
- [95] K. Kupfmüller, *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1973.
- [96] L. B. Loeb, *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms*, Carlifornia: University of Carlifornia Press, 2022.
- [97] A. R. Winter, *Elektrische Felder in Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichstrombelastung*, Aachen: Shaker Verlag, 2015.
- [98] B. Gänger, *Der elektrische Durchschlag von Gasen*, Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer-Verlag, 1953.

- [99] J. J. Lowke, „Theory of electrical breakdown in air-the role of metastable oxygen molecules“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 25, p. 2, 1992.
- [100] N. Y. Babaeva und J. K. Lee, „Dust-Grain Charging in Developing Air Plasma“, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Bd. 32, pp. 823-828, 2004.
- [101] J. A. Chalmers, *Atmospheric electricity*, London: Pergamon Press, 1957.
- [102] E. Kuffel, W. S. Zaengl und J. Kuffel, *High voltage engineering: fundamentals*, UK: Newness Publications, 2003.
- [103] Y. Serdyuk, *Computer modeling of electrophysical phenomena in high voltage insulation*, Department of Electric Power Engineering, Chalmers University of Technology, 2004.
- [104] B. Rossi, „Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena“, *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*, Bd. 20, p. 537, 1948.
- [105] R. H. Fowler und L. Nordheim, „Electron Emission in Intense Electric Fields“, *Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, Bd. 119, pp. 173-181, 1928.
- [106] I. P. Batra, K. Keiji Kanazawa und H. Seki, „Discharge Characteristics of Photoconducting Insulators“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 41, pp. 3416-3422, 1970.
- [107] N. Liu, M. He, H. Alghamdi, G. Chen, M. Fu, R. Li und S. Hou, „An improved model to estimate trapping parameters in polymeric materials and its application on normal and aged low-density polyethylenes“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 118, p. 064102, 2015.
- [108] L. Herous, M. Nemamcha, M. Rema und L. Dascalescu, „Factors that influence the surface potential decay on a thin film of polyethylene terephthalate (PET)“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 67, pp. 198-202, 2009.
- [109] J. A. Giacometti und O. N. Oliveira, „Corona charging of polymers“, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Bd. 27, pp. 924-943, 1992.
- [110] G. Sawa und J. H. Calderwood, „Dependence of surface conduction current in oxidized polyethylene on electric field at various humidities“, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, Bd. 4, p. 2313, 1971.
- [111] M. M. Shahin, „Nature of Charge Carriers in Negative Coronas“, *Applied Optics*, Bd. 8, pp. 106-110, 1969.
- [112] Y. Z. Zhou, B. L. Zhang, D. Bu, N. H. Wang, X. D. Liang und Z. C. Guan, „Nanosecond pulse corona charging of polymers“, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Bd. 14, pp. 495-501, 2007.

- [113] M. M. Shahin, „Mass-Spectrometric Studies of Corona Discharges in Air at Atmospheric Pressures“, *Journal of Chemical Physics*, Bd. 14, pp. 2600-2605, 1966.
- [114] K. Smili und L. Herous, „Corona Charging and Charge Decay on Polyethylene Terephthalate Films (PET)“, *Electrotehnică, Electronică, Automatică*, Bd. 67, Nr. 3, 2019.
- [115] R. Toomer und T. J. Lewis, „Charge trapping in corona-charge polyethylene films“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 13, p. 1343, 1980.
- [116] E. A. Baum, T. J. Lewis und R. Toomer, „Decay of electrical charge on polyethylene films“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 10, p. 487, 1977.
- [117] E. A. Baum, T. J. Lewis und R. Toomer, „Further observations on the decay of surface potential of corona charged polyethylene films“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 10, p. 2525, 1977.
- [118] P. Molinie, „Measuring and modeling transient insulator response to charging: the contribution of surface potential studies“, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Bd. 12, pp. 939-950, 2005.
- [119] S. Haridoss, M. M. Perlman und C. Carlone, „Vibrationally excited diatomic molecules as charge injectors during corona charging of polymer films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 53, pp. 6106–6114, 1982.
- [120] G. M. Sessler, C. Alquié und J. J. Lewine, „Charge distribution in Teflon FEP (fluoroethylenpropylene) negatively corona-charged to high potentials“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 71, pp. 2280–2284, 1992.
- [121] S. Sahli, A. Bellel, Z. Ziari, A. Kahlouche und Y. Segui, „Measure and analysis of potential decay in polypropylene films after negative corona charge deposition“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 57, pp. 169-181, 2003.
- [122] I. P. Batra, K. Keiji Kanazawa und B. H. Schechtman, „Charge-Carrier Dynamics Following Pulsed Photoinjection“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 42, pp. 1124-1130, 1971.
- [123] H. von Berlepsch, „Interpretation of surface potential kinetics in HDPE by a trapping model“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 18, p. 1155, 1985.
- [124] V. Pouilles, T. Lebey, I. Chenerie, P. Castelan und B. Ai, „Surface potential measurement: a tool for complex permittivity determination in the very low frequency range“, *Proceedings of 1995 IEEE 5th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*, Leicester, UK, 1995.
- [125] V. Pouillès, T. Lebey und P. Castelan, „Determination of the very low-frequency characteristics of dielectric materials: A surface potential approach“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 862879, p. 8620, 1996.

- [126] N. Liu, C. Zhou, G. Chen und L. Zhong, „Determination of threshold electric field for charge injection in polymeric materials“, Applied Physics Letters, Bd. 106, pp. 192901-192905, 2015.
- [127] R. Coelho, P. Jestin, L. Levy und D. Sarrail, „On the Return-Voltage Buildup in Insulating Materials“, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Bd. 22, pp. 683-690, 1987.
- [128] H. Scher und E. W. Montroll, „Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids“, Physical Review B, Bd. 12, pp. 2455-2477, 1975.
- [129] T. Mizutani, T. Oomura und M. Ieda, „Surface Potential Decay in Polyethylene“, Japanese Journal of Applied Physics, Bd. 20, p. 855, 1981.
- [130] G. G. Raju, Dielectrics in Electric Fields, Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [131] T. J. Lewis, „Charge transport, charge injection and breakdown in polymeric insulators“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 23, pp. 1469-1478, 1990.
- [132] H. von Seggern, „Detection of surface and bulk traps“, Journal of Applied Physics, pp. 4086-4089, 1981.
- [133] D. M. Taylor und T. J. Lewis, „Electrical conduction in polyethylene terephthalate and polyethylene films“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 4, p. 1346, 1971.
- [134] D. M. Taylor, „Electron-beam charging of polyethylene terephthalate films“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 9, pp. 2269-2279, 1976.
- [135] E. A. Baum, T. J. Lewis und R. Toomer, „The lateral motion of charge on thin films of polyethylene terephthalate“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 11, pp. 963-977, 1978.
- [136] J. A. Voorthuyzen, W. Olthuis und P. Bergveld, „Research and development of miniature electrets“, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Bd. 24, pp. 255-266, 1989.
- [137] P. Molinié, „Charge injection in corona-charged polymeric films: potential decay and current measurements“, Journal of Electrostatics, Bd. 45, pp. 265-273, 1999.
- [138] P. Molinié, M. Goldman und J. Gabelle, „Surface potential decay on corona-charged epoxy samples due to polarization processes“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 28, pp. 1601-1610, 1995.
- [139] M. Ieda, G. Sawa und U. Shinohara, „A Decay Process of Surface Electric Charges across Polyethylene Film“, Japanese Journal of Applied Physics, Bd. 6, pp. 793-794, 1967.

- [140] L. Zhang, Z. Xu und G. Chen, „Decay of electric charge on corona charged polyethylene“, Journal of Physics: Conference Series, Volume 142, St Catherine's College, Oxford, UK, 2007.
- [141] J. Kindersberger und C. Lederle, „Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - part II: measurements“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Bd. 15, pp. 949-957, 2008.
- [142] Y. V. Serdyuk und S. M. Gubanski, „Computer modeling of interaction of gas discharge plasma with solid dielectric barriers“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Bd. 12, pp. 725-735, 2005.
- [143] H. J. Wintle, „Decay of Static Electrification by Conduction Processes in Polyethylene“, Journal of Applied Physics, Bd. 41, p. 4004–4007, 1970.
- [144] R. M. Hill, „Relaxation of surface charge“, Journal of Physics C, Bd. 8, pp. 2488-2501, 1975.
- [145] T. Sonnonstine und M. M. Perlman, „Surface potential decay in insulators with field dependent mobility and injection efficiency“, Bd. 46, pp. 3975-3981, 1975.
- [146] A. Neves und H. J. Martins, „Surface charging and charge decay in solid dielectrics“, Conference Record of the 1996 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Montreal, QC, Canada, 1996.
- [147] J. Kindersberger und C. Lederle, „Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - part I: simulation“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Bd. 15, pp. 941-948, 2008.
- [148] R. Morrow, „The theory of positive glow corona“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 30, pp. 3099-3114, 1997.
- [149] T. Takuma, M. Yashima und T. Kawamoto, „Principle of surface charge measurement for thick insulating specimens“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Bd. 5, pp. 497-504, 1998.
- [150] P. Llovera, P. Molinié und A. Soria, „Measurements of electrostatic potentials and electric fields in some industrial applications“, Journal of Electrostatics, Bd. 67, pp. 457-461, 2009.
- [151] D. Xiao, Gas Discharge and Gas, Heidelberg New York Dordrecht London: Springer-Verlag, 2016.
- [152] W. Rogowski, „Über Durchschlag und Gasentladung“ Zeitschrift für Physik, Bd. 100, pp. 1-49, 1936.
- [153] E. Meili, Über die Charakteristik der Townsend-Entladung und deren Beeinflussung durch Bestrahlen der Kathode, Zürich: ETH Zürich, 1945.

- [154] J. Townsend und E. Sealy, „The Theory of Ionisation of Gases by Collision“, Nature, Bd. 85, pp. 400-401, 1911.
- [155] L. B. Loeb, „THE MECHANISM OF LIGHTNING DISCHARGE“, Scientific American, Bd. 180, p. 22–27., 1949.
- [156] S. Nijdam, J. Teunissen und U. Eber, „The physics of streamer discharge“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 29, p. 10300, 2020.
- [157] S. Nijdam, E. van Veldhuizen und P. Bruggem, „An Introduction to Nonequilibrium Plasmas at Atmospheric Pressure“, Plasma Chemistry and Catalysis in Gases and Liquids, Weinheim, Germany, Wiley-VCH, 2012.
- [158] D. Wang und T. Namihira, „Nanosecond pulsed streamer discharges: II. Physics, discharge characterization and plasma processing“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 29, p. 023001, 2020.
- [159] S. Nijdam, K. Miermans, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „A Peculiar Streamer Morphology Created by a Complex Voltage Pulse“, IEEE Transactions on Plasma Science, Bd. 39, pp. 2216-2217, 2011.
- [160] C. Montijn und U. Ebert, „Diffusion correction to the Raether–Meek criterion for the avalanche-to-streamer transition“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 39, p. 2979, 2006.
- [161] T. Doiron, „20 °C—A Short History of the Standard Reference Temperature for Industrial Dimensional Measurements“, J Res Natl Inst Stand Technol, Bd. 112, pp. 1-23, 2007.
- [162] K. H. Becker, U. Kogelschatz, K. H. Schoenbach und R. J. Barker, Non-equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure, Bristol: Institute of Physics Publishing, 2005.
- [163] I. Gallimberti, „The mechanism of the long spark formation“, Journal de Physique Colloques, Bd. 40, pp. 193-250, 1979.
- [164] N. L. Aleksandrov und E. M. Bazelyan, „Ionization processes in spark discharge plasmas“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 8, p. 285, 1999.
- [165] S. Nijdam, E. Takahashi, A. H. Markosyan und U. Ebert, „Investigation of positive streamers by double-pulse experiments, effects of repetition rate and gas mixture“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 23, p. 5008, 2014.
- [166] S. Dujko, U. Ebert, R. D. White und Z. L.-. Petrović, „Boltzmann Equation Analysis of Electron Transport in a N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub> Streamer Discharge“, Japanese Journal of Applied Physics, Bd. 50, p. 08JC01, 2011.
- [167] H. F. A. Verhaart und P. C. T. van der Laan, „The influence of water vapor on avalanches in air“, Journal of Applied Physics, Bd. 55, pp. 3286–3292, 1984.

- [168] S. Pancheshnyi, „Effective ionization rate in nitrogen–oxygen mixtures“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 46, pp. 155-201, 2013.
- [169] G. Diniz, C. Rutjes, U. Ebert und I. S. Ferreira, „Cold Electron Runaway Below the Friction Curve“, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, pp. 189-198, 2018.
- [170] T. M. Briels, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Time Resolved Measurements of Streamer Inception“, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Bd. 36, pp. 908-909, 2008.
- [171] T. M. Briels, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Positive streamers in air and nitrogen of varying density: experiments on similarity laws“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 41, Nr. 3, p. 4008, 2008.
- [172] B. Guo, X. Li, U. Ebert und J. Teunissen, „A computational study of accelerating, steady and fading negative streamers in ambient air“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 31, p. 5011, 2020.
- [173] S. Chen, L. C. J. Heijmans, R. Zeng, S. Nijdam und U. Ebert, „Nanosecond repetitively pulsed discharges in N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub> mixtures: inception cloud and streamer emergence“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 48, p. 5201, 2015.
- [174] A. G. Rep'ev und P. B. Repin, „Dynamics of the optical emission from a high-voltage diffuse discharge in a rod-plane electrode system in atmospheric-pressure air“, *Atmospheric-pressure air. Plasma Phys. Rep.*, Bd. 32, pp. 72-78, 2006.
- [175] P. Tardiveau, M. Moreau, S. Bentaleb, C. Postel und S. Pasquiers, „Diffuse mode and diffuse-to-filamentary transition in a high pressure nanosecond scale corona discharge under high voltage“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 42, p. 5202, 2009.
- [176] V. Tarasenko, „Runaway electrons in diffuse gas discharges“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 29, p. 4001, 2020.
- [177] G. V. Naidis, V. F. Tarasenko, N. Y. Babaeva und M. I. Lomaev, „Subnanosecond breakdown in high-pressure gases“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 27, p. 001, 2018.
- [178] T. Hoder, Z. Bonaventura, V. Prukner, F. J. Gordillo-Vázquez und M. Šimek, „Emerging and expanding streamer head in low-pressure air“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 29, p. LT01, 2020.
- [179] J. Teunissen und U. Ebert, „3D PIC-MCC simulations of discharge inception around a sharp anode in nitrogen/oxygen mixtures“ *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 25, p. 4005, 2016.

- [180] M. M. Nudnova und A. Y. Starikovskii, „Streamer head structure: role of ionization and photoionization“ Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 41, p. 4003, 2008.
- [181] J. Teunissen und U. Ebert, „Simulating streamer discharges in 3D with the parallel adaptive Afivo framework“ Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 50, p. 4001, 2017.
- [182] H. Raether, „Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal“ Z. Physik, Bd. 112, pp. 464-489, 1939.
- [183] S. Nijdam, Experimental Investigations on the Physics of Streamers, 2011.
- [184] S. Nijdam, F. V. D. van de Wetering, R. Blanc, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Probing photo-ionization: Experiments on positive streamers in pure gases and mixtures“ Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 43, p. 145204, 2009.
- [185] S. Nijdam, E. Takahashi, J. Teunissen und U. Ebert, „Streamer discharges can move perpendicularly to the electric field“, New Journal of Physics, Bd. 16, p. 103038, 2014.
- [186] S. Nijdam, J. Teunissen, E. Takahashi und U. Ebert, „The role of free electrons in the guiding of positive streamers“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 25, p. 4001, 2016.
- [187] A. Luque und U. Ebert, „Interacting Streamers in Air: The Evolution of the Space-Charge Layer in Their Heads“, IEEE Transactions on Plasma Science, Bd. 36, pp. 914-915, 2008.
- [188] M. van der Schans, Experiments on the physics of pulsed plasma jets, 2018.
- [189] V. D. Zvorykin, A. O. Levchenko und N. N. Ustinovskii, „Control of extended high-voltage electric discharges in atmospheric air by UV KrF-laser radiation“, Quantum Electronics, Bd. 41, p. 227, 2011.
- [190] S. B. Leonov, A. A. Firsov, M. A. Shurupov, J. B. Michael, M. N. Shneider, R. B. Miles und N. A. Popov, „Femtosecond laser guiding of a high-voltage discharge and the restoration of dielectric strength in air and nitrogen“, Physics of Plasmas, Bd. 19, p. 123502, 2012.
- [191] A. Luque, F. Brau und U. Ebert, „Saffman-Taylor streamers: Mutual finger interaction in spark formation“, PHYSICAL REVIEW E, Bd. 78, p. 016206, 2008.
- [192] S. Nijdam, J. S. Moerman, T. M. P. Briels, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Stereo-photography of streamers in air“, Applied Physics Letters, Bd. 95, p. 101502, 2008.

- [193] A. Luque und U. Ebert, „Growing discharge trees with self-consistent charge transport: the collective dynamics of streamers“, *New Journal of Physics*, Bd. 16, p. 013039, 2014.
- [194] A. Luque, V. Ratushnaya und U. Eber, „Positive and negative streamers in ambient air: modeling evolution and velocities“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 41, p. 4005, 2008.
- [195] S. Nijdam, G. Wormeester, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Probing background ionization: positive streamers with varying pulse repetition rate and with a radioactive admixture“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 44, p. 5201, 2011.
- [196] B. Bagheri und J. Teunissen, „The effect of the stochasticity of photoionization on 3D streamer simulations“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 28, p. 5013, 2019.
- [197] S. Chen, F. Wang, Q. Sun und R. Zeng, „Branching characteristics of positive streamers in nitrogen-oxygen gas mixtures“, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Bd. 25, pp. 1128-1134, 2018.
- [198] L. C. J. Heijmans, S. Nijdam, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Streamers in air splitting into three branches“, *Europhysics Letters*, Bd. 103, p. 5002, 2013.
- [199] U. Ebert, F. Brau, G. G. Derks, W. Hundsdorfer, C.-Y. Kao, C. Li, A. Luque, B. Meulenbroek und S. Nijda, „Multiple scales in streamer discharges, with an emphasis on moving boundary approximations“, *Nonlinearity*, Bd. 24, p. 1, 2010.
- [200] A. Luque und U. Eber, „Density models for streamer discharges: Beyond cylindrical symmetry and homogeneous media“, *Journal of Computational Physics*, Bd. 231, pp. 904-918, 2012.
- [201] A. Luque und U. Ebert, „Electron density fluctuations accelerate the branching of positive streamer discharges in air“, *PHYSICAL REVIEW E*, Bd. 84, p. 6411, 2011.
- [202] A. Bourdon, V. P. Pasko, N. Y. Liu, S. Célestin, P. Ségur und E. Marode, „Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 16, p. 656, 2007.
- [203] G. Wormeester, S. Pancheshnyi, A. Luque, S. Nijdam und U. Ebert, „Probing photo-ionization: simulations of positive streamers in varying N<sub>2</sub> : O<sub>2</sub>-mixtures“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 43, p. 5201, 2010.
- [204] G. Wormeester, S. Nijdam und U. Ebert, „Feather-Like Structures in Positive Streamers Interpreted as Electron Avalanches“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Bd. 50, p. 50 08JA01, 2011.

