

Ausbreitung von Streamern in Nanosekundenplasmen in Wasser

Bachelorarbeit

im
Studiengang
„Bachelor of Science“
im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von
Elia Johannes Jüngling

aus
Reifferscheid

Bochum (2021)

Zusammenfassung

Gepulste Nanosekundenplasmen in Flüssigkeiten sind aufgrund diverser Anwendungsbereiche in der Industrie, wie der Aufbereitung von industriellem Abwasser oder der Produktion von Nanopartikeln, sowie in der Plasmamedizin von großem Interesse. Plasmen in Flüssigkeiten, die mit sehr kurzen Spannungspulsen mit Anstiegszeiten von wenigen Nanosekunden gezündet werden, weisen, im Vergleich zu solchen mit längeren Pulsen, deutliche Unterschiede in den Raten und der Effizienz der chemischen Reaktionen auf. Die Produktion von aktiven Spezies ist deutlich höher und es findet ein hoher Massenfluss dieser Spezies in die flüssige Phase statt.

Bei solchen kurzen Spannungspulsen sind die der Zündung und Ausbreitung zugrundeliegenden Mechanismen noch nicht ausreichend verstanden. Insbesondere die Ausbreitung von negativen Streamern wurde bisher selten erforscht.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Ausbreitung und Geschwindigkeit von negativen Streamern in Nanosekundenplasmen in deionisiertem und destilliertem Wasser mittels ICCD-Bildgebung sowie Modellierung.

Die ICCD-Messungen zeigen eine anfänglich lineare Ausbreitung der Streamer, die jedoch trotz noch anliegender Spannung zum Erliegen kommt. Die maximale Ausbreitungslänge liegt für Spannung zwischen 16 kV und 22 kV im Bereich von $(190 \pm 11) \mu\text{m}$ bis $(265 \pm 14) \mu\text{m}$. Weiterhin kann gezeigt werden, dass das Verhältnis aus angelegter Spannung und maximaler Ausbreitungslänge annähernd konstant ist. Hier wird die Unterschreitung eines kritischen Schwellenwertes, des sogenannten *stability fields*, durch das Hintergrundfeld der Elektrode als mögliche Ursache für diesen Befund identifiziert. Weitere mögliche Mechanismen, die allerdings aufgrund diverser Widersprüche als unwahrscheinlicher angesehen werden, werden ebenfalls diskutiert.

Die Geschwindigkeiten der anfänglichen Ausbreitung liegen für den Spannungsbe-
reich von 16 kV bis 22 kV zwischen $(25.7 \pm 2.3) \text{m s}^{-1}$ und $(33.5 \pm 3.2) \text{m s}^{-1}$ und verlaufen annähernd linear mit der Spannung.

Die eindimensionale Modellierung mit den Plasmaparametern von solvatisierten Elektronen zeigt eine symmetrische Ausbreitung sowohl in als auch entgegen der Richtung des Feldes. Durch den Vergleich der Beiträge der einzelnen Mechanismen (Diffusion, Advektion, Ionisation und Rekombination) kann die Ionisation am Streamer-Kopf als primärer Mechanismus der Ausbreitung identifiziert werden. Dies erklärt die symmetrische Ausbreitung, da die Ionisation nicht von der Richtung des elektrischen Feldes abhängt. Die aus der Modellierung resultierenden Geschwindigkeiten sind in derselben Größenordnung wie die aus dem Experiment und zeigen einen ähnlichen Verlauf. Es lassen sich also bereits durch einfache eindimensionale Modellierungen Ergebnisse erzielen, welche mit den experimentellen Daten konsistent sind.

Abstract

Nanosecond pulsed plasmas in liquids are of great interest in research due to their broad field of applications in industry and plasma medicine, like for example the production of nanoparticles or treatment of industrial wastewater. Plasmas in liquids with very short pulses with rising times of a few nanoseconds show much different reaction rates and efficiencies compared to those with longer pulses. The production of active species is much higher and there is a high mass flow of chemical species to the liquid phase.

The ignition and propagation mechanisms for those short pulsed plasmas are not fully understood. Especially the propagation and velocities of negative streamers are not very often covered in the research.

The aim of this thesis is the investigation of propagation and velocity of negative nanosecond pulsed streamers in deionized and distilled water via ICCD imaging and modelling.

The ICCD images show a linear initial expansion of the streamers, which ends at a certain distance even though voltage is still applied. The maximum propagation distance for voltages of 16 kV and 22 kV is between $(190 \pm 11) \mu\text{m}$ and $(265 \pm 14) \mu\text{m}$. Furthermore, the ratio between applied voltage and maximum propagation distance is approximately constant. This could be caused by the electric background field of the electrode falling below a certain threshold value, also known as the stability field. Further possible mechanisms which could be responsible for this finding are discussed as well, but they are not considered very probable because of discrepancies regarding different aspects.

The initial streamer velocities for voltages between 16 kV and 22 kV are between $(25.7 \pm 2.3) \text{m s}^{-1}$ and $(33.5 \pm 3.2) \text{m s}^{-1}$ and the dependence of applied voltage is approximately linear. One dimensional modelling with plasma parameters of solvated electrons shows symmetric propagation in space both in and against the direction of the electric field. By comparison of the contributions of the different mechanisms (diffusion, advection, ionization and recombination) the ionization at the streamer head is identified as the primary mechanism of propagation. This also explains the symmetric propagation because the ionization is independent of the direction of the electric field. The velocities from modelling are in good agreement with the data from the experiment. Therefore, it can be stated that it is possible to achieve result in agreement with experiment even with simplified one dimensional modelling.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	3
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Gepulste Plasmen in Flüssigkeiten	5
2.1.1	Zündungsmechanismen	6
2.2	Entstehung und Propagation von Streamern	8
2.2.1	Streamer in Gasen	8
2.2.2	Streamer in Flüssigkeiten	11
3	Modellierung	13
3.1	Das zugrundeliegende Modell	13
3.1.1	Die Beschreibung des Streamers in Luft	13
3.1.2	Beschreibung des Streamers in Wasser	14
3.2	Die numerischen Methoden und deren Implementierung	15
3.2.1	Die Anfangsbedingung	16
3.2.2	Die Berechnung des elektrischen Feldes	16
3.2.3	Die Berechnung der Ableitungen	17
3.2.4	Der Zeitschritt	19
4	Experimenteller Aufbau und Messmethoden	21
4.1	Der experimentelle Aufbau	21
4.1.1	Die Entladungskammer	21
4.1.2	Der Pulsgenerator	22
4.1.3	Der Aufbau für die ICCD-Messungen	22
4.2	Die Messmethoden	23
4.2.1	Spannungsmessung	23
4.2.2	ICCD Bildgebung	24
5	Ergebnisse	25
5.1	Ergebnisse der Modellierung	25
5.1.1	Streamerausbreitung in Luft	25
5.1.2	Streamerausbreitung in Wasser	28
5.2	Ergebnisse der Messungen	30
5.2.1	Der Spannungverlauf	30
5.2.2	Die Elektroden spitze	30
5.2.3	Die Ausbreitung der Streamer	31
5.3	Die Geschwindigkeit der Streamer und der Vergleich zwischen Experiment und Modellierung	38

6 Fazit und Ausblick	41
Literatur	43
Danksagung	49
A Anhang	50

1 Motivation

Die Wechselwirkung von Plasmen und Flüssigkeiten ist bereits seit vielen Jahren Gegenstand der Forschung und bietet diverse Einsatzmöglichkeiten in vielen verschiedenen Bereichen der Industrie und Medizin. Anwendungsbereiche sind unter anderem die Behandlung von Wasser, insbesondere die Reinigung von Trinkwasser, die Aufbereitung von industriellem Abwasser und die Zerstörung von Mikroorganismen [1, 2, 3, 4], aber auch die Produktion von Wasserstoff [5]. Neben diesen Bereichen werden Plasmen in Flüssigkeiten auch bei der Produktion von Nanopartikeln eingesetzt [6]. Im Bereich der Plasmamedizin ist unter anderem die Veränderung der Chemie von Flüssigkeiten mithilfe von Plasmen von Interesse [7].

Die Zündung dieser Plasmen sowie die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse sind noch nicht vollständig verstanden und werden in der Literatur diskutiert [8]. Bei Spannungspulsen mit längeren Steigzeiten im Bereich von mehr als zehn Nanosekunden bilden sich, aufgrund von Joule Heizung und Elektrostriktion, Blasen im gasförmigen Zustand, in welchen die Zündung der Entladung stattfinden kann [9]. Bei kürzeren Pulsen ist dies nicht mehr möglich und die Zündung muss in einem anderen Medium stattfinden. Da jedoch eine direkte Zündung über Ionisation in der Flüssigkeit nicht möglich ist [10], gibt es verschiedene alternative Erklärungsansätze in der Literatur. Zu diesen gehören unter anderem die Zündung in einem Gebiet niedrigerer Dichte durch die Bildung sogenannter Nanovoids, welche durch Elektrostriktion entstehen [11, 12]. Es wird ebenfalls die Zündung in einem Bereich, in welchem sich die Flüssigkeit im superkritischen Zustand befindet, diskutiert [13].

Die Zündung von Plasmen direkt in der Flüssigkeit ist von Interesse, da z.B. die Produktion von aktiven Spezies im Vergleich zu anderen Entladungen um mehr als eine Größenordnung höher ist, sich die Raten und Effizienz der Reaktionen unterscheiden und es zu einem hohen Massenfluss dieser Spezies in die flüssige Phase kommt [3, 14]. Neben der Zündung wurde auch die Ausbreitung der Streamer sowie deren Geschwindigkeit in der Literatur untersucht [15, 16]. Hier wurden vor allem positive Spannungspulse im Bereich von 80 kV oder mehr betrachtet. Die Ausbreitung der Streamer in der Flüssigkeit ist von essentieller Bedeutung für das Verständnis der Entladung in ihrer Gänze. Nur so kann zum Beispiel der Transport der aktiven Spezies reguliert werden, um eine optimale Flüssigkeits- und oder Oberflächenbehandlung zu gewährleisten.

Dennoch wurden negative Entladungen in Wasser mit niedrigeren Spannungen im Bereich von 20 kV bisher selten auf die Ausbreitung und Geschwindigkeit der Streamer untersucht. In dieser Arbeit sollen daher sowohl Ausbreitungslänge als auch Geschwindigkeit einer negativen Streamer-Entladung mit kurzen Steigzeiten im Bereich von zwei bis drei Nanosekunden und Spannungen zwischen 16 kV und 22 kV mithilfe von ICCD-Bildgebung untersucht werden. Weiterhin sollen die Geschwindigkeit der Streamer

sowie die für die Ausbreitung wichtigen Mechanismen mithilfe von Modellierungen mit einem eindimensionalen Drift-Diffusions-Modell untersucht werden.

Das Wissen über die Geschwindigkeit der Streamer sowie deren Ausbreitung und die dafür verantwortlichen Mechanismen tragen zu dem allgemeinen Verständnis von Nanosekundenplasmen in Wasser bei.

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Eigenschaften von Plasmen in Flüssigkeiten charakterisiert und die Entstehung und Propagation von Streamern in Luft und Wasser erläutert werden.

2.1 Gepulste Plasmen in Flüssigkeiten

Bei der Betrachtung von gepulsten Entladungen in Flüssigkeiten können drei verschiedene Fälle differenziert werden [17]. Zunächst gibt es die Entladungen, die direkt in der Flüssigkeit zünden. Weiterhin können Entladungen auch in mehrphasigen Umgebungen, wie zum Beispiel innerhalb von Gasblasen in einer Flüssigkeit, zünden. Außerdem gibt es noch Entladungen, welche zwar in einem Medium in Gasphase auftreten, bei denen jedoch eine Flüssigkeit als Elektrode dient. Zusätzlich wird zwischen der Konfiguration der Elektroden unterschieden. In der Literatur werden zumeist Konfigurationen mit einer Spitze und einer Platte (pin-to-plate) oder zwei Spitzen (pin-to-pin) verwendet [18, 15, 19, 20]. Eine Konfiguration aus zwei Platten wäre ebenfalls möglich, findet in der Literatur allerdings selten Verwendung.

Der Zündungsmechanismus der Entladung in Flüssigkeiten hängt von der Länge des Pulses sowie der Anstiegszeit der Spannungskurve ab. Bei längeren Pulsen im Bereich von Mikrosekunden mit Anstiegszeiten von zehn und mehr Nanosekunden bilden sich aufgrund von Joule-Heizung Gasblasen in der Flüssigkeit, in denen die Entladung dann zündet [9]. Bei sehr kurzen Pulsen, im Bereich von Nanosekunden oder kürzer und mit Anstiegszeiten von höchstens wenigen Nanosekunden, ist dies jedoch nicht mehr möglich und die Entladung zündet direkt in der Flüssigkeit [14]. Die genauen Mechanismen dieses Zündungsvorgangs werden in der Literatur noch diskutiert [9, 12, 13]. In Abschnitt 2.1.1 soll ein kurzer Überblick über die gängigen Ansätze gegeben werden.

Weiterhin wird, je nach Art der Ausbreitung im Medium, zwischen verschiedenen Entladungstypen unterschieden. Bei hohem Druck (Atmosphärendruck oder höher) sind die durch die lokalen Elektronendichten entstehenden Felder im Vergleich zu den externen Feldern nicht mehr vernachlässigbar und der Mechanismus der Streamer-Entladung wird relevant. Hier kommt es, aufgrund der hohen Felder der lokalen Ladungsträgerdichten selbst, zu Ionisation und die Struktur kann sich ausbreiten [21]. Auf die genauen Mechanismen der Streamerausbreitung wird in den folgenden Unterabschnitten noch eingegangen. Durch die Propagation der Struktur kann es zur Entstehung eines leitenden Kanals zwischen den Elektroden kommen, durch den ein Strom fließen kann; es kommt zu einer sogenannten Bogenentladung. Ist dieser Kanal jedoch nicht dauerhaft sondern bildet sich nur sehr kurz, so wird auch von einer Funkenentladung gesprochen. Entladungen in stark inhomogenen elektrischen Feldern werden auch Koronaentladungen genannt.

Dieses inhomogene Feld kann zum Beispiel in der Umgebung einer dünnen Spitze mit kleinem Krümmungsradius entstehen. Hier wird das Feld vor der anderen Elektrode so gering, dass keine Funken- oder Bogenentladung entstehen können. Koronaentladungen unterscheiden sich auch in ihrem Erscheinungsbild je nach der Polarität der angelegten Spannung. Bei positiven Spannungen breitet sich das Plasma weiter in den Raum aus und es bilden sich filamentartige Strukturen. Negative Koronaentladungen werden als gleichmäßigerer Glimmsaum wahrgenommen.

2.1.1 Zündungsmechanismen

Die Zündungsmechanismen von Nanosekundenplasmen in Flüssigkeiten, speziell Wasser, sind noch nicht vollständig verstanden, auch aufgrund der Schwierigkeit experimenteller Nachweise auf diesen kurzen Zeitskalen. Dennoch gibt es mehrere Ansätze für die Beschreibung der Zündungsmechanismen, die hier kurz vorgestellt werden.

Zündung in Nanovoids:

Durch das starke inhomogene elektrische Feld an der Spitze der Elektrode, welches im sehr kleinen Krümmungsradius begründet ist, kommt es zur Elektrostriktion und es entsteht eine hohe Druckdifferenz in der Nähe der Elektrode, wo das elektrische Feld am stärksten ist. Dieser Druck führt dann, vereinfacht gesagt, zur Bildung von kleinen Hohlräumen in der Flüssigkeit in der Größenordnung von Nanometern, den sogenannten Nanovoids [18, 22, 23]. Der für diesen Prozess notwendige Druck liegt, gemäß theoretischer Berechnungen, im Bereich von 20 – 30 MPa [22, 24, 25]. Andere Autoren gehen von einem deutlich höheren Druck von bis zu 140 MPa aus [26]. Eindeutige experimentelle Nachweise hierfür stehen jedoch noch aus.

Auch wenn dies ähnlich zu der Bildung von Gasblasen scheinen mag, so sind die Nanovoids doch fundamental anders, da es sich hier nicht um Gas, sondern um eine vakuumähnliche Umgebung handelt [27]. Diese Nanovoids verlängern sich entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes [28]. Innerhalb dieser Nanovoids können Elektronen nun ausreichend beschleunigt werden, wodurch ihre Energie anschließend zur Ionisation eines Wassermoleküls ausreicht.

Weiterhin gilt es zu berücksichtigen, dass freie Elektronen sich in Wasser aufgrund der hohen Dichte schnell lösen, es also zur Bildung von solvatisierten Elektronen (in Wasser auch als hydrierte Elektronen bezeichnet) kommt. Diese Elektronen sind von einem Cluster an Wassermolekülen umgeben und besitzen folglich eine geringere Mobilität, können sich aber im Wasser bewegen. Diese Elektronen rekombinieren anschließend auch (z.B. mit $\text{H}_2\text{O}_{\text{aq}}^+$), jedoch ist dieser Vorgang im Vergleich zur Solvatisierung langsamer. Zusätzlich kann durch die Ablösung von Elektronen an OH^- durch das elektrische Feld eine Hintergrundelektronendichte entstehen, welche

ebenfalls für die Zündung relevant sein könnte [29]; dies wird im Folgenden noch genauer erläutert.

Eine Möglichkeit für die Vervielfachung der Elektronen mithilfe der Nanovoids ist, dass zunächst ein freies Elektron in einem solchen Nanovoid beschleunigt wird und beim Aufprall auf die Wand ein weiteres Elektron durch Stoßionisation erzeugt. Diese beiden Elektronen werden anschließend solvatisiert und können sich zum nächsten Nanovoid bewegen. An der Grenzfläche von Wasser und Nanovoid kann es daraufhin, aufgrund von Feldeffekten, zur Entstehung von freien Elektronen in den Nanovoids kommen. Die zugrundeliegenden Feldeffekte werden im weiteren Verlauf dieses Abschnitts erläutert. Diese freien Elektronen beginnen den Zyklus erneut und erzeugen eine Elektronenlawine, deren Geschwindigkeit durch die Beweglichkeit der solvatisierten Elektronen begrenzt wird [30]. Dieser Ansatz erklärt zwar die Elektronenvervielfachung, jedoch nicht den Ursprung der ersten (freien) Elektronen. Für die Entstehung dieser ersten Elektronen werden Feldeffekte angenommen. Dies wird im weiteren Verlauf erläutert. Zunächst soll jedoch ein den Nanovoids ähnlicher Ansatz zur Bildung von Regionen mit geringerer Dichte beschrieben werden.

Superkritisches Fluid

Ein alternativer Ansatz geht davon aus, dass sich das Wasser in der Nähe der Elektronenspitze aufgrund der hohen Temperaturen und Drücke in einem superkritischen Zustand befindet. Die kritischen Werte für Druck und Temperatur liegen bei $p = 21.1$ MPa und $T = 647$ K [31]. In Nanosekundenplasmen wurden deutlich höhere Drücke im Bereich von GPa und Temperaturen von mehreren tausend Kelvin beobachtet, die nötigen Werte werden also deutlich überschritten [19, 20]. Dieser Zustand hat Dichtefluktuationen zur Folge, welche ebenfalls zu einer Region mit geringerer Dichte und somit größerer freier Weglänge führen. Daraus resultiert, dass die Elektronen auch hier eine für Stoßionisation ausreichende kinetische Energie erreichen könnten [32].