- [205] N. Y. Babaeva und M. J. Kushner, „Streamer Branching: The Role of Inhomogeneities and Bubbles“, IEEE Transactions on Plasma Science, Bd. 36, pp. 892-893, 2008.
- [206] N. Y. Babaeva und M. J. Kushner, „Effect of inhomogeneities on streamer propagation: II. Streamer dynamics in high pressure humid air with bubbles“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 18, p. 5010, 2009.
- [207] N. Y. Babaeva, A. N. Bhoj und M. J. Kushner, „Streamer dynamics in gases containing dust particles“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 15, p. 591, 2006.
- [208] A. Y. Starikovskiy und N. L. Aleksandrov, „'Gas-dynamic diode': Streamer interaction with sharp density gradients“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 28, p. 5022, 2019.
- [209] F. Manders, P. C. M. Christianen<sup>1</sup> and J C Maan und J. C. Maan, „Propagation of a streamer discharge in a magnetic field“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 41, p. 4006, 2008.
- [210] T. M. P. Briels, J. Kos, G. J. J. Winands, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity and dissipated energy“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 41, p. 4004, 2008.
- [211] T. Kanmae, H. C. Stenbaek-Nielsen, M. G. McHarg und R. K. Haaland, „Diameter-speed relation of sprite streamers“, Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 45, p. 5203, 2012.
- [212] G. V. Naidis, „Positive and negative streamers in air: Velocity-diameter relation“, PHYSICAL REVIEW E, Bd. 79, p. 057401, 2009.
- [213] D. J. M. Trienekens, S. Nijdam und U. Ebert, „Stroboscopic Images of Streamers Through Air and Over Dielectric Surfaces“, IEEE Transactions on Plasma Science, Bd. 42, pp. 2400-2401, 2014.
- [214] A. Dubinova, D. Trienekens, U. Ebert, S. Nijdam und T. Christen, „Pulsed positive discharges in air at moderate pressures near a dielectric rod“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 25, p. 5021, 2016.
- [215] S. Pancheshnyi, „Photoionization produced by low-current discharges in O<sub>2</sub>, air, N<sub>2</sub> and CO<sub>2</sub>“, Plasma Sources Science and Technology, Bd. 24, p. 5023, 2015.
- [216] J. Stephens, A. Fierro, S. Beeson, G. Laity, D. Trienekens, R. P. Joshi, J. Dickens und A. Neuber, „Photoionization capable, extreme and vacuum ultraviolet emission in developing low temperature plasmas in air“ Plasma Sources Science and Technology, Bd. 25, p. 5024, 2016.

- [217] J. Stephens, M. Abide, A. Fierro und A. Neuber, „Practical considerations for modeling streamer discharges in air with radiation transport“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 27, p. 500, 2018.
- [218] I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveyev und V. P. Silakov, „Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 1, p. 207, 1992.
- [219] A. Komuro und R. Ono, „Two-dimensional simulation of fast gas heating in an atmospheric pressure streamer discharge and humidity effects“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 47, p. 5202, 2014.
- [220] L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk, T. Neubert und O. Chanrion, „A model for electric field enhancement in lightning leader tips to levels allowing X-ray and  $\gamma$  ray emissions“, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* Volume, Bd. 120, pp. 4081-5251, 2015.
- [221] A. Luque, „Relativistic Runaway Ionization Fronts“, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Bd. 112, p. 5003, 2014.
- [222] S. Pancheshnyi, M. Nudnova und A. Starikovskii, „Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation“ *PHYSICAL REVIEW E*, Bd. 71, p. 016407, 2005.
- [223] T. M. P. Briels, J. Kos, E. M. van Veldhuizen und U. Ebert, „Circuit dependence of the diameter of pulsed positive streamers in air“ *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 39, p. 5201, 2006.
- [224] S. Hübner, S. Hofmann, E. M. van Veldhuizen und P. J. Bruggeman, „Electron densities and energies of a guided argon streamer in argon and air environments“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 22, p. 5011, 2013.
- [225] Y. Inada, K. Aono, A. Kumada, K. Hidaka und M. Maeyama, „Two-dimensional electron density measurement of pulsed positive primary streamer discharge in atmospheric-pressure air“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 50, p. 4005, 2017.
- [226] N. Y. Babaeva und G. V. Naidis, „Two-dimensional modelling of positive streamer dynamics in non-uniform electric fields in air“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 29, p. 2423, 1996.
- [227] U. Ebert, W. van Saarloos und C. Caroli, „Streamer Propagation as a Pattern Formation Problem: Planar Fronts“ *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Bd. 77, pp. 4178--4181, 1996.
- [228] M. Akyuz, A. Larsson, V. Cooray und G. Strandberg, „3D simulations of streamer branching in air“, *Journal of Electrostatics*, Bd. 59, pp. 115-141, 2003.

- [229] V. P. Pasko, U. S. Inan und T. F. Bell, „Fractal structure of sprites“, *Geophysical Research Letters*, Bd. 27, pp. 497-500, 2000.
- [230] Y. L. M. Creighton, E. M. van Veldhuizen und W. R. Rutgers, „Diagnostic techniques for atmospheric streamer discharges“, *IEE Proceedings - Science Measurement and Technology*, Bd. 14, pp. 141-147, 1994.
- [231] G. A. Dawson, „Temporal Growth of Suppressed Corona Streamers in Atmospheric Air“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 36, pp. 3391-3395, 1965.
- [232] J. Kriegseis, B. Möller, S. Grundmann und C. Tropea, „Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators“ *Journal of Electrostatics*, Bd. 69, pp. 302-312, 2011.
- [233] S. Hofmann, A. F. H. van Gessel, T. Verreycken und P. Bruggeman, „Power dissipation, gas temperatures and electron densities of cold atmospheric pressure helium and argon RF plasma jets“, *Plasma Sources Science and Technology*, Bd. 20, p. 5010, 2011.
- [234] T. Gerling, R. Brandenburg, C. Wilke und K.-D. Weltmann, „Power measurement for an atmospheric pressure plasma jet at different frequencies: distribution in the core plasma and the effluent“ *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, Bd. 78, p. 10801, 2017.
- [235] C. Köhn und U. Ebert, „Calculation of beams of positrons, neutrons, and protons associated with terrestrial gamma ray flashes“, *JGR Atmospheres*, Bd. 120, pp. 1620-1635, 2015.
- [236] C. L. da Silva und C. P. Pasko, „Dynamics of streamer-to-leader transition at reduced air densities and its implications for propagation of lightning leaders and gigantic jets“, *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH: ATMOSPHERES*, Bd. 118, pp. 561-590, 2013.
- [237] E. Marode, F. Bastien und M. Bakker, „A model of the streamer-induced spark formation based on neutral dynamics“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 5, pp. 140-146, 1979.
- [238] F. Bastien und E. Marode, „Breakdown simulation of electronegative gases in non-uniform field“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 18, p. 377, 1985.
- [239] N. L. Aleksandrov, E. M. Bazelyan, N. A. Dyatko und I. V. Kochetov, „Streamer breakdown of long air gaps“, *Plasma Physics Reports*, Bd. 24, pp. 541-555, 1998.
- [240] G. V. Naidis, „Dynamics of streamer breakdown of short non-uniform air gaps“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 38, p. 3889, 2005.

- [241] J. A. Riouset, V. P. Pasko und A. Bourdon, „Air-densitydependent model for analysis of air heating associated with streamers, leaders, and transient luminous events“, December 2010 *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, Bd. 115, p. A12, 2010.
- [242] I. Gallimberti, G. Bacchiega, A. Bondiou-Clergerie und P. Lalande, „Fundamental processes in long air gap discharges“, *Comptes Rendus Physique*, Bd. 3, pp. 1335-1359, 2002.
- [243] E. M. Bazelyan, Y. P. Raizer und N. L. Aleksandrov, „The effect of reduced air density on streamer-to-leader transition and on properties of long positive leader“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 40, p. 4133, 2007.
- [244] X. Zhao, M. Becerra, Y. Yang und J. He, „Elongation and branching of stem channels produced by positive streamers in long air gaps“, Zhao, X., Becerra, M., Yang, Y. et al. *Elongation and branching of stem channels produced bSci Rep*, Bd. 11, p. 4120, 2021.
- [245] L. Arevalo und V. Cooray, „Unstable Leader Inception Criteria of Atmospheric Discharges“, *Atmosphere*, Bd. 8, p. 156, 2017.
- [246] A. Fridman, A. Chirokov, A. Gutsol, " Non-thermal atmospheric pressure discharges", *Journal of Physics D: Applied Physics* 38(2):R1, 2005
- [247] VDI 2263 Blatt 1 "Staubbrände und Staubexplosionen - Gefahren - Beurteilung - Schutzmaßnahmen - Sicherheitstechnische Kenngrößen von Schüttgütern", 2022
- [248] TRGS 720 Gefährliche explosionsfähige Gemische -Allgemeines-, 2020.
- [249] U. Barth, Vorlesung: Betriebssicherheit Überwachungsbedürftiger Anlagen, Wuppertal, 2018.
- [250] R. Jahn, Vorlesung: Methodologie und Methoden der Sicherheitstechnik, Wuppertal, 2023



## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.2.1: Grafische Darstellung der dreistufigen Methodik für die Vorgehensweise .....	4
Abbildung 2.2.1: Darstellung der allgemeinen Anerkennung und der sicherheitstechnischen Anwendbarkeit [7, Seite 347] .....	8
Abbildung 2.2.2: Erläuterung über den Aufbau und Konkretisierungsgrad von Gesetzen, Verordnungen, Normen, Regeln, Veröffentlichungen, Richtlinien, Informationen und Leitlinien angelehnt an [8] .....	9
Abbildung 2.4.1: Grafische Darstellung einer Funkenentladung auf der MEiKS: a) Sich annähernde Elektroden, die von einem aufgeladenen Kondensator gespeist werden. b) Bildung einer Funkenentladung mit einem Plasmakanal nach Überschreitung der Durchbruchfeldstärke [7, Seite 157] .....	15
Abbildung 2.4.2: Vereinfachtes ohmsches Ersatzschaltbild einer Funkenentladung als Erklärungsmodell .....	16
Abbildung 2.4.3: Grafische Darstellung einer Büschelentladung [7, Seite 68] .....	17
Abbildung 2.4.4: a) Flächenladungsdichte einer Büschelentladung. b) Entladungsstrom-Impuls einer Büschelentladung [2, Seite 68] .....	17
Abbildung 2.4.5: Einfaches ohmsches Ersatzschaltbild einer Büschelentladungsstrecke als Erklärungsmodell .....	18
Abbildung 3.1.1: Definition der Richtung der elektrischen Feldvektoren über den Ursprung und das Ziel des elektrischen Feldes .....	26
Abbildung 3.1.2: Verlauf der Feldlinien in einem elektrischen Feld zwischen einer Senke und einer Quelle .....	27
Abbildung 3.1.3: Darstellung der Kraftwirkung nach dem Coulomb-Gesetz .....	28
Abbildung 3.2.1: Vereinfachte Kugelbahn zur Bestimmung der potenziellen Energie $W_{Pot}(P)$ .....	32
Abbildung 3.2.2: Darstellung der potenziellen elektrischen Energie bei Punktladungen mit gleichnamiger Ladung .....	32
Abbildung 3.2.3: Darstellung des Verlaufes der potenziellen elektrischen Energie in Abhängigkeit vom Abstand und der elektrischen Polarisierung .....	33
Abbildung 3.2.4: Wegbeschreibung als direkter Weg und mit einem Umweg zwischen den Punkten $P_x$ .....	35
Abbildung 3.2.5: Wegstreckenbeschreibung eines geschlossenen Weges über den Punkt $P_1$ .....	36
Abbildung 3.2.6: Beispiel einer Berechnung der elektrischen Spannung zwischen zwei Punkten .....	38
Abbildung 3.2.7: Skizze zur Bestimmung des elektrischen Potentials einer Elektronenlawine .....	38

Abbildung 3.3.1: Schematische Darstellung der elektrisch leitenden geschlossenen Hohlkugel .....	40
Abbildung 3.3.2: Diagramm mit dem Bezugspunkt für die elektrische Feldstärke ins Unendliche .....	44
Abbildung 3.4.1: Prinzipieller Aufbau eines Plattenkondensators .....	46
Abbildung 3.4.2: Ausschnitt des Blickfensters der Kondensatorplatten mit der Beaufschlagung positiver elektrischer Ladung und Feldausrichtung .....	46
Abbildung 3.4.3: Ausschnitt des Blickfensters mit der Andeutung der Ausrichtung der Ladung .....	47
Abbildung 3.4.4: Prinzip der Ladungsspeicherung im Kondensator .....	48
Abbildung 3.5.1: Bildung eines Dipols durch Induktion .....	50
Abbildung 3.5.2: Skizzierung der Dipolausrichtung unter Einwirkung eines elektrischen Feldes .....	51
Abbildung 3.5.3: Plattenkondensator im Vakuum .....	52
Abbildung 3.5.4: Plattenkondensator mit Dielektrikum mit ungerichteten und gerichteten Dipolen, angelehnt an [36], [43] .....	54
Abbildung 3.5.5: Skizzierung der elektrischen Ladungskompensation mit den elektrischen Ladungspolarisationen an den Grenzflächen .....	56
Abbildung 3.5.6: Abstände in der Polarisationsgrenzfläche .....	57
Abbildung 3.5.7: Elektrisches Feld im Kondensator .....	58
Abbildung 4.1.1: Spezifischer elektrischer Widerstand und spezifische elektrische Leitfähigkeit von Nichtleitern, Halbleitern und Leitern bei Zimmertemperatur, angelehnt an [44] .....	64
Abbildung 4.1.2: Darstellung des Energieniveauschemas in Form eines Trichtermodells, angelehnt an [47] .....	66
Abbildung 4.1.3: Vereinfachtes Bändermodell auf Grundlage der Orbitalen .....	66
Abbildung 4.1.4: Andeutung des Bändermodells im Verbund einer Atomstruktur .....	67
Abbildung 4.1.5: Grafische Darstellung des Niveaus der Fermi-Energie .....	68
Abbildung 4.1.6: Darstellung der Energielücken bei Leitern, Halbleitern und Nichtleitern .....	69
Abbildung 4.1.7: Darstellung des vereinfachten Energiebändermodells mit „Verbotenen Zonen“ .....	70
Abbildung 4.1.8: Darstellung des Energiebändermodells der Polymere mit Haftstellen und deren Potentialbarrieren, angelehnt an [52] .....	71
Abbildung 4.2.1: Aufbau und Abhängigkeiten der Kapazitäten der einzelnen Materialien und der Luft, angelehnt an [61] .....	76
Abbildung 4.3.1: Abhängigkeit der Austrittsarbeit bei der Feldemission, angelehnt an [97] .....	94

Abbildung 4.3.2: Übergang von der Corona zur Funkenentladung (Vorentladung) ...	98
Abbildung 4.3.3: Grafische Darstellung der Versuchsordnung: Links mit Gegenelektrode, rechts ohne Gegenelektrode .....	100
Abbildung 4.3.4: Oberflächenpotential der Corona als Funktion der Ablagerungszeit [114, Figure 6] .....	107
Abbildung 5.1.1: Darstellung des Townsend-Mechanismus als Durchschlagkriterium .....	113
Abbildung 5.1.2: Verlauf der Paschen-Kurve, angelehnt an [24] .....	116
Abbildung 5.1.3: Ausbreitung von Streamern, die komplexe Strukturen ausbilden [159, Fig. 1] .....	118
Abbildung 5.2.1: Entwicklung einer Elektronenlawine .....	121
Abbildung 5.2.2: Schematische Darstellung eines Berechnungsbereichs für die Entstehung eines Streamers [172, Figure 1] .....	127
Abbildung 5.2.3: Entwicklungsstadien der Inception Cloud [173, Figure 1] .....	128
Abbildung 5.2.4: Grafisches Simulationsergebnis einer 3D-Simulation mit einem Sauerstoffanteil von 0,2 %, 2% und 20 % [179, Figure 4] .....	128
Abbildung 5.2.5: Schematische Darstellung der Entwicklung eines positiven Streamers .....	129
Abbildung 5.2.6: Entwicklung eines Streamers. Aufgenommen mit 38 kV und einer Entladungsstrecke von 30 mm. Die Zeitverzögerung ab dem Beginn des Hochspannungspulses beträgt im linken Bild 5 ns, im mittleren Bild 10 ns und im rechten Bild 15 ns [180, Figure 7] .....	130
Abbildung 5.2.7: Simulationsbeispiel mit einem Querschnitt eines positiven Streamers, der sich nach unten ausbreitet [156, Figure 3] .....	131
Abbildung 5.2.8: Trajektorie von positiven Streamern .....	132
Abbildung 5.2.9: Gegenüberstellung von berechneten elektrischen Hintergrundfeldlinien (links) und der dazugehörigen Streamer [156, Figure 16] .....	133
Abbildung 5.2.10: Beeinflussung der Elektronendichte auf das Ausbreitungsverhalten des positiven Streamers, angelehnt an [184] .....	134
Abbildung 5.2.11: Stereoskopische Bilder von lasergesteuerten Streamer-Entladungen für verschiedene Laser Positionen. Der Laserpfad ist durch die violetten Linien umrissen. Die Streamer beginnen an der Spitze, grün dargestellt. Weiße Streamer bewegen sich in der Bildebene, die anderen außerhalb [185, Figure 2] .....	135
Abbildung 5.2.12: Dreidimensionale Plasma-Fluid-Simulationen von wechselwirkenden positiven Streamern in atmosphärischer Luft [181, Figure 8] .....	136
Abbildung 5.2.13: Ladungsverteilung in einer Streamer-Simulation unter Verwendung eines Baummodells. Die Farbskala ist abgeschnitten und zeigt nicht die Ladungsdichte an den Streamer-Spitzen, da diese die Darstellung dominieren würden [193, Figure 6] .....	138