Zündung durch Feldeffekte:

In der Anwesenheit von starken elektrischen Feldern treten sogenannte Feldeffekte auf, wobei zwischen den verschiedenen Polaritäten der Elektrode unterschieden werden muss. Bei negativen Spannungen kann es zur Feldemission von Elektronen kommen, bei positiven Spannungen zur sogenannten Feldionisation [33]. Bei der Feldemission kommt es aufgrund des elektrischen Feldes zu einer Verschiebung der Tunnelbarriere zwischen Festkörper (Elektrode) und Flüssigkeit, welche den Elektronen in der Elektrodenspitze ermöglicht, diese Tunnelbarriere mithilfe des Tunneleffekts zu überwinden und den Festkörper zu verlassen. Bei der Feldio-

nisation findet ein ähnlicher Prozess statt, hier überwinden die Elektronen der Wassermoleküle in der direkten Umgebung der Elektrode die Potentialbarriere und tunneln direkt in die Elektrode. Die benötigten Feldstärken hängen von den beiden Grenzmaterialien ab. Für Feldionisation zwischen Wolfram und Wasser wird für eine ausreichende Wahrscheinlichkeit des Prozesses eine Feldstärke von $0.2 - 0.3 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ benötigt [34]. Bei Feldemission wird die benötigte Feldstärke auf $0.3 - 0.6 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ geschätzt [33].

Die Stärke des elektrischen Feldes in der Nähe der Spitze für eine pin-to-pin Elektrodenanordnung kann über den Zusammenhang

$$E = \frac{2U}{r \ln \frac{4d}{r}} \quad (1)$$

abgeschätzt werden [12]. Hierbei ist U die Spannung, r der Krümmungsradius der Elektrode und d der Abstand der Elektroden. Alternativ wird in der Literatur auch der Zusammenhang

$$E = \frac{U}{5r} \quad (2)$$

zur Abschätzung des elektrischen Feldes verwendet [33].

Während die nötige Feldstärke für Feldionisation an der Grenzfläche Wolfram-Wasser, welche bei der anfänglichen Zündung relevant ist, im Bereich von $0.2 - 0.3 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ liegt, ist diese für Wasser selbst mit etwa $2 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ deutlich größer [29]. Bei der Zündung sowie Ausbreitung des Streamers in Wasser kann die Ablösungen von Elektronen von Hydroxidion (OH^-) eine Rolle spielen. Dieser Effekt tritt bereits bei niedrigeren Feldern (etwa $0.2 - 0.3 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$) als die Feldionsiation von Wasser auf, jedoch ist die Dichte von OH^- so gering, dass dieser Mechanismus nicht genug Elektronen für die Zündung der Entladung liefern kann. Die dadurch entstandenen Elektronen können jedoch als Saatelektronen für die bisher besprochenen Mechanismen dienen [29, 30].

2.2 Entstehung und Propagation von Streamern

2.2.1 Streamer in Gasen

Im Folgenden soll die Entstehung und Ausbreitung von Streamern in Gasen genauer erläutert werden. Im Allgemeinen sind Streamer sich schnell im Raum ausbreitende Ionisationsfronten, die faserartige Strukturen annehmen können und eine kurze Lebensdauer aufweisen. Streamer-Entladungen zählen zu den Nichtgleichgewichtsplasmen, befinden sich also nicht im thermischen Gleichgewicht [21]. Es ist zwischen positiven und negativen Streamern zu unterscheiden, da sich diese in den Mechanismen der Ausbreitung unterscheiden. Positive Streamer gehen von der Anode aus (positiver Spannungspuls),

wohingegen negative Streamer von der Kathode ausgehen (negativer Spannungspuls). Die Polarität des Streamers stimmt also mit der Polarität des Spannungspulses überein. Für die Ausbreitung und Entstehung von Streamern gibt es mehrere wichtige Mechanismen, die hier zunächst erläutert werden.

Zunächst ist die Stoßionisation zu nennen. Besitzen freie Elektronen genügend kinetische Energie, so können diese durch Stöße andere Moleküle oder Atome ionisieren, wodurch sich die Dichte der freien Elektronen erhöht. Hierdurch kann sich eine Ionisationslawine bilden. Dementgegen wirkt die Elektronenanlagerung, bei der sich ein Elektron an ein Atom oder Molekül anlagert und so ein Ion erzeugt. Hier geht ein freies Elektron verloren. Mathematisch kann dieser Prozess durch den effektiven Ionisationskoeffizienten

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (3)$$

beschrieben werden, der sich aus der Differenz des Ionisationskoeffizienten α und dem Anlagerungskoeffizienten η ergibt [21]. Für positive $\bar{\alpha}$ ergibt sich eine Elektronenlawine, da hier die Ionisation überwiegt. Der effektive Ionisationskoeffizient ist eine Funktion des elektrischen Feldes und die Feldstärke für die $\bar{\alpha} = 0$ gilt, wird Durchbruchfeldstärke genannt. Rekombination spielt ebenfalls eine Rolle, ist jedoch in Luft gegenüber der Anlagerung vernachlässigbar [21].

Neben der Stoßionisation kommt es ebenfalls zu einer Drift der Ionen und Elektronen, wobei die Drift der Ionen aufgrund ihrer deutlich größeren Masse meist vernachlässigbar ist. Die Driftgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{drift}}$ hängt über folgenden Zusammenhang mit dem elektrischen Feld $\mathbf{E}$ zusammen [21]:

$$\mathbf{v}_{\text{drift}} = \mu_e \mathbf{E}, \quad (4)$$

wobei μ_e die Beweglichkeit der Elektronen darstellt. Die Richtung der Drift unterscheidet die beiden Polaritäten der Streamer. Für die positiven Streamer bedeutet dies, dass die Drift der Elektronen entgegen der Ausbreitungsrichtung der Streamer läuft.

Ein weiterer Aspekt ist die sogenannte Feldverstärkung an der Spitze der Streamer. Aufgrund der hohen Elektronendichte an der Oberfläche des Streamers kommt es zu einer Abschirmung der Felder im Inneren und zu einer Verstärkung des Feldes an der Spitze. Wenn dieses Feld ebenfalls die Durchbruchfeldstärke übertrifft, kann sich der Streamer folglich auch in Bereiche ausbreiten, in denen die Hintergrundfeldstärke unter dem kritischen Wert liegt. Dies erklärt die Ausbreitung von negativen Streamern ausreichend, da hier die Elektronen aufgrund ihrer Driftbewegung an der Spitze des Streamers für Ionisation zur Verfügung stehen. Bei positiven Streamern ist dies nicht der Fall, hier werden weitere Ionisationsmechanismen, wie zum Beispiel Photoionisation durch Photonen, vor dem Streamer benötigt [21].

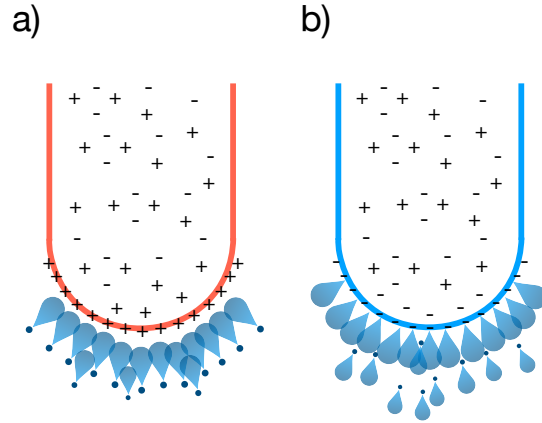


Abbildung 2.2.1: Schematische Darstellung des Streamer-Kopfs für a) positive und b) negative Streamer. Elektronen und deren Ionisationslawinen sind durch blaue Punkte bzw. blauen Zonen vor diesen dargestellt. Abbildung nach Referenz [21].

Die Entstehung der Streamer lässt sich nun in mehrere Abschnitte unterteilen. Zunächst müssen die ersten freien Elektronen entstehen. Hierfür gibt es verschiedene Quellen wie zum Beispiel Ionisation durch Strahlung (Photoionisation) oder Feldemission bzw. Feldionisation. Ausgehend von diesen freien Elektronen kommt es bei ausreichender Feldstärke zur Entstehung einer Ionisationslawine. Diese Ionisationslawine bewegt sich nun aufgrund der Drift durch den Raum und erzeugt aufgrund des Feldverstärkungseffekts die Streamer-Struktur, welche dann in den Raum propagieren kann. Der Übergang von Ionisationslawine zu Streamer-Struktur findet statt, wenn das Raether-Meek-Kriterium $\bar{\alpha} \cdot d \approx 18 - 20$ erfüllt ist, wobei d die zurückgelegte Strecke darstellt [35].

Für die Ausbreitung im Raum ist vor allem der Kopf des Streamers entscheidend, da hier, wie bereits beschrieben, das elektrische Feld besonders groß wird. Der Streamer-Kopf und die Ausbreitung des Streamers unterscheidet sich nun je nach Polarität des Streamers. Bei negativen Streamern herrscht ein Ladungsüberschuss an negativen Ladungsträgern an der Spitze, bei positiven Streamern einer an positiven Ladungsträgern. Die Köpfe der Streamer sind schematisch in Abbildung 2.2.1 abgebildet. Auch wenn sich positive Streamer entgegen der Richtung des Elektronendriffs bewegen, zünden positive Streamer bereits bei niedrigeren Spannungen und propagieren weiter in den Raum [36]. Dies lässt sich dadurch erklären, dass aufgrund der Drift der Elektronen die Raumladungszone mit hoher Dichte am Streamer-Kopf verschmiert und somit das Feld schwächer wird [37].

Auf der makroskopischen Ebene treten in einer Entladung meist viele Streamer gleichzeitig auf und bilden eine verästelte Struktur. Die Streamer folgen bei der Ausbreitung grob den elektrischen Feldlinien, jedoch beeinflussen sich die Streamer aufgrund ihrer eigenen Felder auch gegenseitig. Es gibt auch die Möglichkeit, dass sich größere Streamer

bei der Ausbreitung weiter in kleine Streamer aufteilen, sich also eine Verästelung bildet. Ein Grund hierfür ist unter anderem die Laplace-Instabilität. Die Details sollen hier jedoch, mit Verweis auf die Literatur (z.B. Referenz [21]), nicht weiter diskutiert werden.

2.2.2 Streamer in Flüssigkeiten

Streamer-Entladungen können nicht nur in Gasen sondern auch in Flüssigkeiten auftreten. Im Gegensatz zu Gasen, wo die Physik der Streamer weitestgehend verstanden ist, ist dies in Flüssigkeiten noch nicht der Fall [38]. Flüssigkeiten besitzen eine deutlich höhere Dichte als Gase, haben jedoch im Gegensatz zu Festkörpern keine feste Gitterstruktur, was die Erforschung von Entladungen in diesen erschwert [38]. Bei Streamern in Flüssigkeiten muss zwischen den verschiedenen Pulsdauern unterschieden werden, da diese einen maßgeblichen Einfluss auf die Art der Entladung haben. In der Literatur wird auch von verschiedenen Typen oder Moden von Streamern bei unterschiedlichen Spannungen berichtet [39].

Die Zündung und Ausbreitung von Streamern in Gasen beruht, wie bereits erläutert, maßgeblich auf der Stoßionisation. Dieser Prozess ist in Flüssigkeiten jedoch seltener, da aufgrund der hohen Dichte die mittlere freie Weglänge deutlich kürzer ist und es zu mehr Streuung kommt [38]. Die Entladung benötigt nun entweder sehr große elektrische Felder oder Regionen mit geringerer Dichte um zu zünden und zu propagieren. Die Erklärungsansätze für die Zündung von Entladungen, welche mit Nanosekunden gepulst werden, sind bereits in Abschnitt 2.1.1 erläutert. In Entladungen mit längeren Pulsen, im Bereich von Mikrosekunden, ist die Theorie der Blasenbildung allgemein anerkannt, die davon ausgeht, dass sich, durch das Bilden von Gasblasen, Regionen mit geringerer Dichte formen, in welchen dann Stoßionisation stattfinden kann [38].

Auch bei Streamern in Wasser bilden sich analog zu denen in Gas ein Streamer-Kopf, an welchem das elektrische Feld, aufgrund der Feldverstärkung durch die hohe Elektronendichte, sehr groß wird. Ist das Feld nun groß genug, kann es zu Ionisation kommen. Hierfür kommt bei ausreichend großen Feldern der Mechanismus der direkten Ionisation durch das Feld in Frage. Dieser Mechanismus wurde von Zener für Festkörper beschrieben [40], findet in der Literatur aber auch große Anwendung bei Flüssigkeiten [21]. Für die direkte Ionisation eines Wassermoleküls ist eine Feldstärke im Bereich von $2 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ nötig. Natürlich könnten auch die in Abschnitt 2.1.1 diskutierten Mechanismen am Kopf des Streamers Anwendung finden. Neben den in Abschnitt 2.1.1 diskutierten Prozessen gibt es auch weitere Mechanismen wie Dissoziation oder den Auger-Prozess, die möglich sind [38]. Die genauen Mechanismen sind jedoch, wie auch bei der Zündung, noch nicht vollständig erforscht.

Hinter dem Streamer-Kopf bildet sich der sogenannte Streamer-Kanal. Hier kommt es, aufgrund von Rekombination, zu Quasineutralität. Durch die bei der Rekombination

freiwerdende Energie kommt es zur Verdampfung und der Streamer-Kanal befindet sich in Gasphase. In den Emissionsspektren können Emissionslinien von gasförmigem Wasser- und Sauerstoff beobachtet werden [41].

Bei Entladungen mit kurzer Pulslänge im Nanosekundenbereich lassen sich mehrere Phasen unterscheiden. Nach der Zündung kommt es zunächst zu einer Phase der linearen Expansion [15], welche mit Emission verbunden ist. Daran anschließend, wenn der Spannungspuls auf sein Maximum angestiegen ist und sich nicht mehr ändert, lässt sich eine Phase geringerer Emission beobachten, welche auch als Darkphase bezeichnet wird [42]. Anschließend, wenn die Spannungscurve wieder an der fallenden Flanke ankommt, kommt es zu einer erneuten Phase der Emission. Der Grund hierfür ist noch nicht eindeutig bekannt, möglich wäre eine Modulation der Helligkeit aufgrund der thermischen Emission der Elektrode, welche einen Großteil des Lichts ausmacht und welche ebenfalls primär während der steigenden und fallenden Flanke Licht emittiert [41]. In der Literatur wird ebenfalls die Möglichkeit diskutiert, dass das Plasma in dieser Zeit, in der die Spannung ihr Plateau erreicht, erlischt [12].

Wie auch bei Streamern in Gas, zünden positive Streamer bereits bei niedrigeren Spannungen als negative Streamer. Hierfür ist vermutlich der gleiche Mechanismus verantwortlich, die Drift der Elektronen führt also bei negativen Streamern zu einer Abschwächung des Feldes. Jedoch gibt es in der Literatur auch Berichte über entgegengesetzte Beobachtungen, die aber auch von den unterschiedlichen Ausgangsbedingungen bzw. Versuchsaufbauten abhängen können [38].

Die beobachtbaren Streamer-Strukturen unterscheiden sich je nach Polarität der Entladung. Negative Streamer sind breiter und besitzen einen dickeren Ansatz, wohingegen positive Streamer dünner sind und eine stärker ausgeprägte filamentartige Struktur aufweisen [38].

Die Geschwindigkeiten von negativen Streamern sind meist geringer als die von positiven, was ebenfalls in den Unterschieden in der Feldverstärkung aufgrund der Drift begründet ist [43, 44]. In der Literatur werden für positive Streamer in Wasser Geschwindigkeiten im Bereich von 80 km s^{-1} bis zu 200 km s^{-1} für Spannungen im Bereich 80 kV bis 113 kV angegeben [15, 16]. Für negative Streamer konnten in der Literatur keine Studien bezüglich der Geschwindigkeiten gefunden werden.

Es lässt sich also konstatieren, dass Streamer-Entladungen in Wasser weniger gut verstanden sind als solche in Gas, es jedoch mehrere Ansätze für die Beschreibung von Zündung und Ausbreitung gibt. Im Folgenden werden Streamer-Entladungen mit negativer Polarität sowohl experimentell als auch numerisch mithilfe von Modellierung untersucht. Im nächsten Abschnitt soll dieses Modell zur numerischen Untersuchung der negativen Streamer beschrieben werden.

3 Modellierung

Die Ausbreitung der Streamer in Luft und Wasser soll mithilfe von Modellierungen mit einem eindimensionalen Drift-Diffusions-Modell untersucht werden. Hierfür wird zunächst ein Modell für eine Entladung in Luft entwickelt, welches dann anschließend über Skalierung der Parameter auf Wasser angewendet werden soll. Das Modell wird lediglich für negative Streamer entwickelt, da die Ausbreitung von positiven Streamern Feldeffekte benötigt, die sich in einer Dimension nicht selbstkonsistent berechnen lassen [45].

Im Folgenden werden zunächst die physikalischen Annahmen des Modells und anschließend die verwendeten numerischen Methoden und deren Implementierung beschrieben.

3.1 Das zugrundeliegende Modell

3.1.1 Die Beschreibung des Streamers in Luft

Die Plasmaentladung wird im Fluid-Modell betrachtet. Für die Elektronen- und Iondichte ergeben sich aus der Kontinuitätsgleichung folgende Zusammenhänge

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla(n_e \mu_e \mathbf{E} + D_e \nabla n_e) + \bar{\alpha} \mu_e |\mathbf{E}| n_e - k_{\text{Re}} n_e n_i \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \bar{\alpha} \mu_e |\mathbf{E}| n_e - k_{\text{Re}} n_e n_i, \quad (6)$$

wobei n_e und n_i die Elektronen- bzw. Ionendichte, μ_e die Elektronen-Beweglichkeit, D_e die Diffusionskonstante der Elektronen, $\mathbf{E}$ das elektrische Feld, k_{Re} den Rekombinationskoeffizienten und $\bar{\alpha}$ den effektiven Ionisationskoeffizienten beschreiben [45].

Photoionisation wird hier nicht berücksichtigt, da diese bei negativen Streamern nicht für die Ausbreitung nötig ist (siehe Abschnitt 2.2) und bei einer ausreichend großen Saatelektronen-Verteilung ($n_0 \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$) vernachlässigbar ist [46].

Der Rekombinationsterm $k_{\text{Re}} n_e n_i$ aus den Gleichungen (5) und (6) ist, wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erläutert, in Gasen vernachlässigbar und wird daher für die Modellierungen der Streamer in Gas auf Null gesetzt. Bei der Betrachtung für Flüssigkeiten wird dieser Term jedoch relevant, weshalb er hier erwähnt werden sollte.