Abbildung 5.2.14: Übersicht (obere und mittlere Reihe) und gezoomte Bilder (untere Reihe) der Auswirkungen der Puls wiederholrate auf die Streamer-Morphologie [195, Figure 3] .....	139
Abbildung 5.2.15: Querschnitte durch 3D-Simulationen von positiven Streamern in Luft, welche die Elektronendichte auf einer logarithmischen Skala zeigen [196, Figure 4] .....	143
Abbildung 5.2.16: Abfolge der Beeinflussung des Streamers durch Fremdkörper (dielektrische Staubpartikel) .....	144
Abbildung 5.2.17: Simulierte Zeitentwicklung eines Streamers, der sich in reinem Stickstoff ausbreitet und mit einer vorionisierten Spur von $10^9 \text{ cm}^{-3}$ senkrecht zum Feld wechselwirkt. Obere Reihe: Querschnitte des elektrischen Feldes, untere Reihe: Volumenwiedergabe der Elektronendichte. Für die Abbildungen ganz rechts wurde der Blickwinkel um $90^\circ$ gedreht, wodurch deutlich wird, dass sich der nach unten gerichtete Streamer verzweigt hat [156, Figure 21] .....	146
Abbildung 5.2.18: Schematische Darstellung der Ionisationsverdichtung an der Anode und die damit verbundene Zündfähigkeit von Büschelentladungen an der Anode .....	153
Abbildung 5.2.19: Bildung eines negativen Steamers nach Reather, angelehnt an [151] .....	154
Abbildung 5.3.1: Modellbezogene Berechnung des elektrischen Entladestroms. Die durchgezogene Linie stellt die elektrische Stromstärke dar und die gestrichelte Linie entspricht der angelegten elektrischen Spannung. In dem Modell pulsierte der elektrische Strom mehrmals, bis er den Bereich zur vollständigen Ausbildung zu einem Leader kam [245, Figure 2] .....	163
Abbildung 5.3.2: Ergebnisse der Vibrations- ( $T_v$ ) und Translations- ( $T_h$ ) Temperatur des Gases, integriert über den gesamten Bereich bis zum Beginn der elektrischen Leitfähigkeit. Die gepunktete Linie gibt den Grenzwert von $1500 \text{ K}$ an, der als Temperatur für die Entstehung eines Leaders definiert ist [245, Figure 4] .....	164
Abbildung 6.1.1: Rückfront der Versuchsanordnung mit Ansicht auf die umgebaute 3D-Maschine .....	172
Abbildung 6.1.2: Seitenansicht der Versuchsanordnung .....	173
Abbildung 6.1.3: Unterkonstruktion zur Aufnahme der Aktoren sowie des Sensors .	174
Abbildung 6.1.4: Unterschiedliche Akkumulationselektroden, die verwendet wurden .....	176
Abbildung 6.1.5: Akkumulationselektrode, die sich als effektivste Elektrode herausgestellt hat .....	176
Abbildung 6.1.6: Entladeelektroden mit $100 \text{ mm}$ und $390 \text{ mm}$ Durchmesser .....	177
Abbildung 6.1.7: Sensor für die Feldstärkemessung mit zusätzlicher Übertragungshardware .....	178
Abbildung 6.1.8: Prinzipdarstellung zur Vermeidung von Messfehlern des elektrischen Feldes .....	179

Abbildung 6.1.9: Schematische Darstellung der Einteilung von elektrostatischen Eigenschaften, angelehnt an [18] .....	180
Abbildung 6.1.10: Frei positionierbare Messstation für das Luftqualitätsmonitoring .	182
Abbildung 6.2.1: Aufgezeichnete Messkurve einer elektrischen Feldmessung .....	184
Abbildung 6.2.2: Gesamtzyklischer Ablauf mit den einzelnen Schritten innerhalb jeden Zyklus .....	186
Abbildung 6.3.1: Verlauf des elektrischen Stroms auf der MEiKS bei einer elektrischen Feldstärke von $-10\text{ kV}$ .....	188
Abbildung 6.3.2: Fokus auf den Ablauf der 1. und 2. Elektronenlawine .....	189
Abbildung 6.3.3: Fokus auf den ersten Peak des positiven elektrischen Rückstromrückflusses, nach der 1. und 2. Elektrolawinen .....	189
Abbildung 6.3.4: Verlauf des Stroms auf der MEiKS bei einer elektrischen Feldstärke von $-12,2\text{ kV}$ .....	191
Abbildung 6.3.5: Gegenüberstellung der Stromverläufe der beiden unterschiedlichen Akkumulationen und Entladeelektroden .....	192
Abbildung 7.1: Entscheidung über die Vorlage einer explosionsfähigen Atmosphäre .....	197
Abbildung 7.2: Auswahl des Betrachtungsgegenstandes .....	198
Abbildung 7.3: Analyse der Akkumulationspolarität .....	198
Abbildung 7.4: Entscheidung der Zusammensetzung des Mediums in der Entladungstrecke .....	199
Abbildung 7.5: Abfrage in der Schrittfolge, ob eine Ableitung der Akkumulation erfolgen könnte .....	199
Abbildung 7.6: Bewertung der Höhe des elektrischen Hintergrundfeldes z.B. nach Paschen .....	199
Abbildung 7.7: Abschließende Schrittfolge zur Bewertung der Zündfähigkeit .....	200
Abbildung 8.1.1: Grafische Darstellung der Ergebnisse der mehrstufigen Methodik	204



## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$A$	Fläche	$m^2$
$A_P$	Fläche der Platte	$m^2$
$A_{Pa}$	Gaskonstante (Paschen-Gesetz)	$\frac{1}{\text{bar } m}$
$\vec{A}_d$	Differenzieller Flächenvektor	$m^2$
$B$	Magnetfeld	$\frac{N}{Am}$
$B_{max}$	Maximales Magnetfeld des Streamers	$\frac{N}{Am}$
$B_{Pa}$	Gaskonstante (Paschen-Gesetz)	$\frac{V}{\text{bar } m}$
$b_{I+}$	Beweglichkeitsfaktor der positiven Ionen	
$b_{I-}$	Beweglichkeitsfaktor der negativen Ionen	
$b_{Re}$	Rekombinationskoeffizient	
$C_{Air}$	Kapazität der Luft zwischen den Oberflächen	$F$
$C_{Ma1}$	Oberflächenkapazität des Materials 1	$F$
$C_{Ma2}$	Oberflächenkapazität des Materials 2	$F$
$C_{Ob}$	Oberflächenkapazität	$F$
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$D_K$	Diffusionskoeffizient	
$\vec{D}_e$	Dielektrischer Verschiebungsvektor (Elektrischer Flussdichtevektor)	$\frac{As}{m^2}$
$d$	Durchmesser	$m$
$d_{branch1}$	Streamer-Durchmesser 1 nach der Bifurkation	$m$
$d_{branch2}$	Streamer-Durchmesser 2 nach der Bifurkation	$m$
$d_{min}$	Minimaler Streamer-Durchmesser	$m$

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$d_p$	Durchmesser der dielektrischen Partikel	$m$
$d_{parent}$	Streamer-Durchmesser vor der Bifurkation	$m$
$d_s$	Streamer-Durchmesser	$m$
$E$	Elektrische Feldstärke	$\frac{V}{m}$
$E_{behind}$	Elektrisches Feld unmittelbar hinter der Ionisationsfront	$\frac{V}{m}$
$E_{bg}(z)$	Axiales elektrisches Hintergrundfeld	$\frac{V}{m}$
$E_D$	Durchbruchfeldstärke	$\frac{V}{m}$
$E_{I_{max}}$	Maximales elektrisches Feld an der Ionisationsfront	$\frac{V}{m}$
$E_{max}$	Maximales elektrisches Feld des Streamers	$\frac{V}{m}$
$E_{I_{max}}$	Maximales elektrisches Feld an der Ionisationsfront	$\frac{V}{m}$
$E_{r-p}$	Mittleres elektrisches Feld zwischen der Spitze der Stabelektrode und der geerdeten Elektrode	$\frac{V}{m}$
$E'$	Abgeleitetes elektrisches Feld	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}$	Elektrischer Feldstärkevektor	$\frac{V}{m}$
$ \vec{E} $	Betrag des elektrischen Feldstärkevektors	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}^a$	Elektrischer Feldstärkevektor	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}^b$	Elektrischer Feldstärkevektor innerhalb des Dielektrikums	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_{Dip}$	Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Dipolfeldes	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_H$	Elektrischer Hintergrundfeldvektor	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_D$	Elektrischer Durchbruchfeldvektor	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_L$	Elektrischer lokaler Störfeldvektor	$\frac{V}{m}$

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\vec{E}_V$	Elektrischer Feldstärkevektor im Vakuum	$\frac{V}{m}$
$ \vec{E}_V $	Betrag des elektrischen Feldstärkevektors	$\frac{V}{m}$
$E_{Dif}$	Differenz des Energieniveaus zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband	$J$
$E_F$	Energieniveau der Fermi-Energie	$J$
$E_{FM}$	Energieniveau der Fermi-Energie des Metalls	$J$
$E_{Leitungsband}$	Energieniveau des Leitungsbandes	$J$
$E_{N1-4}$	Energieniveaus der einzelnen Bänder	$J$
$E_{Va}$	Elektrische Energie in der Nähe der Materialoberfläche	$\frac{V}{m}$
$E_{Valenzband}$	Energieniveau des Valenzbandes	$J$
$e$	Elementarladung	$C$
$F$	Kraft	$N$
$\vec{F}$	Kraftvektor	$N$
$f_c$	Umgebungsdichte entlang eines Streamers	$Hz$
$f_{Pho}$	Frequenz der Photonen	$Hz$
$f_{St}$	Strahlungsfrequenz	$Hz$
$h_p$	Planck'sche Wirkungsquantum	$Js$
$h_{pl}$	Höhe der elektrisch leitenden Platte	$m$
$I$	Elektrischer Strom	$A$
$I_{Büsch1-Büsch4}$	Teilströme in den jeweiligen Büschelsträngen	$A$
$I_{Gesamt}$	Gesamtstrom der Entladungsstrecke	$A$
$I_{Elektron}$	Abflussstrom der Elektronen	$A$
$I_{Photo}$	Photoemission	

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$J$	Elektrische Stromdichte	$\frac{A}{m^2}$
$k_c$	Coulomb-Konstante	$\frac{Vm}{As}$
$k_B T$	Thermische Energie	$J$
$L_S$	Streamer-Länge	$m$
$l_P$	Länge der elektrisch leitenden Platte	$m$
$M_{ce}$	Magnetisierung des entstehenden Plasmas	$\frac{A}{m}$
$m_e$	Magnetischer Moment eines Elektrons	$\frac{A}{m^2}$
$\vec{M}_{Dip}$	Drehmomentvektor	$Nm$
$N_G$	Gasdichte	$\frac{g}{l}$
$N_{ifG}$	Anzahl der ionischen funktionellen Gruppen pro Oberfläche	
$N_{Mol}$	Moleküle pro Volumeneinheit	$\frac{m^3}{mol}$
$n_A$	Anionen-Dichte	$\frac{g}{l}$
$n_e$	Elektronendichte	$\frac{g}{l}$
$n_{I+}$	Anzahl der positiven Ionen	
$n_{I-}$	Anzahl der negativen Ionen	
$n_i^{ch}$	Ionisationsfronten	
$O_{eff}$	Wirksame Oberfläche	$m^2$
$O_F$	Geschlossene Oberfläche des elektrischen Feldes über die elektrisch leitende Hohlkugel	$m^2$
$O_K$	Geschlossene Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel für die Betrachtung des elektrischen Feldes	$m^2$
$O_Z$	Oberfläche des elektrisch leitenden Hohlzylinders	$m^2$
$\vec{o}_F$	Differenzielle Fläche	$m^2$

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$P_0$	Neuer Bezugspunkt	
$P_1$	Startpunkt	
$P_2$	Zielpunkt	
$p$	Gasdruck	$Pa$
$\vec{p}_e$	Dipoldrehmoment	$Nm$
$Q$	Ladungseinheit	$C$
$+Q$	Positive elektrische Ladung (Punktladung)	$C$
$-Q$	Negative elektrische Ladung (Punktladung)	$C$
$Q_0$	Quellladung	$C$
$Q_1$	Probeladung	$C$
$Q_i$	Elektrische Punktladung	$C$
$Q_P$	Elektrische Ladung der Platte	$C$
$Q_{Pol}$	Ladungsmenge der Polarisierung	$C$
$+Q_{Pol}$	Positive Polarisierung	$C$
$-Q_{Pol}$	Negative Polarisierung	$C$
$R_F$	Ersatzwiderstand der Funkenentladungsstrecke	$\Omega$
$R_L$	Ersatzwiderstand des Leaders	$\Omega$
$R_{S1-S4}$	Ersatzwiderstände der Bündelstränge	$\Omega$
$r$	Abstand	$m$
$r_{AO}$	Abstand zwischen den beiden planaren entgegengesetzten Oberflächen	$m$
$r_F$	Abstandsvektor zu den jeweiligen elektrischen Punktladungen	$m$

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$r_k$	Radius eines Kreises	$m$
$r_{max}$	Maximaler Radius der Inception Cloud	$m$
$r_P$	Abstand zwischen den Ladungen	$m$
$r_{PB}$	Abstand zum Bezugspunkt	$m$
$r_{P1}$	Dicke des Dielektrikums ca. 0,1 mm	$m$
$r_{P2}$	Dicke des Dielektrikums min. 2 mm	$m$
$r_{Pl}$	Plattenabstand	$m$
$r_s$	Elektrodenabstand	$m$
$\vec{r}$	Abstandsvektor	$m$
$\vec{r}_i$	Abstandsvektor zu den jeweiligen Punktladungen	$m$
$\vec{r}_{Dip}$	Abstandsvektor der elektrischen Ladung im Dipol	$m$
$ \vec{r}_{Dip} $	Betrag des Abstandsvektors der elektrischen Ladung im Dipol	$m$
$\vec{r}_{PB}$	Abstandsvektor zum Bezugspunkt	$m$
$s$	Strecke	$m$
$S_T$	Abstandsvariable	$m$
$T_h$	Translationstemperatur	$K$
$T_v$	Schwingungstemperatur	$K$
$U$	Elektrische Spannung	$V$
$U_{12}$	Spannung zwischen den Punkten $P_1$ und $P_2$	$V$
$U_D$	Elektrische Durchschlagsspannung	$V$
$U_{Dmin}$	Minimale elektrische Durchschlagsspannung	$V$
$U_E$	Elektrische Spannung einer Gasentladungsstrecke	$V$

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$U_{Ob}$	Elektrische Oberflächenspannung	$V$
$V$	Volumen	$m^3$
$V_p$	Volumen innerhalb des Plattenkondensators	$m^3$
$v$	Geschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$v_{ce}$	Geschwindigkeit der Elektronen ohne Kollisionen	
$v_{drift}$	Mittlere Driftgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$v_R$	Reibungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$\vec{v}$	Strömungsvektor	$\frac{m}{s}$
$W_{Ab}$	Austrittsarbeit	$eV$
$W_{AbM}$	Austrittsarbeit des Metalls	$eV$
$W_{pho}$	Energie der Photonen	$J$
$W_I$	Ionisationsenergie	$J$
$W_{Io}$	Übertragungsenergie für die Ionisierung durch Strahlung	$J$
$W_{Pot}$	Potenzielle Energie	$J$
$T$	Temperatur	$K$
$t$	Zeit	$s$
$\bar{\alpha}$	Effektiver Ionisationskoeffizient pro Längeneinheit	
$\alpha_{To}$	Erster Townsend-Ionisationskoeffizient	
$\beta_{ii}$	Ionen-Ionen-Rekombinationskoeffizient	
$\beta_{To}$	Zweiter Townsend-Ionisationskoeffizient	
$\gamma_{Eu}$	Eulerkonstante	
$\gamma_{To}$	Dritter Townsend-Ionisationskoeffizient	

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\varepsilon_0$	Elektrische Feldkonstante	$\frac{As}{Vm}$
$\varepsilon_r$	Dielektrizitätskonstante	$\frac{F}{m}$
$\kappa$	Elektrische Leitfähigkeit	$\frac{S}{m}$
$\lambda_T$	Elektrische Ladungsinjektionstiefe	$m$
$\lambda_W$	Wellenlänge	$m$
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante	$\frac{N}{A^2}$
$\mu_e$	Koeffizient der Beweglichkeit von freien Elektronen	$\frac{m^2}{Vs}$
$\pi$	Kreiszahl	
$\rho$	Spezifischer elektrischer Widerstand	$\Omega m$
$\rho_{La}$	Ladungsdichteverteilung	$\frac{C}{m^2}$
$\sigma$	Elektrische Leitfähigkeit	$\frac{S}{m}$
$\sigma_e$	Elektrische Oberflächenladungsdichte	$\frac{C}{m^2}$
$\sigma_P$	Elektrische Leitfähigkeit des Plasmas	$\frac{S}{m}$
$\tau_R$	Dielektrische Relaxationszeit	$s$
$\Phi_E$	Elektrischer Fluss des elektrischen Feldes	$\frac{C}{m^2}$
$\vec{\Phi}_E$	Elektrischer Flussvektor	$\frac{C}{m^2}$
$\vec{\Phi}_F$	Durchfluss an Flüssigkeit pro Zeiteinheit	$\frac{1}{m^2}$
$\phi$	Elektrisches Potential	$V$
$\phi(r)$	Elektrisches Potential abhängig vom Radius	$V$
$\phi_0$	Elektrisches Oberflächenpotential	$V$
$\phi_1$	Elektrisches Potential Platte 1	$V$
$\phi_2$	Elektrisches Potential Platte 2	$V$

## Symbolverzeichnis

---

<b>Symbol</b>	<b>Beschreibung</b>	<b>Einheit</b>
$\phi_{P_1}$	Elektrisches Potential zwischen den Punkten von $P_1$ nach $P_0$	$V$
$\phi_{Va}$	Elektrostatistisches Potential in der Nähe der Materialoberfläche	$V$
$\phi_W$	Elektrisches Potential einer Ladungswolke	$V$
$\omega_{ce}$	Frequenz der Elektronen die ohne Kollisionen um die Magnetfeldlinien kreisen	$Hz$



## **Tabellenverzeichnis**

Tabelle 6.1.1: Elektrische Eigenschaften des Materials Teflon.....	180
Tabelle 6.1.2: Elektrische Eigenschaften des Materials PA6.....	180
Tabelle 6.3.1: Eine beispielhafte Zusammenfassung der Einflüsse auf die Zündfähigkeit von Büschelentladungen .....	194



## Ausführungen zu den Grundprinzipien der Elektrostatik

Im Folgenden werden detaillierte Beschreibungen zu den Inhalten des dritten Kapitels dargelegt. Die Nachvollziehbarkeit der im Hauptteil gezogenen Folgerungen sowie die Möglichkeit, sich weiter in die Elektrostatik einzuarbeiten, um die Grundprinzipien der Elektrostatik auch auf die Bewertung der Zündfähigkeit von Gasentladungen anzuwenden, werden dadurch gewährleistet.