In einer Dimension vereinfachen sich die Gleichungen (5) und (6) zu

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(n_e \mu_e E + D_e \frac{\partial}{\partial x} n_e) + \alpha \mu_e |E| n_e - k_{\text{Re}} n_e n_i \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \alpha \mu_e |E| n_e - k_{\text{Re}} n_e n_i. \quad (8)$$

Die Werte für D_e , μ_e und $\bar{\alpha}$ werden für den Fall des sich in Gas ausbreitenden Streamers analog zu Referenz [45] gewählt. Für den Ionisationskoeffizienten liegt hier eine

Townsend-Näherung zugrunde, es gilt also $\alpha = \alpha_0 e^{-E_0/|E|}$, wobei E_0 die für Ionisation nötige Feldstärke (Schwellenfeld) beschreibt und $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ ist. Der Faktor α_0 ist der Ionisationskoeffizient. Für trockene Luft bei einer Temperatur von 300 K und einem Druck von 1 bar ergeben sich für die Koeffizienten:

$$\mu_e = 2.398 \cdot E^{-0.26} \quad (9)$$

$$D_e = 4.362 \cdot 10^{-3} \cdot E^{0.22} \quad (10)$$

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (11)$$

$$\alpha = (1.194 \cdot 10^6 + 3.366 \cdot 10^{26} \cdot E^{-3}) \cdot e^{\frac{-2.73 \cdot 10^7}{E}} \quad (12)$$

$$\eta = 340.75 \quad (13)$$

$$E_0 = 2.73 \cdot 10^7. \quad (14)$$

Hier werden die elektrische Feldstärke E in V m^{-1} , die Beweglichkeit μ_e in $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, der Diffusionskoeffizient D_e in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ und der Ionisationskoeffizient α bzw. der Anlagungskoeffizient η in m^{-1} angegeben und die Einheiten wurden, zur besseren Übersicht, in den Gleichungen weggelassen.

Als Anfangsbedingung wird eine Verteilung von sogenannten Saatelektronen angenommen, welche den Ausgangspunkt für die Entwicklung des Streamers darstellt [47, 45]. Der physikalische Hintergrund der Zündungsmechanismen, also des Entstehens dieser ersten Saatelektronen wurde in Abschnitt 2.1.1 bereits diskutiert. Hier wird eine Gauß-Verteilung mit einer maximalen Dichte von 10^{14}m^{-3} angenommen.

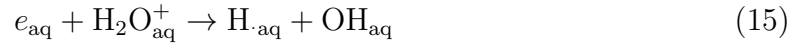
3.1.2 Beschreibung des Streamers in Wasser

Für die Untersuchung der Streamerausbreitung in Wasser wird hier das in Abschnitt 3.1.1 erläuterte Modell übernommen und es werden lediglich die Parameter in Gleichungen (7) und (8) angepasst. Hierzu zählen die Diffusionskonstante, die Mobilität, der Rekombinations- sowie Ionisationskoeffizient und die für Ionisation nötige Feldstärke. Da, wie in Abschnitt 2.1.1 erläutert, die freien Elektronen in Wasser schnell zu solvatisierten Elektronen werden, wird hier angenommen, dass Mobilität und Diffusion von diesen solvatisierten Elektronen ausgehen. Die Mobilität und Diffusionskonstante aus den Gleichungen (9) und (10) werden durch geeignete Skalierung auf die Werte der solvatisierten Elektronen von $\mu_e = 1.85 \cdot 10^{-7} \text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ und $D_e = 3.7 \cdot 10^{-9} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ gebracht [48].

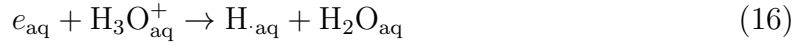
Wie in Abschnitt 2.1.1 erläutert, spielen Feldeffekte für die Ausbreitung von Streamern in Wasser eine entscheidende Rolle. Da diese jedoch im eindimensionalen nicht implementierbar sind, wird weiterhin ein Townsend-Mechanismus zur Ionisation angesetzt. Der Ionisationskoeffizient ergibt sich dann aus der fundamentalen Längenskala über den Zusammenhang $\alpha_0 = l_0^{-1}$. Als fundamentale Längenskala kann hier die Distanz

zwischen Atomen in Wasser von $l_0 = 4.31 \text{ \AA}$ angenommen werden, welche sich aus der Dichte des Wassers (1 g cm^{-3}) ergibt. Somit ergibt sich für den Ionisationskoeffizienten $\alpha_0 = 2.3 \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$. Der Anlagerungskoeffizient η wird hier auf Null gesetzt. Das Schwellenfeld E_0 wird mithilfe der für Feldionisation nötigen Feldstärke abgeschätzt (siehe Abschnitt 2.1.1). Aufgrund der Limitierung des Modells, sollte diese Größe mehr als eine Art Fit-Parameter angesehen und die physikalische Bedeutung nicht überinterpretiert werden. Der Wert wird zwischen $2 \cdot 10^9 \text{ V m}^{-1}$ und $6 \cdot 10^9 \text{ V m}^{-1}$ variiert und der Einfluss auf die Ausbreitung der Streamer untersucht.

Neben Ionisation muss in Wasser auch die Rekombination berücksichtigt werden. Dafür werden die verschiedenen Rekombinationsprozesse in Wasser und ihre Häufigkeit betrachtet. Für die Rekombinationsraten von solvatisierten Elektronen in Wasser gibt es mehrere Reaktionen. In der Literatur wird für die Reaktion



ein Koeffizient von $1 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ sowie für die Reaktion



ein Koeffizient von $3.8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ angegeben [49]. Hier wird als Abschätzung ein Rekombinationskoeffizient von $k_{\text{Re}} = 1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ verwendet.

Als anfängliche Dichte wird hier die gleiche Verteilung wie in Abschnitt 3.1.1, jedoch mit einer maximalen Dichte von 10^{20} m^{-3} , verwendet.

3.2 Die numerischen Methoden und deren Implementierung

Die oben beschriebenen Gleichungen (7) und (8) werden nun, ausgehend von einer anfänglichen Dichteverteilung, numerisch gelöst. Das dafür verwendete Programm wurde in Python geschrieben. Zunächst wird ein Gitter aus N äquidistanten Gitterpunkten im Ort eingeführt. Hiermit wird für Luft ein Bereich von 1 cm und für Wasser ein Bereich von 0.5 cm diskretisiert. Für die Berechnungen für Luft wird ein Gitter mit 1000 Gitterpunkten und für Wasser eines mit 2000 Gitterpunkten verwendet. Auf diesem Gitter werden nun das elektrische Feld und die Dichten diskretisiert. Ausgehend von der Anfangsbedingung wird das elektrische Feld berechnet und anschließend die zeitliche Ableitung der Dichte gebildet. Für die Berechnung der Dichten für den nächsten Zeitschritt wird ein explizites Euler-Verfahren angewendet. Anschließend beginnt der Zyklus, ausgehend von den neuen Dichten, wieder von vorne. Der Ablauf des Zyklus ist in Abbildungen 3.2.1 visualisiert.

Die einzelnen Schritte werden in den nächsten Unterkapiteln detaillierter erläutert.

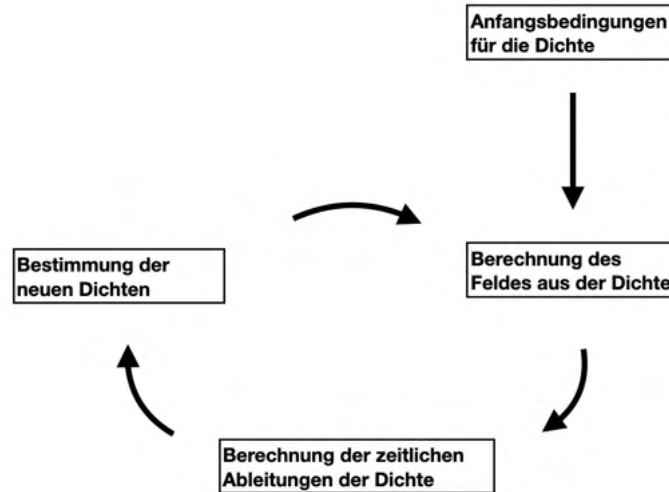


Abbildung 3.2.1: Der Zyklus des Programms.

3.2.1 Die Anfangsbedingung

Die in Abschnitt 3.1 beschriebene Anfangsverteilung der Saatelektronen wird als schmale Normalverteilung implementiert. Wenn das Gitter im Ort aus N äquidistanten Gitterpunkten besteht, so lässt sich über $x^j = \frac{j}{N} \cdot l$ jedem Punkt eine Koordinate zuordnen, wobei l die Länge des Bereichs, welche in m angegeben wird, und der obere Index j die jeweilige Zelle symbolisiert. Die Anfangsverteilung hat dann die Form:

$$n_e^j = n_1^j = n_0 \cdot \exp \left(- \left(\frac{x^j - x_0}{0.02l} \right)^2 \right), \quad (17)$$

wobei der Faktor $0.02l$ im Nenner des Exponenten die Breite der Verteilung angibt. Für die Modellierung der Streamer in Luft wird ein Bereich von $l = 0.01$ und für die in Wasser ein Bereich von $l = 0.005$ betrachtet, welche Längen von einem beziehungsweise einem halben Zentimeter entsprechen. Der Wert von x_0 gibt die Stelle an der die Verteilung ihr Maximum besitzt, und damit den Entstehungsort des Streamers, an. Dieser Wert wird für Luft auf $x_0 = 0.3l$ und für Wasser auf $x_0 = 0.5l$ gesetzt.