### Abschnittsverzeichnis Anhang

<b>I.I Gaußsches Gesetz und die 1. Maxwell-Gleichung</b> .....	<b>XL</b>
I.I.I Elektrische Feldstärke einer elektrischen Punktladung .....	XL
I.I.II Elektrische Ladungsdichte .....	XLIII
I.I.III Anwendung des Gaußschen Integralsatzes .....	XLV
I.I.IV Die 1.Maxwell-Gleichung .....	XLVI
<b>I.II Herleitung des erzeugten elektrischen Feldes einer potenziellen Energie mit dem Bezugspunkt im Unendlichen</b> .....	<b>XLVIII</b>
<b>I.III Poisson-Gleichung</b> .....	<b>L</b>
<b>I.IV Elektrisch leitender Hohlzylinder</b> .....	<b>LI</b>
<b>I.V Die Kapazität eines Kondensators</b> .....	<b>LVI</b>
<b>I.VI Energiegehalt des Plattenkondensators</b> .....	<b>LVII</b>
<b>I.VII Kugelkondensator</b> .....	<b>LXI</b>
<b>I.VIII Orientierungspolarisation</b> .....	<b>LXIV</b>
<b>I.IX Herleitung der Polarisationsgrenzflächenladungsdichte</b> .....	<b>LXX</b>
<b>I.X Verschiebungspolarisation</b> .....	<b>LXXI</b>
<b>Literaturverzeichnis des Anhangs</b> .....	<b>LXXV</b>
<b>Abbildungsverzeichnis des Anhangs</b> .....	<b>LXXVII</b>
<b>Symbolverzeichnis des Anhangs</b> .....	<b>LXVIX</b>

## I.1 Gaußsche Gesetz und die 1. Maxwell-Gleichung

Die Maxwell-Gleichungen stellen eine fundamentale Säule der Elektrodynamik dar, welche auch die Elektrostatik beinhaltet. Folglich kann die Elektrostatik als wesentlicher Bestandteil der Elektrodynamik bezeichnet werden. Die 1. Maxwell-Gleichung spielt daher eine grundlegende Rolle bei der Betrachtung elektrostatischer Phänomene. Die Ableitung erfolgt aus dem Gaußschen Gesetz sowie unter Zuhilfenahme des Gaußschen Integralsatzes. Damit lässt sich die elektrische Feldstärke an beliebigen Flächen betrachten, zum Beispiel an einer elektrischen Ladungslawine.

Im ersten Schritt wird das Gaußsche Gesetz über die elektrische Feldstärke einer elektrischen Punktladung hergeleitet. Im Anschluss wird die Bestimmung der elektrischen Ladungsdichte hergeleitet, indem das Gaußsche Integralgesetz auf die elektrische Feldstärke einer elektrischen Punktladung angewendet wird. Dies ermöglicht schließlich die Diskussion zu 1. Maxwell-Gleichung.

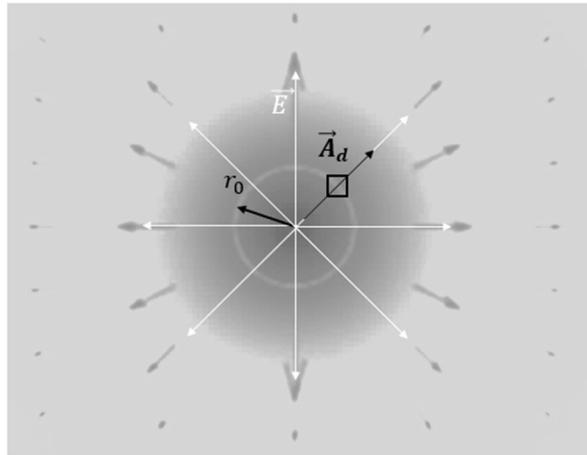
### I.1.1 Elektrische Feldstärke einer elektrischen Punktladung

Unter Zuhilfenahme des Resultats aus dem Abschnitt 3.1.3 des Haupttextes lässt sich der elektrische Fluss einer elektrischen Punktladung bestimmen. In einem nächsten Schritt ist die elektrische Kraft zu ermitteln, die durch das elektrische Feld der elektrischen Punktladung auf der geschlossenen, konzentrischen Oberfläche ausgeübt wird.

Dazu wird die Definition der elektrischen Feldstärke auf eine elektrische Punktladung angewendet, so ergibt sich nach dem Coulomb-Gesetz die von der Quellladung  $Q_0$  ausgehende elektrische Feldstärke:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{\vec{r}^2} \quad \text{I.1.1}$$

Um den elektrischen Fluss zu bestimmen, der von der Quellladung  $Q_0$  in Abbildung I.1.1 ausgeht, muss die geschlossene Oberfläche der Quellladung bestimmt werden. Diese Oberfläche entspricht einer Kugel.



- $\vec{A}_d$  = Differenzieller Flächenvektor
- $\vec{E}$  = Elektrische Feldstärke
- +Q = Positive elektrische Ladung einer Quellladung
- $r_0$  = Radius der Quellladung

Abbildung I.1.1 Quellladung mit der Angabe des Radius und den dazugehörigen Vektoren

Die Oberfläche der Quellladung ist somit eine geschlossene Fläche. Damit kann, wie in Gleichung 3.1.9 in dem Haupttext der Dissertationsschrift beschrieben, über ein geschlossenes Flächenintegral der elektrische Fluss über die Fläche  $A$ , die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  und der differentieller Flächenvektor  $\vec{A}_d$  bestimmt werden.

Für den elektrischen Fluss auf der Oberfläche einer konzentrischen Kugel  $A$  kann eine einfache Definition des Integrals über die Oberfläche verwendet werden:

$$\vec{\Phi}_E = \oiint_A \vec{E} \cdot d\vec{A}_d = \lim_A \sum \vec{E} \cdot \Delta \vec{A}_d \quad \text{I.1.II}$$

Da die zu betrachtenden differentiellen Flächenvektoren  $\vec{A}_d$  aus Abbildung I.1.1 parallel zu den Vektoren der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  liegen und die Vektoren der elektrischen Feldstärke rechtwinklig durch die konzentrischen Kugeloberflächen gehen, entwickelt sich aus dem Vektorprodukt ein Skalarprodukt.

$$\vec{E} \cdot \Delta \vec{A}_d = |\vec{E}| \cdot \Delta A_d \quad \text{I.1.III}$$

Damit ergibt sich:

$$\vec{\Phi}_E = \oiint_A \vec{E} \cdot d\vec{A}_d = \lim_A \vec{E} \cdot \Delta \vec{A}_d = |\vec{E}| \cdot \lim_A \Delta A_d \quad \text{I.1.IV}$$

Die Bestimmung des Betrages von  $|\vec{E}|$  kann aus Gleichung I.I.I übernommen werden. Da hier die Oberfläche der Quellladung eine konzentrische Kugel darstellt, kann der Kugelradius  $r_0$  direkt in die Betragsbestimmung eingesetzt werden.

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{r_0^2} \quad \text{I.I.V}$$

Die Kugeloberfläche ergibt sich, wenn der Limes aus Gleichung I.I.IV betrachtet wird.

$$\lim_A \Delta A_d = 4\pi r_0^2 \quad \text{I.I.VI}$$

Werden nun die Teilergebnisse aus den Gleichungen I.I.V und I.I.VI in die Herleitung der Gleichung I.I.IV eingesetzt, so ergibt sich der Quellfluss, der aus der Quellladung entspringt.

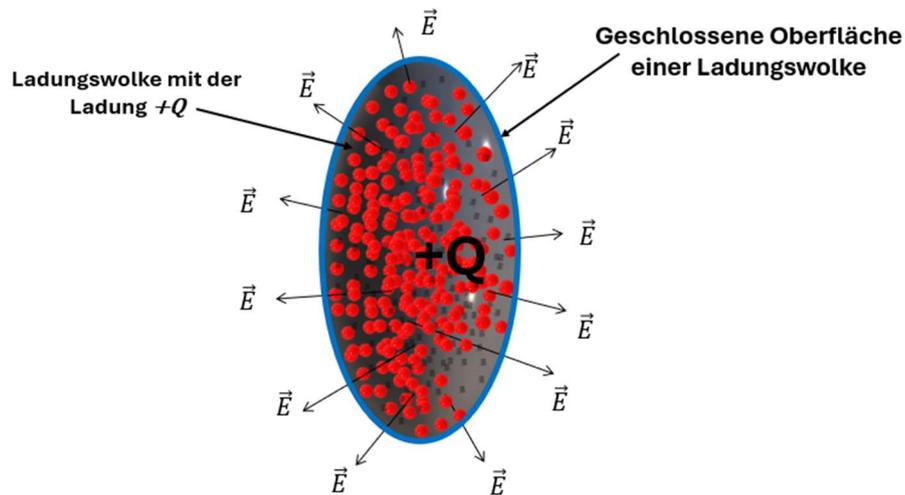
$$\Phi_E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{r_0^2} \cdot 4\pi r_0^2 = \frac{Q_0}{\epsilon_0} \quad \text{I.I.VII}$$

Die Berechnung des Quellflusses mit der Gleichung I.I.VII entspricht dem Gaußschen Gesetz.

Durch die Anwendung des Gaußschen Integralsatzes auf das Gaußsche Gesetz lässt sich die erste Maxwell-Gleichung ableiten, welche Diskussionen auf beliebigen geschlossenen Oberflächen, wie beispielsweise über die Fläche einer elektrischen Ladungslawine (siehe Abbildung I.I.II), ermöglicht.

Die erste Maxwell-Gleichung besagt, dass das elektrische Feld und die elektrische Ladung in einem festen Verhältnis zueinander stehen. Diese Beziehung stellt eine grundlegende Voraussetzung für die weiteren Grundprinzipien dar.

Die Bestimmung der elektrischen Feldstärke, welche zur Gasentladung an einer elektrostatisch aufgeladenen dielektrischen Oberfläche führt, kann mittels des Gaußschen Gesetzes aus Gleichung I.I.VII mit der Feldkonstante  $\epsilon_0$ , auch als Dielektrizitätskonstante des Vakuums bezeichnet, erfolgen.



$\vec{E}$  = Elektrische Feldstärkevektoren der Ladungswolke

Abbildung I.1.II Darstellung einer Ladungswolke im Raum umschlossen von einer Fläche

### I.1.II Elektrische Ladungsdichte

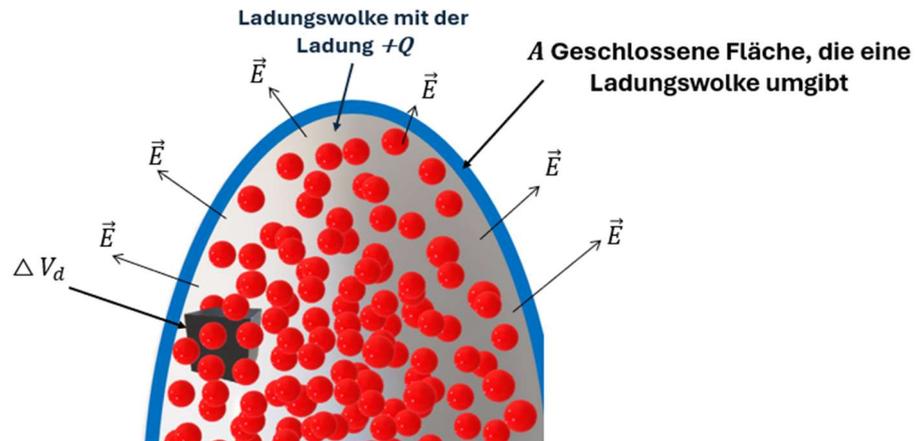
Die Kenntnis der elektrischen Ladungsdichte an einer Oberfläche ist von grundlegender Bedeutung für die Bestimmung der elektrischen Energie, die an dieser Oberfläche gespeichert werden kann. Die Berechnung der elektrischen Energie, die bei einer Gasentladung zwischen einer akkumulierten Oberfläche eines Nichtleiters (Isolators) und einer leitfähigen Elektrode freigesetzt wird, ist durch die Bestimmung der elektrischen Oberflächenladungsdichte möglich.

Die elektrische Ladungsdichte kann für ein Volumen (Raumladungsdichte  $\rho_e$ ) sowie für eine Oberfläche (Oberflächenladungsdichte  $\sigma_e$ ) bestimmt werden.

Die Bestimmung der elektrischen Raumladungsdichte  $\rho_e$  erfordert die Ermittlung der räumlich ausgedehnten elektrischen Ladungsverteilung in einem Volumen  $\Delta V$ . Sie ist eine skalare Größe und gibt den Anteil der elektrischen Ladung  $\Delta Q$  pro Volumenausschnitt  $\Delta V_d$  an, wie in Abbildung I.1.III dargestellt.

$$\rho_e = \frac{\Delta Q}{\Delta V_d}$$

I.1.VIII



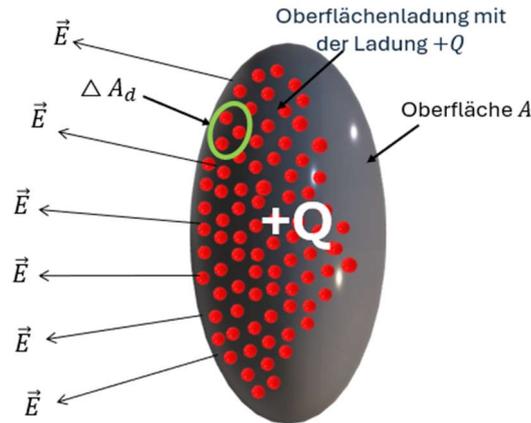
$A$  = Geschlossene Fläche, die eine Ladungswolke umgibt  
 $\vec{E}$  = Elektrische Feldstärkevektoren der Ladungswolke  
 $+Q$  = Positive Ladung in einer Ladungswolke  
 $\Delta V_d$  = Volumenausschnitt

Abbildung I.1.III Ausschnitt aus der elektrischen Ladungswolke aus der Abbildung I.1.II mit der Skizzierung eines Volumenausschnitts und dessen elektrischen Ladungsinhalts

Die Bestimmung der gesamten elektrischen Ladung in der Ladungswolke erfolgt durch Zusammenfassung der Summe aller einzelnen Volumeneinheiten mittels eines Volumenintegrals.

$$Q = \iiint_V \rho_e dV_d \quad \text{I.1.IX}$$

Die zuvor dargestellte Analogie lässt sich auch auf die elektrische Oberflächenladungsdichte  $\sigma_e$  anwenden, wobei nicht das Volumen, sondern die Oberfläche betrachtet wird.



$A$  = Geschlossene Fläche, die eine Oberfläche umgibt

$\Delta A_d$  = Flächenausschnitt

$\vec{E}$  = Elektrische Feldstärkevektoren der elektrischen Ladungsfläche

$+Q$  = Positive elektrische Ladung auf einer Oberfläche

Abbildung I.1.IV Darstellung einer elektrischen Oberflächenladung auf einer Nichtleiteroberfläche

Wie in Abbildung I.1.IV dargestellt, kann die elektrische Oberflächenladungsdichte mit

$$\sigma_e = \frac{\Delta Q}{\Delta A_d} \quad \text{I.1.X}$$

bestimmt werden.

Unter Anwendung des bisher hergeleiteten Ergebnisses auf das Gaußsche Gesetz gemäß Gleichung I.1.I. lässt sich folgende Gleichung ableiten:

$$\Phi_E = \frac{Q}{\epsilon_0} = \iiint_V \frac{\rho_e}{\epsilon_0} dV_d \quad \text{I.1.XI}$$

Das so erhaltene Resultat kann unter Zuhilfenahme des Gaußschen Integralsatzes auf das Gaußsche Gesetz übertragen werden. Im Folgenden wird diese Vorgehensweise erläutert.

### I.1.III Anwendung des Gaußschen Integralsatzes

Der elektrische Fluss kann mithilfe der Gleichung I.1.II bestimmt werden. Allerdings ist hierbei zu beachten, dass das Ergebnis durch ein geschlossenes Flächenintegral ermittelt werden muss.

Bei einer Betrachtung des elektrischen Flusses in Analogie zur Hydromechanik kann die elektrische Feldstärke als unkomprimierte Flüssigkeit und der geschlossene Raum als Querschnitt einer Rohrleitung angesehen werden. In Konsequenz dessen lässt sich ableiten, dass der elektrische Fluss durch die elektrische Feldstärke determiniert wird, welche auf eine geschlossene Fläche einwirkt. Folglich kann der elektrische Fluss auch mithilfe eines geschlossenen Integrals berechnet werden. In diesem Zusammenhang wird ein geschlossenes Flächenintegral durch den geschlossenen Rand eines Volumens definiert.

$$\vec{\Phi}_E = \oiint_A \vec{E} d\vec{A}_d = \oiint_{Rand(V)} \vec{E} d\vec{A}_d \quad \text{I.I.XII}$$

Es kann festgestellt werden, dass das Resultat, welches aus der Gleichung I.I.XIII hervorgeht, mit dem Resultat aus der Gleichung I.I.II übereinstimmt.

$$\vec{\Phi}_E = \iiint_V \frac{\rho_e}{\epsilon_0} dV_d = \oiint_{Rand(V)} \vec{E} d\vec{V}_d \quad \text{I.I.XIII}$$

Die Kernaussage des Gaußschen Integralsatzes lässt sich wie folgt zusammenfassen:

$$\iiint_V \text{div}\vec{E} dV_d = \oiint_{Rand(V)} \vec{E} d\vec{A}_d \quad \text{I.I.XIV}$$

Die Divergenz eines Vektors z.B. von  $\vec{E}$  kann mit

$$\text{div}\vec{E} = \frac{\partial E_1}{\partial x_1} + \frac{\partial E_2}{\partial x_2} + \frac{\partial E_3}{\partial x_3} \quad \text{I.I.XV}$$

definiert werden. Daraus lässt sich schließen, dass die Divergenz des Vektors  $\vec{E}$  ein Skalar ist. Der Gaußsche Integralsatz liefert somit die Grundlage für die 1. Maxwell-Gleichung.

### I.I.IV Die 1. Maxwell-Gleichung

Durch Gleichsetzung der Gleichungen I.I.XI und I.I.XIV kann die 1. Maxwell-Gleichung hergeleitet werden.

In Konsequenz dessen lässt sich ableiten:

$$\iiint_V \operatorname{div} \vec{E} \, dV_d = \iiint_V \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \, dV_d \quad \text{I.I.XVI}$$

In Übereinstimmung mit den Resultaten der Gleichungen für beliebige Volumina zeigt die Divergenz des Vektors der elektrischen Feldstärke eine Übereinstimmung mit der Divergenz des Vektors der elektrischen Feldstärke. Dies erlaubt eine Glättung der Integranden. In Konsequenz dessen lässt sich die 1. Maxwell-Gleichung in der komplexen Differenzialform ableiten.

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \quad \text{I.I.XVII}$$

Wird ein sehr kleines Volumen betrachtet, welches nun auf das Volumen  $\Delta V_d$  reduziert wird, so lässt sich folgende Gleichung aufstellen:

$$\oiint_{\operatorname{Rand}(V)} \vec{E} \, d\vec{A}_d = \iiint_V \operatorname{div} \vec{E} \, dV_d \quad \text{I.I.XVIII}$$

Eine Fortführung des Gedankengangs ergibt:

$$\oiint_{\operatorname{Rand}(\Delta V_d)} \vec{E} \, d\vec{A}_d = \iiint_{\Delta V_d} \operatorname{div} \vec{E} \, dV_d = \operatorname{div} \vec{E} \, \Delta V_d \quad \text{I.I.XIX}$$

Mit der Umstellung auf  $\operatorname{div} \vec{E}$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\Delta V_d} \cdot \oiint_{\operatorname{Rand}(\Delta V_d)} \vec{E} \, d\vec{A}_d \quad \text{I.I.XX}$$

ergibt die Aussage der 1. Maxwell-Gleichung.