3.2.2 Die Berechnung des elektrischen Feldes

Zur Berechnung des elektrischen Feldes kann die erste Maxwell-Gleichung

$$\nabla E(\mathbf{r}) = \frac{\rho(\mathbf{r})}{\epsilon_0} \quad (18)$$

verwendet werden, wobei $\rho(\mathbf{r})$ die Ladungsdichte und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante beschreibt. In einer Dimension und unter der Verwendung der Elektronen- und

Ionendichte reduziert sich diese auf

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e \cdot (n_i - n_e)}{\epsilon_0}, \quad (19)$$

mit der Elementarladung e . Die Gleichung kann nun auf dem Gitter diskretisiert und anschließend integriert werden. Da für die Berechnung der Ableitungen der Dichten im nächsten Schritt die elektrischen Felder an den Rändern der Zellen des Gitters benötigt werden, werden die beiden Größen E_{links} und E_{rechts} eingeführt, welche das elektrische Feld am linken bzw. rechten Rand beschreiben. Die Diskretisierung der Gleichung ergibt damit

$$\frac{E_{\text{rechts}}^j - E_{\text{links}}^j}{dx} = \frac{e \cdot (n_i^j - n_e^j)}{\epsilon_0}. \quad (20)$$

Als Randbedingung wird das elektrische Feld am rechten Rand vorgegeben (Dirichlet-Randbedingung). Da es sich um eine Differentialgleichung erster Ordnung handelt, ist mit dieser Randbedingung die Lösung eindeutig festgelegt. Es wird, ausgehend von dem vorgegebenen Wert von E_{rechts}^j am rechten Rand der letzten Zelle der Wert von E_{links}^j für diese Zelle nach Gleichung (20) berechnet. Anschließend wird der Wert von E_{rechts}^{j-1} gleich dem Wert von E_{links}^j gesetzt.

Abschließend wird der Wert des elektrischen Feldes für die Zellmittelpunkte als Mittelwert des linken und rechten Wertes der jeweiligen Zelle berechnet. Das vorgegebene elektrische Feld wird später variiert, um den Einfluss des Feldes auf die Ausbreitung zu untersuchen.

3.2.3 Die Berechnung der Ableitungen

Zunächst müssen die Gleichungen (7) und (8) auf dem Gitter diskretisiert werden. Hierzu wird die zeitliche Änderung der Dichte in verschiedene Terme aufgeteilt:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \partial_t n_{\text{Advektion}} + \partial_t n_{\text{Diffusion}} + \partial_t n_{\text{Ionisation}} - \partial_t n_{\text{Rekombination}} \quad (21)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \partial_t n_{\text{Ionisation}} - \partial_t n_{\text{Rekombination}}, \quad (22)$$

wobei ∂_t die partielle Ableitung nach der Zeit darstellt und für die einzelnen Terme gilt: $\partial_t n_{\text{Advektion}} = \frac{\partial}{\partial x}(n_e \mu_e E)$, $\partial_t n_{\text{Diffusion}} = \frac{\partial}{\partial x}(D_e \frac{\partial}{\partial x} n_e)$, $\partial_t n_{\text{Ionisation}} = \bar{\alpha} \mu_e |E| n_e$ und $\partial_t n_{\text{Rekombination}} = k_{\text{Re}} n_e n_i$. Die einzelnen Terme werden mit verschiedenen Verfahren berechnet.

Der Diffusionsterm kann mit einem FTCS (engl. Forward Time Centered Space) Schema diskretisiert werden, die Ableitung wird also mithilfe der zentralen finiten Differenzen gebildet [50]. Es wird zusätzlich noch berücksichtigt, dass die Diffusionskonstante an

den Rändern der Zelle verschieden ist. Somit ergibt sich

$$\partial_t n_{\text{Diffusion}}^j = \frac{D_{e, \text{links}} \cdot (n_e^{j-1} - n_e^j) + D_{e, \text{rechts}} \cdot (n_e^{j+1} - n_e^j)}{dx^2}, \quad (23)$$

wobei $D_{e, \text{links}} = D_e(E_{\text{links}}^j)$ bzw. $D_{e, \text{rechts}} = D_e(E_{\text{rechts}}^j)$, also die Diffusionskonstante in Abhängigkeit des elektrischen Feldes am linken bzw. rechten Rand, ist. Hier handelt es sich natürlich nicht mehr um kontinuierliche Größen, weshalb die Verwendung des Differentialoperators ∂_t streng genommen mathematisch nicht korrekt ist. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird diese Schreibweise jedoch weiter verwendet um die Diskretisierung den jeweiligen Termen zuzuordnen.

Der Ionisations- sowie der Rekombinationsterm lassen sich trivial diskretisieren, da hier nur die jeweiligen Größen in der jeweiligen Zelle betrachtet werden müssen. Es ergibt sich folglich

$$\partial_t n_{\text{Ionisation}} = \bar{\alpha} \mu_e |E^j| n_e^j \quad (24)$$

$$\partial_t n_{\text{Rekombination}} = k_{\text{Re}} n_e^j n_i^j. \quad (25)$$

Anders ist dies beim Advektionstherm, welcher numerisch anspruchsvoller ist [50]. Hier wird eine Diskretisierung mithilfe der Finite-Volumen-Methode, speziell einem Upwind-Verfahren zweiter Ordnung, durchgeführt [47, 51]. In diesem Verfahren werden die Flüsse an den beiden Zellwänden betrachtet und jeweils nur der Fluss in die dominante Richtung, welche sich aus dem Produkt von elektrischem Feld und Beweglichkeit ergibt, berücksichtigt. Zusätzlich werden die Gradienten zwischen der jeweiligen Zelle und ihrem Nachbarn sowie die der Nachbarzelle mit ihrem jeweiligen Nachbarn miteinander verglichen. Abhängig von dem Unterschied dieser beiden Gradienten wird der Fluss über die Zellwand limitiert. Hierzu wird ein sogenannter Flusslimiter aus Referenz [51] verwendet. Dieser nimmt Werte zwischen 0 und 2 an, wobei ersteres den Fluss maximal und letzteres den Fluss nicht limitiert. Für die Diskretisierung ergibt sich folglich

$$\partial_t n_{\text{Advektion}}^j = \partial_t n_{\text{Advektion}}^{j-\frac{1}{2}} + \partial_t n_{\text{Advektion}}^{j+\frac{1}{2}}, \quad (26)$$

wobei der Index $j \pm \frac{1}{2}$ den rechten bzw. linken Rand der Zelle symbolisiert. Betrachtet man zunächst nur den linken Zellenrand $j - \frac{1}{2}$, so ergeben sich zwei mögliche Fälle: Entweder ist das Produkt $\mu_{e, \text{links}}^{j-\frac{1}{2}} \cdot E_{\text{links}}^{j-\frac{1}{2}}$ positiv, oder es ist negativ. Im positiven Fall ergibt sich für die Diskretisierung:

$$\partial_t n_{\text{Advektion}}^{j-\frac{1}{2}} = \frac{1}{dx} \cdot \left(n_e^{j-1} + \frac{1}{2} \Phi(r_{\text{links}}) \cdot (n_e^j - n_e^{j-1}) \right) \cdot \mu_{e, \text{links}}^{j-\frac{1}{2}} \cdot E_{\text{links}}^{j-\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

im negativen Fall:

$$\partial_t n_{\text{Advektion}}^{j-\frac{1}{2}} = \frac{1}{dx} \cdot \left(n_e^j + \frac{1}{2} \Phi(r_{\text{links}}) \cdot (n_e^{j-1} - n_e^j) \right) \cdot \mu_{e \text{ links}}^{j-\frac{1}{2}} \cdot E_{\text{links}}^{j-\frac{1}{2}}, \quad (28)$$

wobei als Flusslimiter $\Phi(r_{\text{links}})$ der Flusslimiter aus Referenz [51] verwendet wird und $r_{\text{links}} = \frac{n_e^{j-1} - n_e^{j-2}}{n_e^j - n_e^{j-1}}$ bzw. $r_{\text{links}} = \frac{n_e^j - n_e^{j+1}}{n_e^{j-1} - n_e^j}$ den Vergleich der jeweiligen Gradienten darstellt. Für den Fall, dass der Nenner verschwinden sollte, wird der Flusslimiter direkt auf den maximalen Wert, also auf 2, gesetzt. Für den rechten Rand der Zelle bei $j + \frac{1}{2}$ wird analog vorgegangen. Abschließend ergibt sich der Advektionstherm aus Gleichung (26).

3.2.4 Der Zeitschritt

Für die zeitliche Integration der Gleichungen (7) und (8) wird das explizite Vorwärts-Euler-Verfahren angewendet. Zunächst wird überprüft, ob der Zeitschritt dt die Stabilitätsbedingung erfüllt. Hier gibt es drei verschiedene Bedingungen, die die Größe des Zeitschritts begrenzen [47]. Einerseits folgt für den Advektionsteil der Diskretisierung, dass die Bedingung

$$dt < \frac{0.1 dx}{2 |\mu_e E_{\text{max}}|} \quad (29)$$

gelten muss. Weiterhin folgt für den Diffusionsteil, dass

$$dt < \frac{0.1 dx^2}{2 |D_{\text{max}}|} \quad (30)$$

erfüllt sein muss. Abschließend folgt aus der dielektrischen Relaxation die Bedingung

$$dt < \frac{0.1 \epsilon_0}{e |n_e - n_i|_{\text{max}}} \quad (31)$$

Für die Modellierung wird ein anfänglicher Zeitschritt von $dt = 10^{-12}$, also einer Pikosekunde, verwendet. Um nun mithilfe der einzelnen Terme aus Abschnitt 3.2.3 die Dichte für den nächsten Zeitschritt zu berechnen, wird die zeitliche Ableitung der Dichte wie folgt diskretisiert:

$$\frac{\partial n^j(t)}{\partial t} = \frac{n^j(t + dt) - n^j(t)}{dt} \quad (32)$$

Abschließend ergibt sich für die Dichte für den nächsten Zeitpunkt $t + dt$

$$n^j(t + dt) = n^j(t) + \frac{\partial n^j(t)}{\partial t} \cdot dt, \quad (33)$$

wobei sich $\frac{\partial n^j(t)}{\partial t}$ als Summe aus den in den vorherigen Abschnitten diskretisierten Termen ergibt. Dieser explizite Euler-Schritt wird sowohl für die Elektronen- als auch die

Ionendichte durchgeführt. Dichten die negative Werte annehmen, werden automatisch auf Null gesetzt.