In Konsequenz dessen kann festgehalten werden, dass die Divergenz der elektrischen Feldstärke die elektrische Feldstärke pro Volumeneinheit ist und als elektrische Queldichte bezeichnet wird. Analog dazu wird die elektrische Ladungseinheit pro Volumeneinheit als elektrische Ladungsdichte bezeichnet.

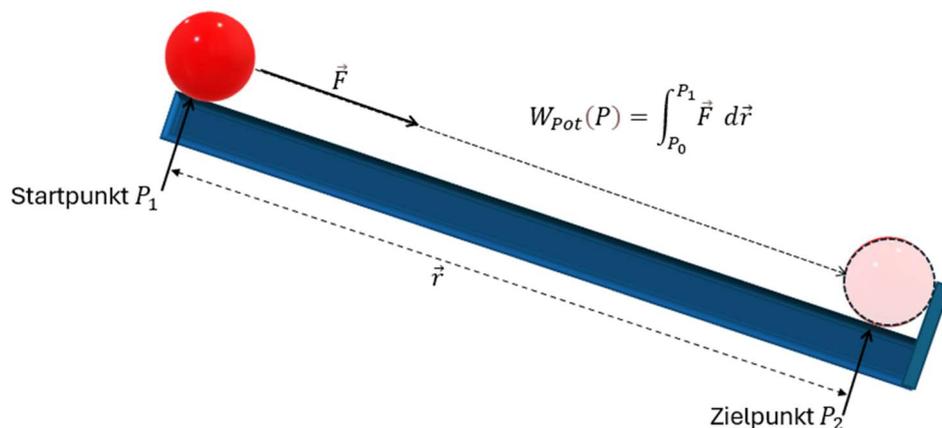
Die 1. Maxwell-Gleichung besagt, dass die elektrische Quelledichte im betrachteten Raum in einem festen Verhältnis zur elektrischen Ladungsdichte steht. Das Verhältnis wird durch die elektrische Feldkonstante  $\epsilon_0$  bestimmt.

Die Divergenz der elektrischen Feldstärke gibt demnach die elektrische Quelledichte an, welche die Intensität des elektrischen Flusses innerhalb des durch die betrachtete Oberfläche begrenzten Volumens beschreibt.

### I.II Herleitung des erzeugten elektrischen Feldes einer potenziellen Energie mit dem Bezugspunkt im Unendlichen

Bei der Annahme eines unendlichen Bezugspunktes für eine Quellladung  $Q_0$  kann das elektrische Feld an diesem Punkt keine Wirkung mehr auf eine Probeladung  $Q_1$  ausüben, sodass die potenzielle elektrische Energie an diesem Punkt gleich null ist.

In der vorliegenden, vereinfachten Darstellung wird davon ausgegangen, dass die Kugel aus Abbildung I.II.I ihr Ziel erreicht und die ihr zugewiesene Arbeit verrichtet hat. Infolgedessen ist keine potenzielle Energie mehr vorhanden.



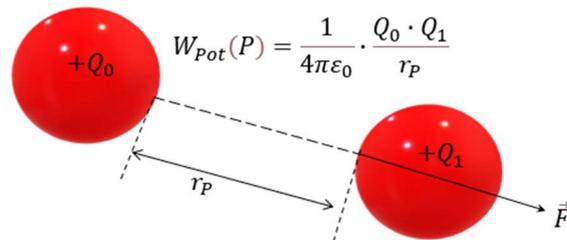
$\vec{F}$  = Kraftvektor

$\vec{r}$  = Wegvektor der Bahn

$W_{pot}(P)$  = Potenzielle Energie

Abbildung I.II.I Vereinfachte Kugelbahn zur Bestimmung der potenziellen Energie  $W_{pot}(P)$

Eine Erweiterung der Gleichung 3.2.2 aus dem Abschnitt 3.2 des Hauptteils der Dissertationsschrift ergibt sich durch Berücksichtigung des Startpunkts auf der Oberfläche der Quellladung  $Q_0$  und des Radius  $r_0$  der Quellladung aus Abbildung I.II.II. Der Startpunkt stellt den Ausgangspunkt für die Betrachtung der potenziellen Energie dar und wird im Integral berücksichtigt.



$\vec{F}$  = Kraftvektor  
 $+Q_0$  = Quellladung,  $+Q_1$  = Probeladung  
 $r_P$  = Abstandsvektor  
 $W_{Pot}(P)$  = Potenzielle Energie  
 $\epsilon_0$  = elektrische Feldkonstante

Abbildung I.II.II Darstellung der potenziellen elektrischen Energie bei Punktladungen mit gleichnamiger elektrischer Ladung

Zur Verbesserung der Lesbarkeit wird der Wert von  $r_0$  mit dem des Radius  $r_P$  gleichgesetzt.

$$r_0 = r_P \quad \text{I.II.I}$$

Die Berechnung der elektrischen Kraft erfolgt gemäß dem Coulomb-Gesetz in skalarer Schreibweise:

$$W_{Pot}(P) = - \int_{r_1=\infty}^{r_P} F \, dr = - \int_{r_1=\infty}^{r_P} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0 \cdot Q_1}{r^2} \, dr \quad \text{I.II.II}$$

In der vorliegenden Untersuchung wird der Ansatz verfolgt, die konstanten Faktoren vor die Berechnung des Integrals zu setzen.

$$W_{Pot}(P) = - \frac{Q_0 \cdot Q_1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{r_1=\infty}^{r_P} \frac{1}{r^2} \, dr \quad \text{I.II.III}$$

Die Auflösung des Integrals führt zu folgender Darstellung:

$$\int_{r_1=\infty}^{r_0} \frac{1}{r^2} \, dr = - \frac{1}{r} \quad \text{I.II.IV}$$

Unter der Voraussetzung, dass  $r_P = r$  gleichgesetzt werden kann, lässt sich aus Gleichung I.II.II ableiten:

$$W_{Pot}(P) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0 \cdot Q_1}{r_P} \quad \text{I.II.V}$$

Die Resultate legen nahe, dass die Probeladung  $Q_1$  im von der Quellladung generierten elektrischen Feld eine potenzielle elektrische Energie aufweist, die unter anderem vom Abstandsradius  $r_p$  abhängt.

### I.III Poisson-Gleichung

Unter Berücksichtigung des Ergebnisses der Gleichung 3.2.14 aus dem Hauptteil der Dissertationsschrift als Grundlage für die Divergenz in der 1. Maxwell-Gleichung lässt sich eine Divergenz aus dem Gradienten des elektrischen Potentials ableiten.

Die Überleitung aus der Gleichung I.I.X für die Divergenz und aus der Gleichung I.I.II für den Gradienten führt zu folgender Überlegung:

$$-div(\text{grad } \phi) = \frac{\rho_E}{\varepsilon_0} \quad \text{I.III.I}$$

Das Ergebnis ist eine Divergenz, die sich als Gradient manifestiert. Dies impliziert, dass aus einem Skalar ein Vektor wird, welcher anschließend durch die Divergenz wieder in einen Skalar transformiert wird. Das Resultat belegt, dass:

$$div(\text{grad } \phi) = \nabla^2 \phi = \Delta \phi \quad \text{I.III.II}$$

ergibt.

Im Rahmen dieser Betrachtung wird der Laplace-Operator  $\Delta$  eingeführt. Es ist von essenzieller Bedeutung, eine Verwechslung mit dem Delta-Operator  $\Delta$  zu vermeiden.

In Konsequenz dessen lässt sich die folgende Aussage ableiten:

$$\Delta \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r_1^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r_2^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r_3^2} \quad \text{I.III.III}$$

Aus den Gleichungen I.III.II und I.III.III lässt sich eine weitere Grundgleichung ableiten, die Poisson-Gleichung:

$$\Delta \phi = -\frac{\rho_E}{\varepsilon_0} \quad \text{I.III.IV}$$

Die Poisson-Gleichung erlaubt die Verwendung eines skalaren Potentials und stellt somit gegenüber der wesentlich komplexer formulierten 1. Maxwell-Gleichung einen entscheidenden Vorteil dar.

Die Aufstellung kann wesentlich allgemeiner formuliert werden. Allerdings ist zu beachten, dass die Poisson-Gleichung lediglich für konservative, zeitunabhängige elektrische Felder gilt.

Die Lösung der Poisson-Gleichung erlaubt somit die Bereitstellung einer skalaren Ortsfunktion als Lösung für gegebene elektrische Ladungsdichten.

Für den ladungsfreien Raum, beispielsweise im Vakuum, lässt sich schließlich folgende Lösung ableiten:

$$\rho_E = 0 \Rightarrow \Delta\phi = 0 \qquad \text{I.III.V}$$

Dies ist die Laplace-Gleichung für die Elektrostatik, auch bekannt als homogene Poisson-Gleichung.

Die Poisson-Gleichung beschreibt ebenfalls ein Grundprinzip der Elektrostatik. Im ladungsfreien Raum reduziert sie sich auf die Laplace-Gleichung.

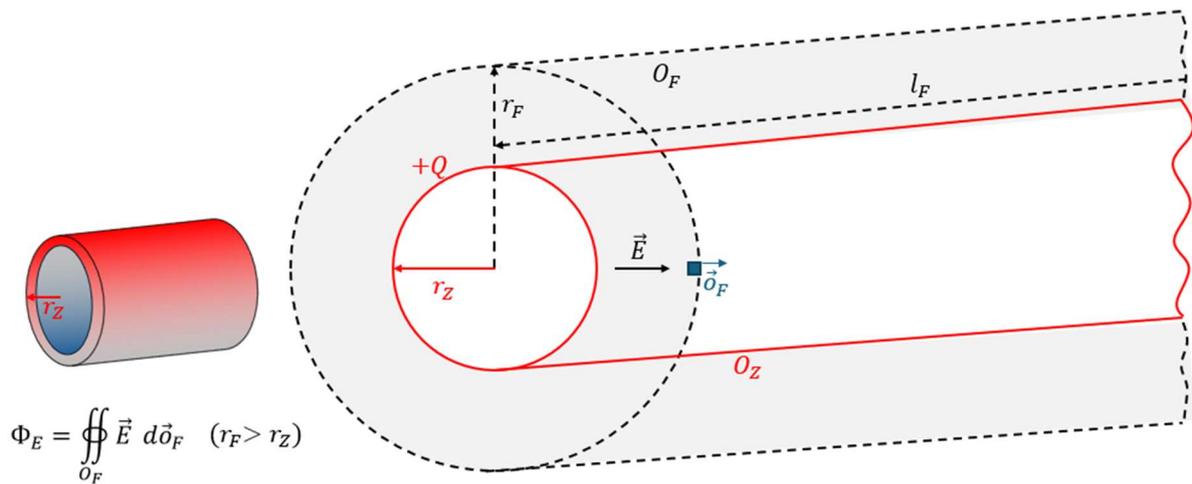
Beide Gleichungen sind partielle Differentialgleichungen und stellen wichtige Grundgleichungen der Elektrostatik dar.

### **I.IV Elektrisch leitender Hohlzylinder**

Das Verfahren für den elektrisch leitfähigen geladenen Hohlzylinder (siehe Abbildung I.IV.1) entspricht dem für die elektrisch leitfähige geladene Hohlkugel.

Über den elektrisch leitenden Hohlzylinder wird eine zylindrische Fläche wie bei der elektrisch leitenden Hohlkugel gelegt und mit  $O_F$  bezeichnet.

Im Gegensatz zur elektrisch leitenden Hohlkugel wird hier ein sehr langer elektrisch leitender Zylinder angenommen. Die Grenzen des elektrisch leitenden Zylinders reichen weit über den betrachteten Bereich hinaus, damit die störenden Randbedingungen des elektrisch leitenden Zylinders keine Auswirkungen haben.



$O_F$  = Umschließende Mantelfläche für die Bestimmung des elektr. Feldes

$d\vec{O}_F$  = Differenzielle Fläche auf der umschließenden Mantelfläche für die Bestimmung des elektr. Feldes

$r_F$  = Radius der umschließenden Mantelfläche für die Bestimmung des elektr. Feldes

$l_F$  = Länge der umschließenden Mantelfläche für die Bestimmung des elektr. Feldes

$r_Z$  = Radius des elektrisch leitenden Hohlzylinders

$O_Z$  = Oberfläche des elektrisch leitenden Hohlzylinders für die Betrachtung des elektr. Feldes

$+Q$  = Gleichmäßig verteilte positive elektrische Ladung auf der Oberfläche des elektr. leitenden Zylinders

$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

$\Phi_E$  = Elektrischer Fluss des elektrischen Feldes

Abbildung I.IV.1 Schematische Darstellung eines elektrisch leitenden Hohlzylinders

Wie bei der elektrisch leitenden Hohlkugel wird auch beim elektrisch leitenden Hohlzylinder (siehe Abbildung I.IV.1) eine zylindrische Oberfläche über die elektrisch leitende Oberfläche des Hohlzylinders konstruiert. Folglich kann bei der Ermittlung der elektrischen Feldstärke und des elektrischen Potentials auf der Oberfläche des elektrisch leitenden Hohlzylinders die Materialstärke vernachlässigt werden.

Zur Bestimmung des elektrischen Flusses im Zwischenraum zwischen dem elektrisch leitfähigen und geladenen Hohlzylinder und der darüber konstruierten Fläche wird Gleichung I.IV.1 angewendet. Bei der Bestimmung des geschlossenen Integrals ist zu berücksichtigen, dass die Vektoren der Differentialoberflächen parallel zu den Vektoren der elektrischen Feldstärken liegen.

Das Ergebnis ist die Zylinderoberfläche als geschlossene Fläche des Integrals. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Vektoren der Differentialoberflächen parallel zu den Vektoren der elektrischen Feldstärken liegen, lässt sich das geschlossene Integral bestimmen. Die resultierende geschlossene Fläche des Integrals entspricht der Zylinderoberfläche.

Im Folgenden wird die elektrische Feldstärke lediglich als Skalarwert berücksichtigt. Demnach lässt sich feststellen, dass

$$\Phi_E = \oiint_{O_F} \vec{E} \cdot d\vec{o}_F = 2\pi r_F \cdot |\vec{E}| \quad \text{I.IV.I}$$

der elektrische Fluss durch die geschlossene konstruierte Oberfläche zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke ist. Dieser Ansatz erlaubt die Bestimmung des elektrischen Flusses innerhalb des Zwischenraums zwischen der elektrisch leitenden Zylinderoberfläche und der konstruierten Zylinderoberfläche zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke.

Die Fläche des konstruierten (konzentrischen) Zylinders wird mit  $O_F$  bezeichnet. Die Länge des Zylinders  $l_F$ , die als Bezugspunkt dient, wird in diesem Fall nicht als unendlich angenommen, was sich im weiteren Verlauf als nützlich erweisen wird. Die Länge wird jedoch mit einer großen Ausdehnung angenommen, sodass die Ränder des Zylinders nicht berücksichtigt werden müssen. Obgleich sie als störend empfunden werden können, haben sie bei der hier betrachteten Methode keinen Einfluss.

Die Bestimmung der elektrischen Flussdichte im Zwischenraum zwischen dem elektrisch leitenden Hohlzylinder und dem darüber konstruierten Zylinder erfordert die Kenntnis des Radius  $r_F$  des konstruierten Zylinders sowie der Ladungseinheit pro Länge  $\lambda_L$ .

Die Berechnung des elektrischen Flusses durch den konzentrischen Zylinder erfolgt gemäß der Gleichung:

$$\phi = const \Rightarrow |\vec{E}| = -grad\phi = 0 \quad \text{I.IV.II}$$

Dabei wird berücksichtigt, dass sich der elektrische Fluss im Zwischenraum befindet. Es wird angenommen, dass  $(r_F > r_Z)$  gilt und ein geschlossenes Flächenintegral zugrunde gelegt wird.

Um das genannte Integral zu bestimmen, müssen die Vektoren der elektrischen Feldstärke und der Differentialflächen  $O_F$  parallel verlaufen, sodass die elektrische Feldstärke als Betrag über der Fläche aufgefasst werden kann. Die zu betrachtende Fläche des Zylinders lässt sich wie folgt bestimmen:

$$A_F = 2\pi r_F l_Z \quad \text{I.IV.III}$$

Nach Auflösen des Integrals und unter der Berücksichtigung, dass  $r_F > r_Z$  ist, ergibt sich für einer geschlossenen Fläche

$$\Phi_E = \oiint_{A_F} |\vec{E}| d\vec{r} = 2\pi r_F l_Z \cdot E \quad \text{I.IV.IV}$$

In der Folge findet erneut das Gaußsche Gesetz Anwendung, wobei für  $Q$  auf dem elektrisch leitenden Hohlzylinder als Einheit der elektrischen Ladung pro Längeneinheit  $\lambda_L$  eingesetzt wird.

$$\Phi_E = \frac{Q}{\varepsilon_0} = \frac{\lambda_L \cdot l_Z}{\varepsilon_0} \quad \text{I.IV.V}$$

Die Ermittlung der Feldstärke erfolgt durch einen Vergleich der Gleichungen I.IV.IV und I.IV.V. Des Weiteren lässt sich die Beziehung  $r_F > r_Z$  ableiten.

$$\Phi_E = \oiint_{A_F} |\vec{E}| d\vec{r} = \frac{\lambda_L \cdot l_Z}{\varepsilon_0} = 2\pi r_F l_Z \cdot E \Rightarrow \frac{\lambda_L}{\varepsilon_0} = 2\pi \cdot r_F \cdot E \quad \text{I.IV.VI}$$

$$E = \frac{\lambda_L}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r_F} \quad \text{I.IV.VII}$$

Die Ermittlung des elektrischen Potentials erfolgt beim elektrisch leitenden Hohlzylinder in einer analogen Vorgehensweise zur Bestimmung des elektrischen Potentials bei der elektrisch leitenden Hohlkugel.

Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass der Bezugspunkt beim elektrisch leitenden Hohlzylinder nicht im Unendlichen liegt.

$$\phi(r) = - \int_{r_Z}^{r_F} \frac{\lambda_L}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r} dr = - \frac{\lambda_L}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{r_F}{r_Z} \quad \text{I.IV.VIII}$$

Nach der Lösung des Integrals in Gleichung I.IV.VIII wird ersichtlich, dass der Bezugspunkt  $r_F \rightarrow \infty$  nicht als unendlich angenommen werden darf. Andernfalls ergeben sich Schwierigkeiten bei der Lösung des Logarithmus in Gleichung I.IV.VIII.