Nachdem nun die Grundlagen für die in dieser Arbeit verwendeten Modellierungen erläutert wurden, soll im Folgenden der experimentelle Teil der Arbeit, also der Aufbau sowie die Messmethoden, dargestellt werden.

4.1.2 Der Pulsgenerator

Bei der Spannungsquelle, welche zur Zündung des Plasmas verwendet wird, handelt es sich um einen Hochspannungs-Pulsgenerators (kurz: Pulser) des Modells FPG 30-01NK10-NEG der Marke FID Technology GmbH. Dieser besitzt eine Flankenanstiegszeit von etwa 2 ns und eine Pulslänge von 10 ns. Der Pulser ist über ein 10 m langes RG217-Koaxialkabel mit der Elektrodenspitze verbunden. Dabei ist der Innenleiter (Hinleiter) an die obere Elektrode angeschlossen und der Außenleiter (Rückleiter) an die untere Elektrode. Der Spannungspuls läuft über den Innenleiter, der Außenleiter ist geerdet. Die Länge des Kabels ist insofern relevant, da ein Teil des Spannungspulses an der Elektrodenspitze sowie anschließend am Eingang des Pulsers reflektiert wird und somit nach einer gewissen Zeit wieder an der Elektrodenspitze ankommt. Bei einer Kabellänge von 10 m erreicht der zweifach reflektierte Puls die Elektrode jedoch mit einer Zeitverzögerung von etwa 100 ns [52] und ist daher für die hier betrachtete Plasmaentladung nicht mehr relevant, da diese im in den ersten 20 ns nach dem Puls stattfindet.

4.1.3 Der Aufbau für die ICCD-Messungen

Die Struktur des Plasmas, sowie deren Ausbreitung, kann mithilfe von ICCD (intensified charge-coupled device) Bildgebung untersucht werden. Der dafür verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.1.2 dargestellt. Es wird die Andor iStar ICCD-Kamera verwendet, welche eine minimale *gate width* von 2 ns besitzt, was eine zeitliche Auflösung des Pulses ermöglicht. Das Licht des Plasmas wird über eine Anordnung aus einer Linse und einer Blende (Brennweite: 2 cm) auf den Sensor der Kamera gelenkt. Die Linse bewirkt hier eine Vergrößerung, welche die Betrachtung der Entladung an der Elektrodenspitze ermöglicht. Die Blende sorgt für eine höhere Tiefenschärfe. Für die anfängliche Justierung von Linse und Kamera befindet sich eine Xenon-Kurzbogenlampe hinter der Entladungskammer. Die Lampe dient der Ausrichtung von Blende und Linse, sodass ein scharfes Bild auf dem Sensor der Kamera, sowie eine minimale Dispersion an den Rändern des Drahtes entsteht. Weiterhin dient die Lampe den Aufnahmen der Referenzbilder der Elektrodenspitze.

Die Plasmakammer, die Lampe, der Pulsgenerator sowie die Kabel befinden sich in einem faradayschen Käfig, um das Austreten von Störsignalen zu minimieren. Die Störsignale sind in den sehr kurzen Hochspannungspulsen begründet und können elektrische Geräte stark beeinflussen. Durch eine Öffnung auf der optischen Achse in diesem Käfig kann der Lichtstrahl des Plasmas bzw. der Lampe diesen allerdings verlassen.

Die Kamera, welche über den Pulser ein Trigger-Signal erhält, befindet sich in einem Abstand von etwa einem Meter zum Käfig, auf der optischen Achse. Die Kamera kann auf einer Schiene weiter justiert werden. Alle Kabel, die den faradayschen Käfig verlassen, insbesondere das Kabel für das Trigger-Signal, sind mit Magnetkernen umgeben um

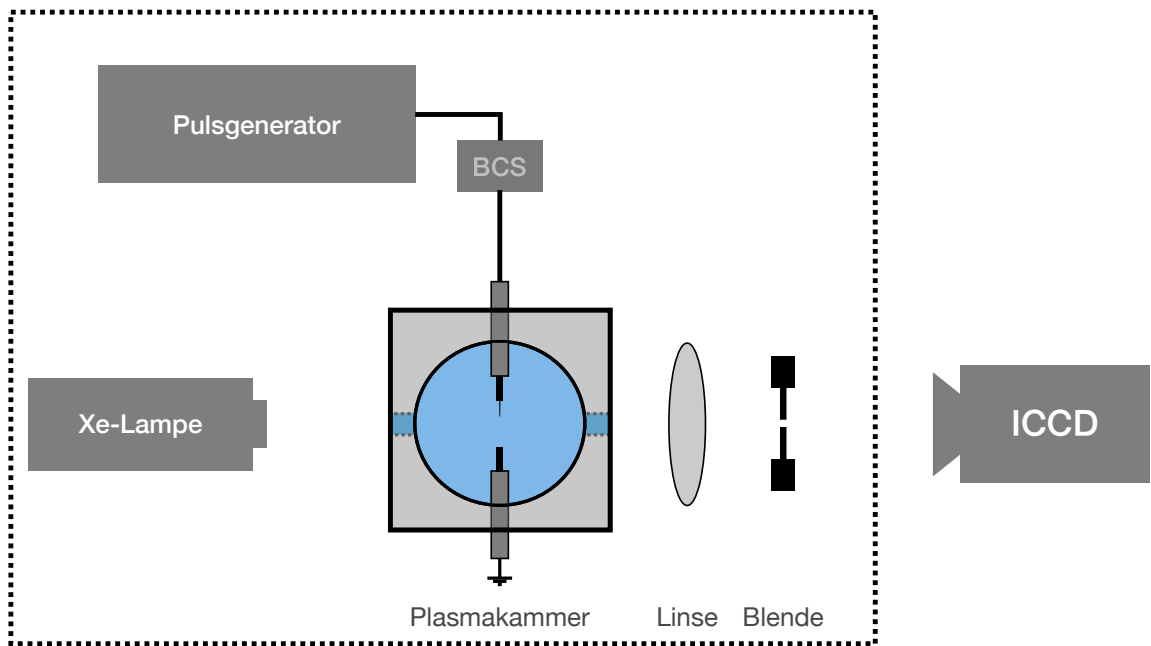


Abbildung 4.1.2: Der Aufbau für die ICCD-Messungen.

Störungen abzuschwächen. Die Kamera ist für die Steuerung und Datenaquisition mit einem Computer verbunden.

4.2 Die Messmethoden

4.2.1 Spannungsmessung

Zur Bestimmung von Form und Größe des Spannungspulses wird ein Nebenwiderstand im Rückleiter (engl. Back Current Shunt, kurz: BCS) verwendet. Dies ermöglicht die Messung der Spannungskurve des Pulses im Hinleiter, was aufgrund der hohen Spannung nicht direkt möglich ist. Diese Methode wurde zuerst von Udagawa *et al.* in Referenz [53] verwendet. Der BCS besteht aus elf parallel geschalteten Widerständen mit jeweils $3.3\,\Omega$, die in den Rückleiter eingebracht werden. Der gesamte Widerstand des BCS beträgt folglich $R_{\text{BCS}} = 0.3\,\Omega$. Der Spannungspuls, der durch den Hinleiter läuft, induziert einen Strom im Rückleiter, dessen Spannungsabfall am Nebenwiderstand mithilfe eines Oszilloskops gemessen wird. Hier wird ein Oszilloskop des Modells HD6104A der Firma Teledyne LeCroy GmbH verwendet. Das Spannungssignal muss zur Messung am Oszilloskop jedoch noch abgeschwächt werden, wofür ein Dämpfungsglied mit einer Abschwächung von 36 dB, bestehend aus einer Reihenschaltung von drei Dämpfungsgliedern mit Abschwächungen von 20 dB, 10 dB und 6 dB, verwendet wird. Für die Umrechnung zwischen gemessener Spannung $U_{\text{Oszilloskop}}$ und tatsächlicher Spannung U

ergibt sich analog zu Referenz [52] folgender Zusammenhang:

$$U(x, t) = 52,83 \frac{1}{\Omega} \cdot R_{\text{Koaxial}} \cdot U_{\text{Oszilloskop}} , \quad (34)$$

wobei $R_{\text{Koaxial}} = 50 \Omega$ den Widerstand des Koaxialkabels beschreibt. Diese Methode wurde bereits in ähnlichen Experimenten vielfach verwendet [53, 54].

4.2.2 ICCD Bildgebung

Die ICCD Bildgebung erlaubt die Untersuchung der Strukturen der Plasmaentladung zu verschiedenen Zeitpunkten der Entladung. Das vom Plasma emittierte Licht wird mithilfe des in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Aufbaus auf den Sensor der ICCD Kamera gelenkt. Somit kann die jeweilige Intensität der Entladung örtlich aufgelöst werden.