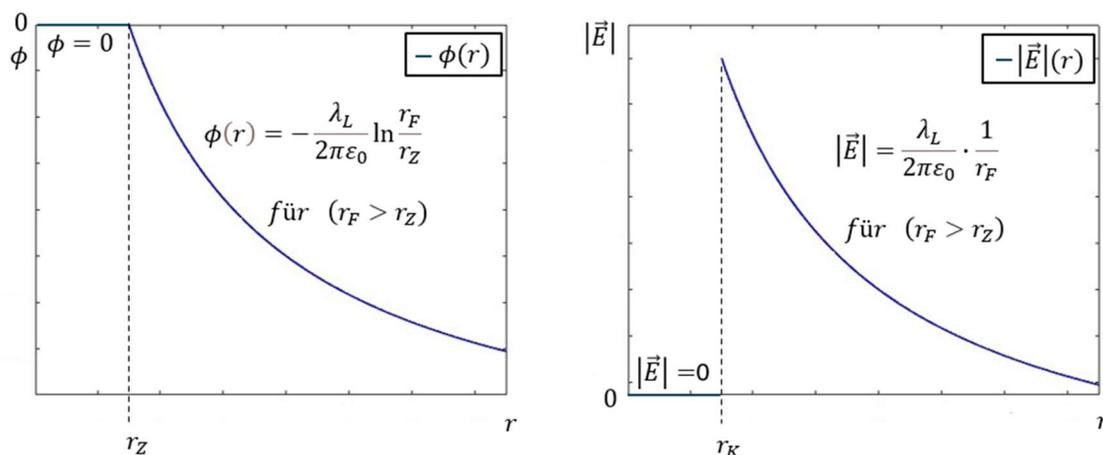
Auch hier kann die Oberfläche des leitfähigen, aufgeladenen Zylinders als Äquivalenzfläche betrachtet werden, an der sich keine elektrische Ladung im Innenraum befindet, sondern lediglich an der Oberfläche. Da keine elektrische Ladung vorhanden ist, kann auch keine elektrische Ladungsdichte gemäß der Poisson-Gleichung ermittelt werden.

$$Q = 0 \Rightarrow \rho_E = 0 \quad \text{I.IV.IX}$$

Aus der Bedingung  $r_F > r_Z$  folgt:

$$\Delta\phi = 0 \Rightarrow |\vec{E}| = -\text{grad}\phi = 0 \quad \text{I.IV.X}$$

Die in Abbildung I.IV.II dargestellten Diagramme veranschaulichen, dass im Inneren des elektrisch leitenden Hohlzylinders, ähnlich wie bei der elektrisch leitenden Hohlkugel, kein elektrisches Feld vorhanden ist. Infolgedessen kann das Prinzip des Faraday'schen Käfigs auch hier angewendet werden.



- $|\vec{E}|$  = Betrag des elektrischen Feldstärkevektors
- $r$  = Abstand vom Mittelpunkt des elektrisch leitenden Hohlzylinders
- $r_F$  = Radius der geschlossenen Oberfläche des elektr. Feldes über den elektrisch leitenden Hohlzylinder
- $r_Z$  = Radius des elektrisch leitenden Hohlzylinders
- $\pi$  = Kreiszahl
- $\phi$  = Elektrisches Potential
- $\lambda_L$  = Einheit der elektrischen Ladung pro Längeneinheit des elektrisch leitenden Hohlzylinders
- $\epsilon_0$  = Elektrische Feldkonstante

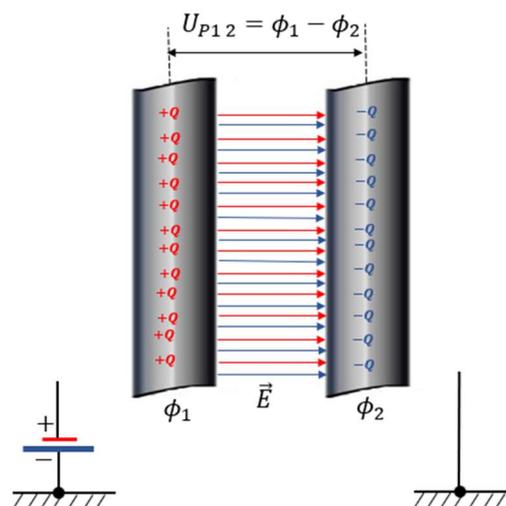
Abbildung I.IV.II Diagramm des Potentials und der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit des Radius

## I.V Die Kapazität eines Kondensators

Zwei elektrisch leitende Platten bilden einen Kondensator, der aufgeladen werden kann. Wenn die Platten wie in Abbildung I.V.I angeordnet und akkumuliert werden, stellt sich nach einer gewissen Zeit ein stationärer Zustand ein, der auch als geladener Zustand bezeichnet wird. Wenn die beiden Platten von der elektrischen Spannungsquelle und von der Erde getrennt werden, bleibt aufgrund des geladenen Zustandes eine Spannung zwischen den Platten erhalten. Im stationären Zustand, also bei ruhender elektrischer Ladung, kann die elektrische Spannung  $U_{P12}$  durch die elektrische Potentialdifferenz der beiden Platten bestimmt werden, da jede Platte ein elektrisches Potential annimmt:

$$U_{P12} = \phi_1 - \phi_2$$

I.V.I



$+Q$  = Positive elektrische Ladung, die sich durch Influenz an der Oberfläche ansammelt

$-Q$  = Negative elektrische Ladung, die sich durch Influenz an der Oberfläche ansammelt

$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

$U_{P12}$  = Elektrische Spannung zwischen den Platten

$\phi_1$  = Elektrisches Potential Platte 1

$\phi_2$  = Elektrisches Potential Platte 2

Abbildung I.V.I Prinzip eines aufgeladenen Plattenkondensators ohne Dielektrikum

Es zeigt sich, dass die gespeicherte elektrische Ladung proportional zur elektrischen Spannung  $U_{P12}$  und proportional zur elektrischen Feldstärke ist:

$$Q \propto |\vec{E}| \propto U$$

I.V.II

In Konsequenz dessen lässt sich ableiten, dass die gespeicherte elektrische Ladung einem proportionalen Verhältnis mit einem Faktor zur elektrischen Spannung unterliegt. Dieser Faktor wird als Kapazität  $C$  bezeichnet und ist ein Proportionalitätsfaktor, der das Verhältnis zwischen der angelegten elektrischen Spannung und der zu speichernden elektrischen Ladungen angibt. Dieser Ansatz kann als:

$$Q = C \cdot U$$

I.V.III

geschrieben werden.

Das bedeutet auch, dass ein Kondensator mit hoher Kapazität eine große Menge elektrischer Ladung bei geringer elektrischer Spannung zwischen den Platten, den so genannten Elektroden, speichern kann.

Des Weiteren lässt sich feststellen, dass die Kapazität von der Bauform des Kondensators abhängt. Dieses wird im Abschnitt I.VII über den Kugelkondensator hergeleitet.

### **I.VI Energiegehalt des Plattenkondensators**

Um den Akkumulationsvorgang zu verstehen, ist es notwendig, die bisherige Betrachtung des stationären Zustands zu verlassen. Wenn der Akkumulationsvorgang in einem ungeladenen Kondensator beginnt, werden elektrische Ladungen von einer Platte zur anderen transportiert. Der Beobachtungszeitraum beginnt, wenn die erste elektrische Ladung zur gegenüberliegenden Platte wandert. Die Platte, auf die die elektrische Ladung wandert, ist zu diesem Zeitpunkt elektrisch ladungsfrei, d.h. diese Platte ist elektrisch feldfrei. Daher wirkt auf die erste gewanderte elektrische Ladung keine elektrische Gegenkraft. Die elektrische Gegenkraft ist zu diesem Zeitpunkt gleich Null. Sobald die erste elektrische Ladung an der Platte angekommen ist, baut sie dort ein elektrisches Feld auf, das der nächsten zuwandernden elektrischen Ladung entgegenwirkt. Auf die nächste eintreffende elektrische Ladung wirkt dann eine elektrische Gegenkraft. Die elektrische Gegenkraft wächst dabei proportional zu den zuwandernden und damit gespeicherten elektrischen Ladungen. Die Schlussfolgerung aus dieser Betrachtung ist, dass das elektrische Gegenfeld immer größer wird. Folglich muss pro Schritt mehr elektrische Arbeit geleistet werden, um elektrische Ladung transportieren zu können.

Es besteht ein enger Zusammenhang zwischen der elektrischen Spannung und der geleisteten elektrischen Arbeit, da die elektrische Spannung die elektrische Arbeit (Energie) pro elektrische Ladungseinheit darstellt.

Die Bestimmung der elektrischen Arbeit  $W_e$  kann somit durch Integralbildung erfolgen. Damit ergibt sich für die elektrische Arbeit:

$$W_e = \int_0^{Q_P} U \, dQ \quad \text{I.VI.I}$$

Die elektrische Spannung im Integral kann auch als elektrische Ladung pro elektrischer Ladungsschritt betrachtet werden. Sie hängt von der Kapazität des Kondensators und der elektrischen Ladungsmenge ab und kann durch Umstellung der Gleichung I.V.III ermittelt werden:

$$U = \frac{Q}{C} \quad \text{I.VI.II}$$

Damit wird für die elektrische Arbeit die Gleichung I.VI.I zur Lösung des Integrals eingesetzt.

$$W_e = \int_0^{Q_P} U \, dQ = \frac{1}{C} \int_0^{Q_P} Q \, dQ = \frac{1}{C} \cdot \frac{Q_P^2}{2} \quad \text{I.VI.III}$$

Bei einer weiteren Auflösung der Gleichung I.VI.III wird die Beziehung für die elektrische Energie eines Plattenkondensators ersichtlich.

$$W_e = \frac{1}{C} \cdot \frac{Q_P^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C^2 U^2}{C} = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 \quad \text{I.VI.IV}$$

Es gibt aber auch einen zweiten Zusammenhang:

$$W_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q_P^2}{C} = \frac{1}{2} \cdot Q_P \cdot \frac{Q_P}{C} = \frac{1}{2} \cdot Q_P \cdot U = \frac{1}{2} \cdot Q_P \cdot E \cdot r_{Pl} \quad \text{I.VI.V}$$

Hier wird deutlich, dass beide Platten zur Erzeugung des elektrischen Feldes beitragen, da sie beide für den Aufbau des elektrischen Feldes benötigt werden.

Deshalb erscheint auch der Faktor  $\frac{1}{2}$  in Gleichung I.VI.V. Die elektrische Arbeit hängt also vom Plattenabstand ab, was auch in der Definition der mechanischen Arbeit enthalten ist, denn Arbeit ist Kraft mal Weg. Die im Plattenkondensator entstehende elektrische Kraft wird auch als:

$$|\vec{F}| = \frac{1}{2} \cdot Q_P \cdot |\vec{E}| \quad \text{I.VI.VI}$$

definiert, weshalb:

$$\Delta W_e = |\vec{F}| \cdot \Delta r_{PL} \Rightarrow F = \frac{\Delta W_e}{\Delta r_{PL}} = \frac{1}{2} \cdot Q_P \cdot E \quad \text{I.VI.VII}$$

ergibt.

Die elektrischen Feldlinien gehen von der Platte mit der elektrischen Ladung  $+Q$  aus und enden an der Platte mit der elektrischen Ladung  $-Q$ . Beide Platten tragen somit zum elektrischen Feld bei und es wird die Hälfte der elektrischen Kraft von jeder Platte aufgebracht.

Das elektrische Feld kompensiert sich. Der Plattenkondensator ist in der eindimensionalen Betrachtung nach außen feldfrei.

Wird nun eine weitere Herleitung der elektrischen Kraft im elektrischen Feld betrachtet dann ergibt sich aus:

$$Q_P = \frac{A_P}{r_{Pl}} \cdot U \quad \text{I.VI.VIII}$$

und

$$E = \frac{U}{r_{Pl}} \quad \text{I.VI.IX}$$

die elektrische Kraft im elektrischen Feld:

$$F = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{A_P}{r_{Pl}^2} \cdot U^2 \quad \text{I.VI.X}$$

Der elektrische Energieinhalt des Plattenkondensators ist gegeben durch:

$$W_e = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 \quad \text{I.VI.XI}$$

Die Kapazität des Kondensators ist definiert durch:

$$C = \varepsilon_0 \cdot \frac{A_P}{r_{Pl}} \quad \text{I.VI.XII}$$

Die elektrische Spannung ergibt:

$$U = E \cdot r_{Pl} \quad \text{I.VI.XIII}$$

die auch zur Bestimmung der elektrischen Energie benötigt wird.

Mit diesen Teilergebnissen kann die elektrische Energie des Plattenkondensators wie folgt bestimmt werden:

$$W_e = \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{A_P}{r_{Pl}} \cdot E^2 \cdot r_{Pl}^2 = \frac{1}{2} \cdot A_P \cdot r_{Pl} \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 = \frac{1}{2} \cdot V_p \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 \quad \text{I.VI.XIV}$$

Wie bereits in der Gleichung I.VI.XIV umgesetzt, wird ersichtlich, dass

$$A_P \cdot r_{Pl} = V_p \quad \text{I.VI.XV}$$

ist und damit das Volumen innerhalb des Plattenkondensators darstellt.

Aus den vorangegangenen Überlegungen kann nun auch die elektrische Energiedichte pro Volumeneinheit bestimmt werden:

$$w_e = \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 \quad \text{I.VI.XVI}$$

wobei  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante ist, die die Permittivität des Vakuums als physikalische Konstante beschreibt.

Aus diesen Aussagen wird deutlich, dass die eingebrachte elektrische Energie proportional zum Volumen des elektrischen Feldes ist, und zwar auch für das betrachtete Vakuum. Das bedeutet, dass auch im elektrischen Feld Energie enthalten ist.

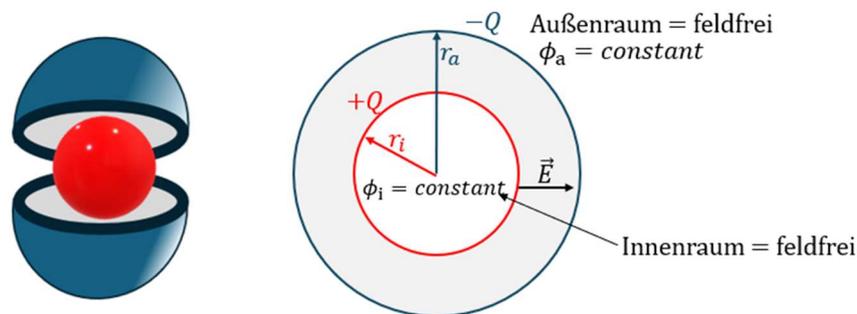
Somit erhält das elektrische Feld eine physikalische Interpretation: Es ist ein Energieträger und die elektrische Energie kann dem elektrischen Feld zugeordnet werden.

Diese Erkenntnis bestätigt die Annahme, dass im elektrischen Feld elektrische Energie enthalten ist. Es wird deutlich, dass elektromagnetische Wellenfelder sich ausbreiten und dabei elektrische Energie transportieren. Somit ist die physikalische Aussage erklärbar, dass sich elektrische Energie in diesen elektrischen Feldern ausbreitet.

Ein Beispiel hierfür sind die elektromagnetischen Felder, die von der Sonne ausgestrahlt werden. Diese elektromagnetischen Felder durchqueren das Vakuum des Welt-raums, bis sie auf die Erde treffen und ihre Energie in Form von Wärme an die auftref-fenden Oberflächen abgeben.

### I.VII Kugelkondensator

Der in der vorliegenden Untersuchung betrachtete Kugelkondensator besteht aus zwei konzentrisch ineinander angeordneten elektrisch leitenden Hohlkugeln, wie in Abbil-dung I.VII.I dargestellt.



$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

$+Q$  = Positive elektrische Ladung auf der Oberfläche der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel

$-Q$  = Negative elektrische Ladung auf der Oberfläche der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel

$r_a$  = Radius der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel

$r_i$  = Radius der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel

$\phi_a$  = Elektrisches Potential des Außenraums der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel

$\phi_i$  = Elektrisches Potential des Innenraums der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel

Abbildung I.VII.I Schematischer Aufbau eines Kugelkondensators

Unter der Voraussetzung, dass  $0 \leq r_i \leq r_a$  gilt, lassen sich die einzelnen elektrischen Potentiale wie folgt zusammenfassen:

$$\phi_i = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_i} = \text{const} \quad \text{I.VII.I}$$

$$\phi_a = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_a} = \text{const} \quad \text{I.VII.II}$$

Das elektrische Potential im Raum zwischen den beiden elektrisch leitenden Hohlkugeln ist abhängig von der betrachteten Position im Raum  $r$  und setzt sich zusammen aus:

$$\phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r} \quad \text{I.VII.III}$$

In einer leeren elektrisch leitenden Hohlkugel kann kein elektrisches Feld entstehen, da sich keine elektrischen Ladungen darin befinden.

Allerdings manifestiert sich zwischen der inneren und der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel ein elektrisches Feld, da sich eine elektrisch leitende Hohlkugel im Inneren der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel befindet. Das resultierende elektrische Feld wird jedoch ausschließlich von der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel erzeugt.

Das elektrische Potential des Außenkreises der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel wird mit  $\phi(r)$  berechnet. In diesem Zusammenhang ist zu beachten, dass die Bedingung  $r_i \leq r \leq r_a$  erfüllt sein muss.

Die elektrische Feldstärke ergibt sich aus den negativen Gradienten von  $\phi(r)$ :

$$|\vec{E}| = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^2} \Rightarrow |\vec{E}| = -\text{grad}\phi(r) \quad \text{I.VII.IV}$$

Die elektrische Spannung zwischen den beiden geladenen elektrisch leitenden Hohlkugeln setzt sich aus dem elektrischen Potential der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel  $\phi_i$  und dem elektrischen Potential der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel  $\phi_a$  zusammen:

$$U_{i a} = \phi_i - \phi_a = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_i} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_a} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_a} \right) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{r_a - r_i}{r_a \cdot r_i} \right) \quad \text{I.VII.V}$$

Wenn die Gleichung I.VI.II nach der Kapazität umgestellt und die Gleichung I.VII.V für die elektrische Spannung eingesetzt wird, ergibt sich die Kapazität des Kugelkondensators.

$$C = \frac{Q}{U} = Q \cdot \frac{4\pi\epsilon_0}{Q} \left( \frac{r_a r_i}{r_a - r_i} \right) = 4\pi\epsilon_0 \cdot \frac{r_a r_i}{r_a - r_i} \quad \text{I.VII.VI}$$

Aus der Gleichung I.VII.VI folgt, dass die Kapazität umso größer ist, je kleiner der Abstand zwischen  $r_a$  und  $r_i$  ist.

Die elektrische Erdung basiert auf der Voraussetzung das die Erde ein festes elektrisches Potential besitzt. Dies wird dadurch gewährleistet, dass die Erde selbst wie ein großer Kondensator wirkt. Die folgende These erklärt dies: Die Erde stellt den inneren Kern eines Kugelkondensators dar, während die äußere Hohlkugel des Kugelkondensators unendlich ausgedehnt ist.

Obleich die Erde keine metallische Kugel ist, kann sie aufgrund ihrer hohen Leitfähigkeit als elektrisch leitende Kugel betrachtet werden und somit als innerer Teil eines Kondensators dienen.

Unter der Voraussetzung, dass  $r_a = \infty$  angenommen wird, kann der innere Radius mit dem Erdradius gleichgesetzt werden, sodass  $r_i = r_{Erde}$  gilt.

Aus Gleichung I.VII.VI lässt sich ableiten, dass:

$$C_{Erde} = 4\pi\epsilon_0 \cdot \frac{r_a r_{Erde}}{r_a - r_{Erde}} = 4\pi\epsilon_0 \cdot \frac{r_{Erde}}{1 - \frac{r_{Erde}}{r_a}} = 4\pi\epsilon_0 \cdot r_{Erde} = 0,7mF \quad \text{I.VII.VII}$$

ist.

Die Erde fungiert als großer Kondensator, der eine erhebliche Menge an elektrischer Ladung aufnehmen kann, ohne dass sich das elektrische Potential ändert.

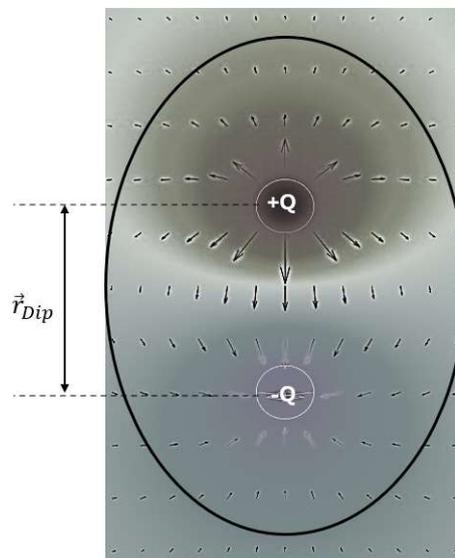
Allerdings ist die Abgabe elektrischer Ladung an die Erde begrenzt. Sofern jedoch innerhalb eines begrenzten Raumes innerhalb eines kurzen Zeitraums eine signifikante Menge an elektrischer Ladung auftritt, kann sich das elektrische Potential verändern. Die Erde fungiert als großer Speicher für elektrische Ladungen.

Diese können aufgenommen oder abgegeben werden, ohne dass sich das elektrische Potential wesentlich ändert. Daher kann das elektrische Potential der Erde als Bezugspotential, also als Erdpotential, angenommen werden.

### I.VIII Orientierungspolarisation

Dipole beschreiben das Verhalten von Atomen und Molekülen in einem elektrischen Feld. Ein Dipol ist ein System, das aus einer negativen und einer positiven Ladung besteht, die in einem bestimmten Abstand zueinander stehen. [1]

In der vorliegenden Diskussion wird der Abstand zwischen den elektrischen Ladungen mit einem Abstandsvektor  $\vec{r}_{Dip}$  beschrieben. Die Abbildung I.VIII.1 präsentiert eine schematische Darstellung eines idealisierten Dipols eines Moleküls, welches eine positive und negative Ladung aufweist.



+Q = Positive elektrische Ladung im Dipol

-Q = Negative elektrische Ladung im Dipol

$\vec{r}_{Dip}$  = Abstandsvektor der elektrischen Ladung im Dipol

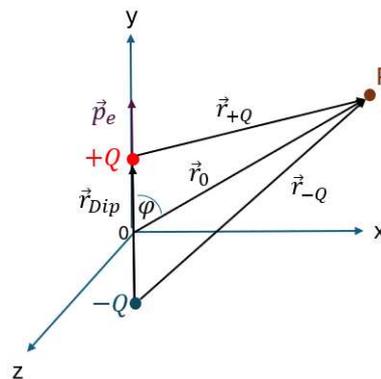
Abbildung I.VIII.1 Skizzenhafte Darstellung eines induzierten Dipols mit dem dazugehörigen elektrischen Feld mit einem definierten Abstandsvektor

Die in Abbildung I.VIII.I dargestellte Skizze veranschaulicht, dass sich im Inneren des Dipols ein komplexes elektrisches Feld ausbreitet. Die Überlagerung der beiden elektrischen Felder der inneren elektrischen Ladungen führt zur Entstehung des dargestellten elektrischen Feldes. Das resultierende elektrische Feld weist sowohl homogene als auch inhomogene elektrische Feldanteile auf.

Die Beschreibung der Reaktion des Dipols auf ein äußeres elektrisches Feld wird durch die homogenen und inhomogenen Anteile erschwert. Um die Reaktionen des Dipols dennoch idealisiert beschreiben zu können, wird ein sogenanntes Dipolmoment  $\vec{p}_e$  eingeführt. [2]

In Abbildung I.VIII.II wird ein Koordinatensystem mit den Achsen  $x, y$  und  $z$  verwendet. Der Dipol wird auf die  $y$ -Achse ausgerichtet, sodass der Mittelpunkt des Dipols auf dem Nullpunkt des Koordinatensystems liegt.

Die beiden Ladungen  $+Q$  und  $-Q$  liegen somit auf der  $y$ -Achse, während der Richtungsvektor des Dipols entgegengesetzt zum internen elektrischen Feld ausgerichtet ist. Der Abstandsvektor  $\vec{d}_{Dip}$  des Dipols zeigt in Richtung der inneren elektrischen Ladung  $+Q$ . [2]



$P$  = Beobachtungspunkt

$+Q$  = Positive elektrische Ladung,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung

$\vec{r}_{+Q}$  = Ortsvektor von der positiven elektrischen Ladung  $+Q$  zum Beobachtungspunkt  $P$

$\vec{r}_{-Q}$  = Ortsvektor von der negativen elektrischen Ladung  $-Q$  zum Beobachtungspunkt  $P$

$\vec{r}_0$  = Ortsvektor vom Koordinatennullpunkt zum Beobachtungspunkt  $P$

$\vec{r}_{Dip}$  = Abstandsvektor von der elektrischen Ladung  $-Q$  zu der elektrischen Ladung  $+Q$  im Dipol

$\vec{p}_e = Q \cdot \vec{r}_{Dip}$  = Dipolmoment

$\varphi$  = Winkel zwischen dem Dipolvektor  $\vec{r}_{Dip}$  und dem Ortsvektor  $\vec{r}_0$

Abbildung I.VIII.II Darstellung der vektoriellen Zusammenhänge zur Betrachtung von Dipolen, angelehnt an [2]

Im Koordinatenkreuz wird ein Beobachtungspunkt  $P$  festgelegt, von dem der Dipol aus neutral betrachtet werden kann. Die Lage des Punktes  $P$  wird durch den Ortsvektor  $\vec{r}_0$  definiert.

Zusätzlich werden zwei weitere Ortsvektoren  $\vec{r}_{+Q}$  und  $\vec{r}_{-Q}$  definiert, die den Beobachtungspunkt der jeweiligen elektrischen inneren felderzeugenden Ladungen  $+Q$  und  $-Q$  im Dipol beschreiben. Die Ortsvektoren können mit den beiden folgenden Gleichungen bestimmt werden.

$$\vec{r}_{+Q} = \vec{r}_0 - \frac{\vec{r}_{Dip}}{2} \quad \text{I.VIII.I}$$

$$\vec{r}_{-Q} = \vec{r}_0 + \frac{\vec{r}_{Dip}}{2} \quad \text{I.VIII.II}$$

Vom Beobachtungspunkt  $P$  aus kann das elektrische Feld der beiden elektrischen Ladungen bestimmt werden. Hierfür wird das Dipolmoment benötigt, welches durch Gleichung I.VIII.III definiert ist und auch in der Abbildung I.VIII.II zu sehen ist. Das Dipolmoment  $\vec{p}_e$  hat die gleiche Richtung wie der Abstandsvektor  $\vec{r}_{Dip}$ . Es ergibt sich aus dem Produkt aus dem Abstandsvektor  $\vec{r}_{Dip}$  und der elektrischen Ladung  $Q$ .

$$\vec{p}_e = Q \cdot \vec{r}_{Dip} \quad \text{I.VIII.III}$$

Um die Richtung des elektrischen Feldes quantitativ bestimmen zu können, muss zunächst das Potential am Beobachtungspunkt  $P$  in Abhängigkeit vom Ortsvektor  $\vec{r}_0$  bestimmt werden. Wie in der Abbildung I.VIII.II dargestellt, wird der Beobachtungspunkt  $P$  von den elektrischen Feldern der beiden elektrischen Ladungen überlagert. Die Bestimmung kann daher durchgeführt werden, indem das elektrische Potential jeder Ladung einzeln berechnet und dann addiert wird. [2]

$$\phi(\vec{r}_0) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left[ \frac{1}{\left| \vec{r}_0 - \frac{\vec{r}_{Dip}}{2} \right|} - \frac{1}{\left| \vec{r}_0 + \frac{\vec{r}_{Dip}}{2} \right|} \right] \quad \text{I.VIII.IV}$$

Der Abstand des Beobachtungspunktes  $P$  wurde so definiert, dass das Verhältnis des Abstandsvektors  $\vec{r}_{Dip}$  zum Beobachtungspunkt  $P$  groß ist  $|\vec{r}_0| \gg |\vec{r}_{Dip}|$ .

Diese Definition vereinfacht die Bestimmung des Potentials am Beobachtungspunkt  $P$ , da die Lösung von I.VIII.IV mit einer Reihenentwicklung auch einen Abbruch nach dem ersten Glied mit einer sehr guten Näherung des Ergebnisses ergibt.

Daraus ergibt sich Gleichung I.VIII.V, die die Näherung aus der Reihenentwicklung zeigt. [2]

$$\phi_{Dip}(\vec{r}_0) \cong \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{r}_{Dip} \cdot \vec{r}_0}{r_0^3} \quad \text{I.VIII.V}$$

In Gleichung I.VIII.V wird die Definition des Dipolmoments aus Gleichung I.VIII.III verwendet und der Betrag des Ortsvektors  $\vec{r}_0$  sowie der Winkel  $\varphi$  im Koordinatensprung berücksichtigt. Daraus folgt:

$$\phi_{Dip}(\vec{r}_0) \cong \frac{Q \cdot \vec{r}_{Dip} \cdot \vec{r}_0}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_0^3} = \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{r}_0}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_0^3} = \frac{\vec{p}_e \cdot r_0 \cdot \cos \varphi}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_0^3} = \frac{\vec{p}_e \cdot \cos \varphi}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_0^2} \quad \text{I.VIII.VI}$$

Das Potential einer Punktladung ist proportional zum Kehrwert des Abstandes.

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_0}{r_p} \Rightarrow \phi \propto \frac{1}{r_p} \quad \text{I.VIII.VII}$$

Aus der Gleichung I.VIII.VII lässt sich ableiten, dass sich das Potential des Dipols proportional zum doppelten Kehrwert des Abstands verhält.

$$\phi_{Dip}(\vec{r}_0) \cong \frac{\vec{p}_e \cdot \cos \varphi}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_0^2} \Rightarrow \phi_{Dip}(\vec{r}_0) \propto \frac{1}{r_0^2} \quad \text{I.VIII.VIII}$$

Im Gegensatz zu einer Punktladung nimmt das Potential eines Dipols nicht mit  $\frac{1}{r}$ , sondern sogar mit  $\frac{1}{r^2}$  ab. Diese Schlussfolgerung ist evident, da ein elektrischer Dipol aus zwei Ladungen besteht, die sich teilweise kompensieren können.

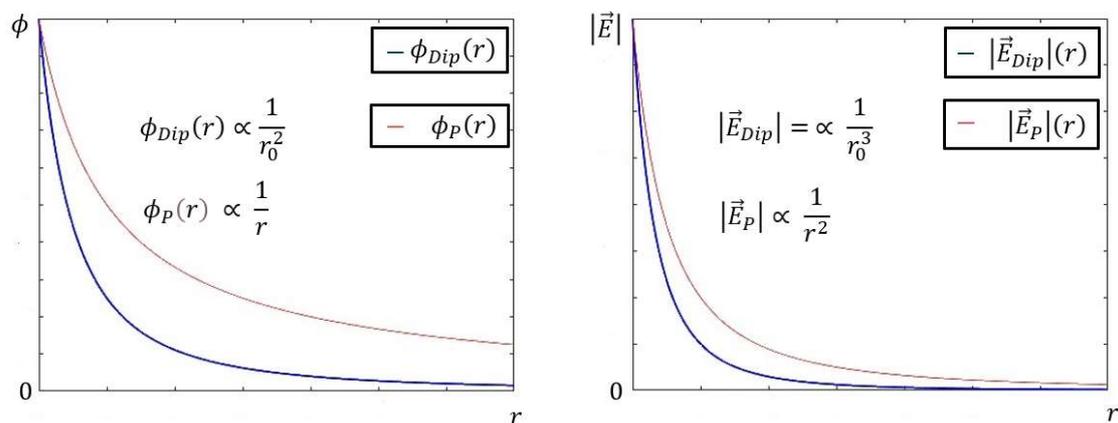
Die zuvor dargelegte Überlegung erlaubt zudem die Betrachtung der Abhängigkeit des elektrischen Feldes vom Abstand. Dazu wird der Gradient des Potentials einer Punktladung in Abhängigkeit vom Abstand abgeleitet.

$$\vec{E} = -\text{grad } \phi \Rightarrow E \propto \frac{1}{r_p^2} \quad \text{I.VIII.IX}$$

Wird die gleiche Betrachtung auch für einen Dipol durchgeführt, so ergibt sich folgender Sachverhalt:

$$\vec{E} = -\text{grad } \phi_{Dip} \Rightarrow E \propto \frac{1}{r_0^3} \quad \text{I.VIII.X}$$

Dies impliziert, dass bei Dipolen die elektrische Feldstärke stärker mit dem Abstand abnimmt als bei Punktladungen. Die in den vorangegangenen Kapiteln präsentierten Ergebnisse werden durch Diagramme des elektrischen Potentials und der elektrischen Feldstärke veranschaulicht in der Abbildung I.VIII.III dargestellt.

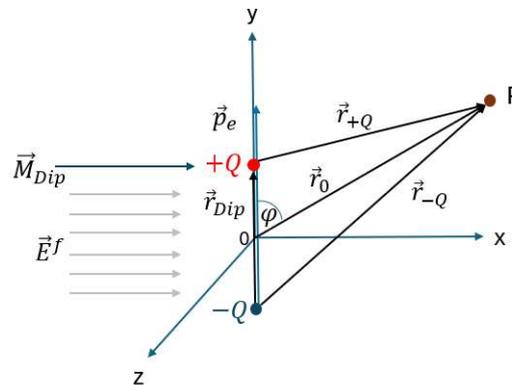


$|\vec{E}|, |\vec{E}_P|, |\vec{E}_{Dip}|$  = Beträge der elektrischen Feldstärkevektoren (Allgemein, Punktladung, Dipol)  
 $r, r_0$  = Entfernung (Punktladung, Dipol)  
 $\phi, \phi_P, \phi_{Dip}$  = Elektrische Potentiale (Allgemein, Punktladung, Dipol)

Abbildung I.VIII.III Graphische Darstellung des elektrischen Potentials und der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit vom Radius im Vergleich zwischen einem Dipol und einer punktförmigen elektrischen Ladung

„Das elektrische Feld ist an den Enden des Dipols recht ausgeprägt, fällt aber mit zunehmender Entfernung schnell ab, da der Abstand in der dritten Potenz eingeht. Eine Verdopplung der Distanz bewirkt eine Reduzierung der Feldstärke auf ein Achtel. Das Feld eines Dipols reicht damit nicht so weit wie das einer Punktladung.“ [1 Seite, 18]

Das Verhalten von elektrischen Dipolen in einem äußeren elektrischen Feld kann durch die Festlegung der Orientierung der Dipole und die Definition des Dipolmoments  $\vec{p}_e$  beschrieben werden.



- $\vec{E}^f$  = Elektrischer Feldstärkevektor eines fremdeinwirkenden elektrischen homogenen Feldes
- $\vec{M}_{Dip}$  = Vektor des Drehmoments, welcher auf das Dipolmoment wirkt und es zur Ausrichtung bewegt
- P = Beobachtungspunkt
- $\vec{p}_e = Q \cdot \vec{r}_{Dip}$  = Dipolmoment
- $+Q$  = Positive elektrischen Ladung,  $-Q$  = Negative elektrischen Ladung
- $\vec{r}_{+Q}$  = Ortsvektor von der positiven elektrischen Ladung  $+Q$  zum Beobachtungspunkt P
- $\vec{r}_{-Q}$  = Ortsvektor von der negativen elektrischen Ladung  $-Q$  zum Beobachtungspunkt P
- $\vec{r}_0$  = Ortsvektor vom Koordinatennullpunkt zum Beobachtungspunkt P
- $\vec{r}_{Dip}$  = Abstandsvektor von der elektrischen Ladung  $-Q$  zu der elektrischen Ladung  $+Q$  im Dipol
- $\varphi$  = Winkel zwischen dem Dipolvektor  $\vec{r}_{Dip}$  und dem Ortsvektor  $\vec{r}_0$

Abbildung I.VIII.IV Einwirken eines externen elektrischen Feldes auf das Dipolmoment, angelehnt an [2]

Die Einwirkung eines elektrischen Fremdfeldes mit dem elektrischen Feldstärkevektors  $\vec{E}^f$  führt zu einem Drehmoment  $\vec{M}_{Dip}$  auf den Dipol, wie in der Abbildung I.VIII.IV dargestellt. Die Berechnung erfolgt gemäß Gleichung I.VIII.XI.

$$\vec{M}_{Dip} = \vec{r}_{+Q} \times (+Q \cdot \vec{E}^f) + \vec{r}_{-Q} \times (-Q \cdot \vec{E}^f) = Q \cdot (\vec{r}_{+Q} - \vec{r}_{-Q}) \times \vec{E}^f \quad \text{I.VIII.XI}$$

Das Dipolmoment  $\vec{p}_e$  lässt sich aus dem Produkt der elektrischen Ladung  $Q$  und dem Abstandsvektor  $\vec{r}_{Dip}$  ableiten. Der Abstandsvektor  $\vec{r}_{Dip}$  lässt sich durch die Differenz der Ortsvektoren  $\vec{r}_{+Q}$  und  $\vec{r}_{-Q}$  berechnen. Diese Überlegung kann nun in die Gleichung I.VIII.XII eingesetzt werden.

$$\vec{M}_{Dip} = \vec{p}_e \times \vec{E}^f \quad \text{I.VIII.XII}$$

## I.IX Herleitung der Polarisationsgrenzflächenladungsdichte

Mithilfe von Gleichung I.IX.I kann die Polarisationsgrenzflächenladungsdichte  $\sigma_{Pol}$  berechnet werden.

$$\sigma_{Pol} = N_{Mol} \cdot Q \cdot \vec{r}_{Dip} \quad \text{I.IX.I}$$

Die Berechnung entspricht dem Betrag der Polarisation des Dielektrikums pro Volumeneinheit, wie er in Gleichung 3.5.7 aus dem Kapitel 3.5 des Hauptteils der Dissertationsschrift angegeben ist. Daher kann sie gleichgesetzt werden.

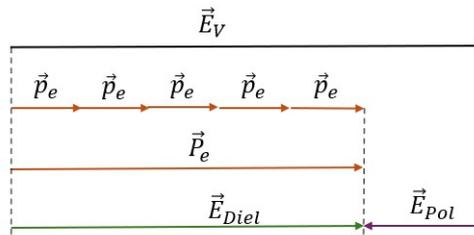
$$\sigma_{Pol} = N_{Mol} \cdot Q \cdot |\vec{d}_{Dip}| = |\vec{P}_e| \quad \text{I.IX.II}$$

Der Betrag der Polarisation des Dielektrikums definiert die Polarisationsgrenzflächenladungsdichte. Auf diese Weise lässt sich das Polarisationsfeld innerhalb des Dielektrikums berechnen.

Analog zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke des Plattenkondensators im Vakuum  $|\vec{E}_V|$  kann auch die Polarisationsfeldstärke  $|\vec{E}_{Pol}|$  berechnet werden. Hierbei wird nicht die Flächenladungsdichte  $\sigma_e$  aus Gleichung 3.5.1, sondern die Polarisationsflächenladungsdichte  $\sigma_{Pol}$  aus Gleichung I.IX.II zur Berechnung verwendet. Da  $\sigma_{Pol}$  gleich dem Betrag des Gesamtpolarisationsmomentes  $|\vec{P}_e|$  ist, kann auch dieser zur Berechnung herangezogen werden.

$$|\vec{E}_{Pol}| = \frac{\sigma_{Pol}}{\epsilon_0} = \frac{|\vec{P}_e|}{\epsilon_0} \quad \text{I.IX.III}$$

Um den Vektor und seine Richtung zur Polarisationsfeldstärke zu bestimmen, müssen die Richtungen der einzelnen zusammenwirkenden Vektoren betrachtet werden. Dies wird durch die Anordnung der Vektoren in der Skizze in der Abbildung I.IX.I ermöglicht.



$\vec{E}_{Diel}$  = Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes innerhalb des Dielektrikums

$\vec{E}_{Pol}$  = Elektrischer Feldstärkevektor der Polarisation, entgegengesetzt zum elektrischen Feld im Vakuum

$\vec{E}_V$  = Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes im Vakuum

$\vec{P}_e$  = Vektor der Polarisation des Dielektrikums (Summe aller Dipolmomente)

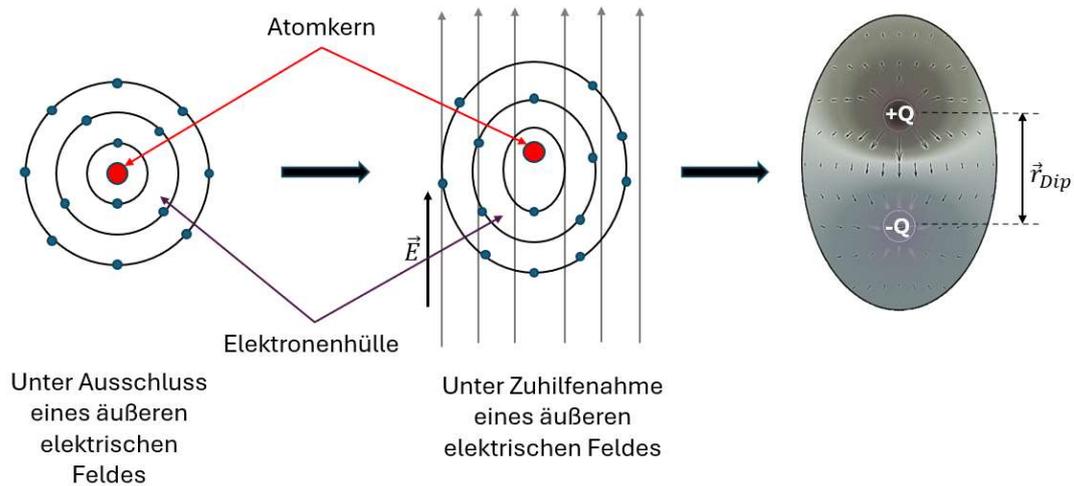
$\vec{p}_e$  = Vektor des Dipolmoments der einzelnen Dipole

Abbildung I.IX.1 Vektorenanordnung zur Bestimmung der Vektorrichtung der Polarisation

Die elektrische Feldstärke des Vakuums,  $\vec{E}_V$ , lässt sich als Summe der von den elektrischen Ladungen auf den Platten des Plattenkondensators erzeugten elektrischen Feldstärke definieren. Der Vektor der elektrischen Feldstärke des Vakuums erstreckt sich über die gesamte Strecke und zeigt von der positiven zur negativen Platte. Die Dipolelemente zeigen in die gleiche Richtung wie der Vektor der elektrischen Feldstärke des Vakuums, sodass sie hintereinander aufgereiht werden können. Die Summe dieser Vektoren ergibt den Polarisationsvektor des Dielektrikums. Der Vektor zeigt ebenfalls in die gleiche Richtung wie die zuvor beschriebenen Vektoren, die sich aus der Summe der einzelnen Vektoren der Dipolmomente ergeben. Der Vektor der elektrischen Feldstärke der Polarisation muss gegen die Richtung der bisher beschriebenen Vektoren zeigen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Vektor der elektrischen Feldstärke der Polarisation jeweils entgegengesetzte elektrische Ladungen enthält und somit die Richtung der Polarisationsladungen der des Plattenkondensators entgegengesetzt ist. Folglich führt die elektrische Feldstärke der Polarisation zu einer Abschwächung des elektrischen Feldes des Plattenkondensators.

## I.X Verschiebungspolarisation

Die Verschiebungspolarisation stellt die häufigste Art der Polarisation dar. Bei dieser werden unpolare Moleküle oder Atome in den Materialien der Dielektrika durch Induktion polarisiert bzw. ausgerichtet. Diese Tatsache wird in Abbildung I.X.1 angedeutet.



$\vec{E}$  = Vektor der elektrischen Feldstärke

$+Q$  = Positive elektrische Ladung im Dipol,  $-Q$  = Negative elektrische Ladung im Dipol

$\vec{r}_{Dip}$  = Abstandsvektor der elektrischen Ladung im Dipol

Abbildung I.X.I Bildung eines Dipols durch Induktion

Das Dipolmoment  $\vec{p}_e$  dieses Dipols ist proportional zur elektrischen Feldstärke  $\vec{E}_{Diel}$  und kann durch einen Proportionalitätsfaktor bestimmt werden.

$$\vec{p}_e = k_{Pol} \cdot \vec{E}_{Diel} \quad \text{I.X.I}$$

Der Proportionalitätsfaktor  $k_{Pol}$  stellt die Polarisierbarkeit dar. Eine höhere  $k_{Pol}$  bedeutet eine stärkere Polarisierung im Dielektrikum.

Auf diese Weise lässt sich die Gesamtpolarisation bestimmen.

$$\vec{P}_e = N_{Mol} \cdot \vec{p}_e = N_{Mol} \cdot k_{Pol} \cdot \vec{E}_{Diel} \quad \text{I.X.II}$$

Bei der dielektrischen Suszeptibilität handelt es sich um eine Materialkonstante, die definiert ist durch:

$$\chi_e = \epsilon_r - 1 \quad \text{I.X.III}$$

*„Sie soll unabhängig von der elektrischen Feldstärke sein. Das trifft auch zu für Dielektrika, bei denen sich die Polarisierung mittels der bisher beschriebenen Mechanismen erläutern lässt, da Sättigungserscheinungen erst bei Feldstärken auftreten, die weit oberhalb der Durchbruchfeldstärke liegen, also experimentell nicht beobachtet werden können.“ [3, Seite 22]*

Das Produkt aus Polarisation  $k_{Pol}$  und Molekülzahl  $N_{Mol}$  kann auch mit dem Produkt aus dielektrischer Suszeptibilität  $\kappa_e$  und elektrischer Feldkonstante  $\varepsilon_0$  gleichgesetzt werden.

$$N_{Mol} \cdot k_{Pol} = \varepsilon_0 \cdot \kappa_e \quad \text{I.X.IV}$$

Mit Hilfe der dielektrischen Disparität  $\kappa_e$  und der elektrischen Feldkonstante  $\varepsilon_0$  kann die Polarisation aus Gleichung I.X.II ermittelt werden.

$$\vec{P}_e = \varepsilon_0 \cdot \kappa_e \cdot \vec{E}_{Diel} \quad \text{I.X.V}$$

Um die elektrische Feldstärke des Dielektrikums zu bestimmen, kann Gleichung I.X.V umgestellt werden:

$$\vec{E}_{Diel} = \frac{\vec{P}_e}{\varepsilon_0 \cdot \kappa_e} \quad \text{I.X.VI}$$

Die elektrische Feldstärke des Dielektrikums kann aus Gleichung I.X.VI und der Überlegung, dass  $\vec{E}_{Diel}$  das Ergebnis der Differenz zwischen der gesamten elektrischen Feldstärke des Plattenkondensators im Vakuum  $\vec{E}_V$  und Gleichung I.X.III definierten elektrischen Feldstärke der Polarisationsgrenzschicht  $\vec{E}_{Pol}$  ist, bestimmt werden.

$$\vec{E}_{Diel} = \vec{E}_V - \vec{E}_{Pol} = \vec{E}_V - \frac{\vec{P}_e}{\varepsilon_0} = \vec{E}_V - \kappa_e \cdot \vec{E}_{Diel} = \frac{\vec{E}_V}{1 + \kappa_e} \quad \text{I.X.VII}$$

Wird nun die Gleichung I.X.III nach der relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r$ , umgestellt:

$$\varepsilon_r = 1 + \kappa_e \quad \text{I.X.VIII}$$

und in Gleichung I.X.VII eingesetzt, kann mit Gleichung I.X.IX die elektrische Feldstärke des Dielektrikums bestimmt werden:

$$\vec{E}_{Diel} = \frac{\vec{E}_V}{\varepsilon_r} \quad \text{I.X.IX}$$

Die relative Dielektrizitätskonstante, die relative Permittivität sowie die dielektrische Leitfähigkeit sind dimensionslose Faktoren, welche die Fähigkeit eines Materials zur

Dämpfung des elektrischen Feldes angeben. Sie stellen somit Stoffkonstanten dar. Die Dielektrizitätszahl von Luft beträgt 1,00059, wodurch eine nahezu vernachlässigbare Beeinflussung der Feldstärke zu verzeichnen ist. Papier mit einem Wert von 3,7 reduziert sie auf fast ein Viertel, während Glas einen Wert von unter 20% aufweist. Die meisten Materialien weisen Permittivitätswerte zwischen 2 und 7 auf. Von besonderer Bedeutung ist die Permittivitätskonstante für Wasser, die bei etwa  $\epsilon_r \approx 80$  liegt. [1]

Die relative Dielektrizitätskonstante wirkt sich auf die Spannung  $U$  aus, da sie von der elektrischen Feldstärke sowie dem Abstand der Platten abhängig ist. Des Weiteren übt das Dielektrikum einen Einfluss auf die Kapazität aus, indem es die elektrische Feldstärke beeinflusst. Die Kapazität ist eine Funktion der Höhe der Spannung und nimmt bei gleichbleibender elektrischer Ladung auf den Kondensatorplatten zu.

## Literaturverzeichnis des Anhangs

- [1] O. Fritsche, Physik für Chemiker II, Berlin: Springer-Verlag, 2020.
- [2] P. Wagner, G. Reischl und G. Steiner, Einführung in die Physik, Wien: Facultas Verlag- und Buchhandels AG, 2020.
- [3] A. Rost, Messung dielektrischer Stoffeigenschaften, Braunschweig: Vieweg 1978.



## Abbildungsverzeichnis des Anhangs

Abbildung I.I.I: Quellladung mit der Angabe des Radius und den dazugehörigen Vektoren .....	XLII
Abbildung I.I.II: Darstellung einer Ladungslawine im Raum umschlossen von einer Fläche .....	XLIII
Abbildung I.I.III: Ausschnitt aus der elektrische Ladungslawine aus dem Abbildung I.I.II mit der Skizzierung eines Volumenausschnitt und dessen elektrischen Ladungsinhalt .....	XLIV
Abbildung I.I.IV: Darstellung einer elektrischen Oberflächenladung auf einer Nichtleiteroberfläche .....	XLV
Abbildung I.II.I: Vereinfachte Kugelbahn zur Bestimmung der potenziellen Energie $W_{Pot}(P)$ .....	XLVIII
Abbildung I.II.II: Darstellung der potenziellen elektrischen Energie bei Punktladungen mit gleichnamiger elektrischer Ladung .....	XLIX
Abbildung I.IV.I: Schematische Darstellung eines elektrisch leitenden Hohlzylinders .....	LII
Abbildung I.IV.II: Diagramm des Potentials und der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit des Radius .....	LV
Abbildung I.V.I: Prinzip eines aufgeladenen Plattenkondensators ohne Dielektrikum .....	LVI
Abbildung I.VII.I: Schematischer Aufbau eines Kugelkondensators .....	LXI
Abbildung I.VIII.I: Skizzenhafte Darstellung eines induzierten Diplo mit dem dazugehörigen elektrischen Feld mit einem definierten Abstandsvektor.....	LXIV
Abbildung I.VIII.II: Darstellung der vektoriellen Zusammenhänge zur Betrachtung von Dipolen, angelehnt an [2] .....	LXV
Abbildung I.VIII.III: Graphische Darstellung des elektrischen Potentials und der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit vom Radius im Vergleich zwischen einem Dipol und einer punktförmigen elektrischen Ladung .....	LXVIII
Abbildung I.VIII.IV: Einwirken eines externen elektrischen Feldes auf das Dipolmoment, angelehnt an [2] .....	LXIX
Abbildung I.IX.I: Vektorenanordnung zur Bestimmung der Vektorrichtung der Polarisation .....	LXXI
Abbildung I.X.I: Bildung eines Dipols durch Induktion .....	LXXII



## Symbolverzeichnis des Anhangs

Symbol	Beschreibung	Einheit
$A$	Fläche	$m^2$
$A_F$	Fläche des elektrisch leitenden Hohlzylinders	$m^2$
$\vec{A}_d$	Differenzieller Flächenvektor	$m^2$
$C$	Kapazität	$F$
$E$	Elektrische Feldstärke	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}$	Elektrischer Feldstärkevektor	$\frac{V}{m}$
$ \vec{E} $	Betrag des elektrischen Feldstärkevektors	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}^f$	Elektrischer Feldstärkevektor eines fremdeinwirkenden elektrischen homogenen Feldes	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_{Diel}$	Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes innerhalb des Dielektrikums	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_P$	Elektrischer Feldstärkevektor der Punktladung	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_{Pol}$	Elektrischer Feldstärkevektor der Polarisierung, entgegengesetzt zum elektrischen Feld im Vakuum	$\frac{V}{m}$
$\vec{E}_V$	Elektrischer Feldstärkevektor des elektrischen Feldes im Vakuum	$\frac{V}{m}$
$F$	Kraft	$N$
$\vec{F}$	Kraftvektor	$N$
$k_{Pol}$	Proportionalitätsfaktor für die Polarisierbarkeit	
$l_F$	Länge der umschließenden Mantelfläche	$m$
$l_Z$	Betrachtende Länge des elektrisch leitenden Hohlzylinders	$m$
$\vec{M}_{Dip}$	Drehmomentvektor	$Nm$

Symbol	Beschreibung	Einheit
$N_{Mol}$	Moleküle pro Volumeneinheit	$\frac{m^3}{mol}$
$O_F$	Geschlossene Oberfläche der elektrisch leitenden Hohlkugel	$m^2$
$O_Z$	Oberfläche des elektrisch leitenden Hohlzylinders	$m^2$
$\vec{o}_F$	Differenzielle Fläche	$m^2$
$P$	Beobachtungspunkt	
$P_1$	Startpunkt	
$P_2$	Zielpunkt	
$\vec{p}_e$	Summe aller Dipolmomenten Vektoren	$Nm$
$\vec{p}_e$	Dipolmomenten Vektor	$Nm$
$Q$	Ladungseinheit	$C$
$+Q$	Positive elektrische Ladung (Punktladung)	$C$
$-Q$	Negative elektrische Ladung (Punktladung)	$C$
$Q_0$	Quellladung	$C$
$Q_1$	Probeladung	$C$
$Q_P$	Elektrische Ladung der Platte	$C$
$r$	Abstand	$m$
$r_A$	Abstand vom Mittelpunkt der Hohlkugel	$m$
$r_a$	Radius der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel	$m$
$r_{Erde}$	Radius der Erde	$m$
$r_F$	Radius der geschlossenen Oberfläche des elektrischen Feldes über die elektrisch leitende Hohlkugel / Hohlzylinder	$m$
$r_i$	Radius der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel	$m$

## Symbolverzeichnis des Anhangs

Symbol	Beschreibung	Einheit
$r_p$	Abstand zwischen den Ladungen	$m$
$r_{Pl}$	Plattenabstand	$m$
$r_o$	Radius der Quellladung	$m$
$r_Z$	Radius des elektrisch leitenden Hohlzylinders	$m$
$\vec{r}$	Abstandsvektor	$m$
$\vec{r}_{Dip}$	Abstandsvektor der elektrischen Ladung im Dipol	$m$
$\vec{r}_{PB}$	Abstandsvektor zum Bezugspunkt	$m$
$\vec{r}_0$	Ortsvektor vom Koordinatennullpunkt zum Beobachtungspunkt	$m$
$\vec{r}_{+Q}$	Ortsvektor von der positiven elektrischen Ladung $+Q$ zum Beobachtungspunkt P	$m$
$\vec{r}_{-Q}$	Ortsvektor von der negativen elektrischen Ladung $-Q$ zum Beobachtungspunkt P	$m$
$U$	Elektrische Spannung	$V$
$U_{P12}$	Elektrische Spannung zwischen den Platten	$V$
$V_p$	Volumen innerhalb des Plattenkondensators	$m^3$
$W_e$	Elektrische Arbeit	$J$
$W_{Pot}$	Potenzielle Energie	$J$
$\epsilon_0$	elektrische Feldkonstante	$\frac{As}{Vm}$
$\epsilon_r$	Dielektrizitätskonstante	$\frac{F}{m}$
$\lambda_L$	Einheit der elektrischen Ladung pro Längeneinheit des elektrisch leitenden Hohlzylinders	$m$
$\pi$	Kreiszahl	
$\rho_e$	Elektrische Raumladungsdichte	$\frac{C}{m^3}$
$\sigma_e$	Elektrische Oberflächenladungsdichte	$\frac{C}{m^2}$

## Symbolverzeichnis des Anhangs

---

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\sigma_{Pol}$	Polarisationsgrenzflächenladungsdichte	$\frac{S}{m}$
$\Phi_E$	Elektrischer Fluss des elektrischen Feldes	$\frac{C}{m^2}$
$\vec{\Phi}_E$	Elektrischer Flussvektor	$\frac{C}{m^2}$
$\phi$	Elektrisches Potential	V
$\phi_{Dip}$	Elektrisches Potential des Dipols	V
$\phi_a$	Elektrisches Potential des Außenraums der äußeren elektrisch leitenden Hohlkugel	V
$\phi_i$	Elektrisches Potential des Außenraums der inneren elektrisch leitenden Hohlkugel	V
$\varphi$	Winkel zwischen dem Dipolvektor $\vec{r}_{Dip}$ und dem Ortsvektor $\vec{r}_0$	°
$\varkappa$	Dielektrische Suszeptibilität	

## **Lebenslauf**

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.