Die Kamera wird über ein Trigger-Signal des Pulsgenerators synchronisiert. Da, aufgrund der Laufzeit des Pulses durch das Kabel, die Entladung nicht zeitgleich beginnt, ist es mithilfe einer internen Verzögerung möglich, den Beginn der Aufnahmen so zu legen, dass dieser mit der ersten sichtbaren Emission des Plasmas übereinstimmt. Es ist jedoch nicht möglich die Kamera direkt über den BCS mit dem Spannungspuls zu synchronisieren, da dies einerseits die maximale Eingangsspannung der Kamera überschreiten würde und andererseits die durch den Puls entstehenden Störungen die Kamera beeinflussen würden. Es handelt sich also nur um eine Korrelation zwischen Spannungspuls und Entladung. Für die Messungen wird eine Verzögerung von 435 ns gewählt.

Die Kamera ermöglicht, neben der Aufnahme einzelner Bilder, auch das Erstellen kinetischer Serien. Hier werden einzelne oder über mehrere Entladungen akkumulierte Bilder zu aufeinanderfolgenden Zeitpunkten zu einer Serie zusammengestellt. Da es jedoch nicht möglich ist, mehrere Bilder in einer Entladung aufzunehmen, stammen alle Bilder aus verschiedenen Entladungen. Somit erlauben diese lediglich Schlüsse auf die Struktur des Plasmas zu den verschiedenen Zeitpunkten der Entladung, nicht jedoch auf das Verhalten einzelner Strukturen, wie zum Beispiel eines Streamers, während einer Entladung. Für die in dieser Arbeit erstellten kinetischen Serien wird eine zeitliche Schrittweite von 2 ns gewählt (dies ist die aufgrund der minimalen *gate width* kleinstmögliche Schrittweite). Es werden sowohl Serien mit Einzelbildern als auch mit 50 Akkumulationen (für jeden Zeitpunkt werden 50 Bilder übereinander gelegt) aufgenommen.

5 Ergebnisse

5.1 Ergebnisse der Modellierung

5.1.1 Streamerausbreitung in Luft

Zunächst wird die Ausbreitung eines Streamers in Luft untersucht. Hierzu werden die in Abschnitt 3.1.1 erläuterten Parameter verwendet. Damit ist es möglich das Modell durch den Vergleich der Ergebnisse mit der Literatur auf seine Richtigkeit zu testen. Als Vergleich werden die Ergebnisse aus Referenz [47] herangezogen. In Abbildung 5.1.1 ist der zeitliche Verlauf der Dichten und des elektrischen Feldes exemplarisch für ein Hintergrundfeld von 5 MV m^{-1} dargestellt. Ausgehend von einer schmalen Dichteverteilung mit der maximalen Größe von 10^{14} m^{-3} (siehe Abschnitt 3.2.1), welche an der Stelle $x = 0$ lokalisiert ist, steigen die Dichten an und in der Elektronendichte bildet sich ein Streamer-Kopf, welcher in Richtung positiver x-Werte propagiert. Aufgrund der Abschirmung des elektrischen Feldes bildet sich hinter dem Streamer-Kopf ein quasineutraler Kanal, in welchem sich Elektronen- und Ionendichte angleichen.

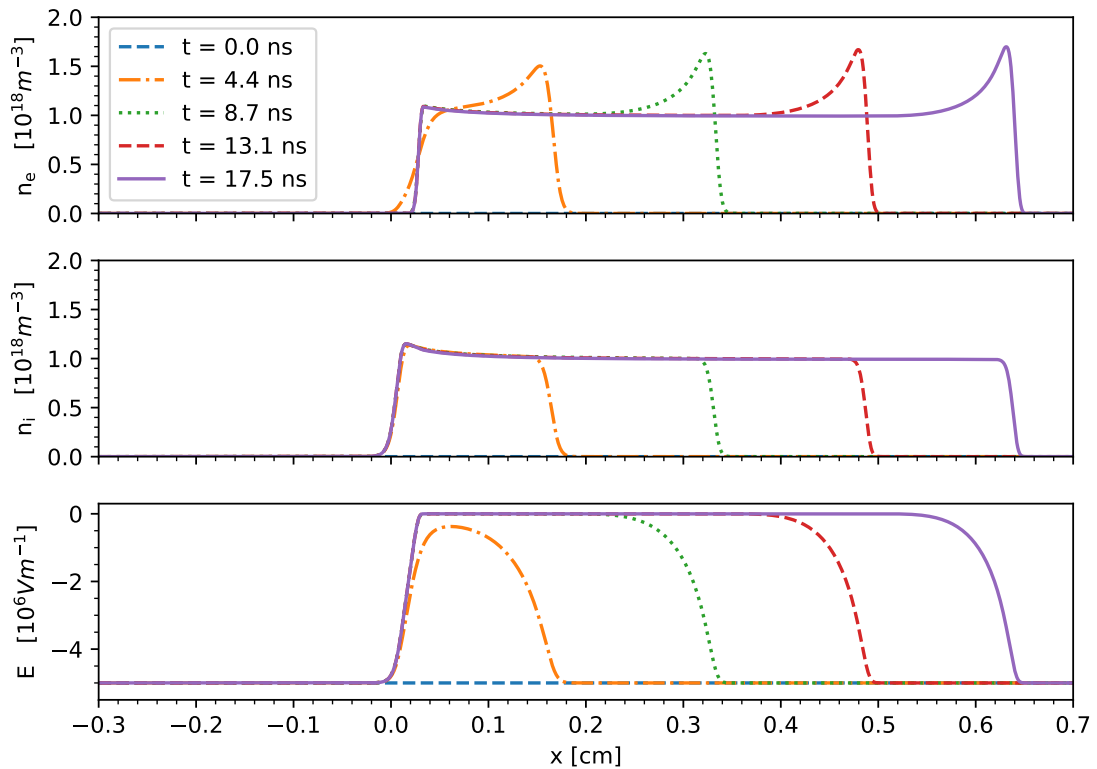


Abbildung 5.1.1: Die Ausbreitung der Streamers in Luft für verschiedene Zeitpunkte bei einem elektrischen Feld von 5 MV m^{-1} . Abgebildet sind die Elektronendichte (oben), die Ionendichte (mitte) und das elektrische Feld (unten).

Die Geschwindigkeit der Streamers in Abhängigkeit der Zeit wird ebenfalls berechnet und ist, exemplarisch für das gleiche Feld, in Abbildung 5.1.2 aufgetragen. Nachdem die Geschwindigkeit zunächst ansteigt kommt es zu einem charakteristischen Abfall und einer Konvergenz gegen eine asymptotische Geschwindigkeit, wie dies auch in Referenz [47] der Fall ist. Der anfängliche Anstieg, welcher in Referenz [47] nicht beobachtet wird, ist darin begründet, dass hier immer die Position des Maximums der Elektronendichte betrachtet wird. Dies führt dazu, dass die Geschwindigkeit sprunghaft steigt, da in der anfänglichen Phase das Maximum der Elektronendichte bei $x = 0$ bleibt. Es wurden Modellierungen mit verschiedenen elektrischen Feldern durchgeführt und die jeweiligen asymptotischen Geschwindigkeiten gegenüber dem elektrischen Feld in Abbildung 5.1.3 aufgetragen. Zusätzlich wurde die analytische Lösung der asymptotischen Geschwindigkeit bestimmt und ebenfalls in Abbildung 5.1.3 gegen das elektrische Feld aufgetragen. Dazu wurde der in [47] hergeleitete analytische Zusammenhang auf die hier verwendeten Größen angepasst. Für die asymptotische Geschwindigkeit v^* ergibt sich somit

$$v^* = \mu_e E + \sqrt{4\mu_e D_e \alpha_0 E e^{-E_0/E}}, \quad (35)$$

wobei die in Abschnitt 3.1.1 erläuterten Parameter verwendet wurden. Die asymptotische Geschwindigkeit hängt also nicht von den Anfangsbedingungen der Dichteverteilung ab, sondern lediglich vom elektrischen Feld. In Abbildung 5.1.3 wird deutlich, dass die Geschwindigkeiten aus den Modellierungen proportional zum elektrischen Feld verlaufen. Es lässt sich eine Abweichung zur analytischen Lösung feststellen, die jedoch mit etwa 12% bei einem Feld von 7 MV m^{-1} in einem akzeptablen Bereich liegt.

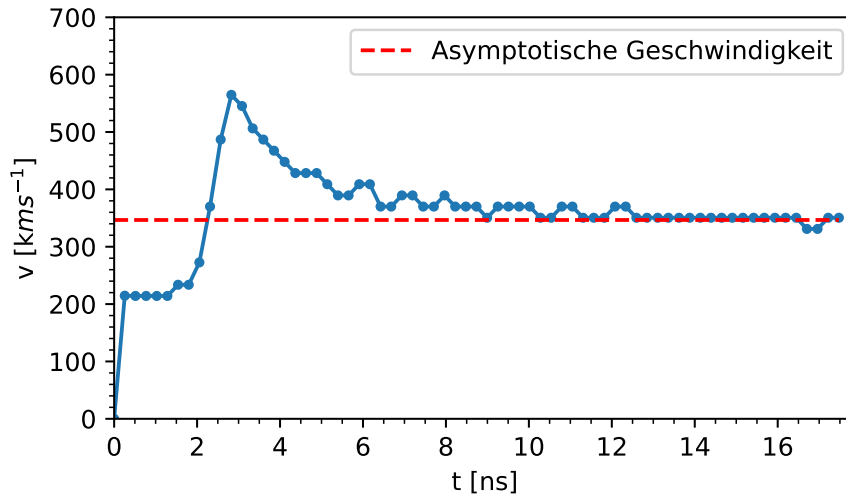


Abbildung 5.1.2: Die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit des Streamer-Kopfes bei einem elektrischen Feld von 5 MV m^{-1} .

Weiterhin wird der Einfluss der verschiedenen Mechanismen Ionisation, Diffusion und Advektion auf die Ausbreitung untersucht. Hierfür werden die Anteile der jeweiligen

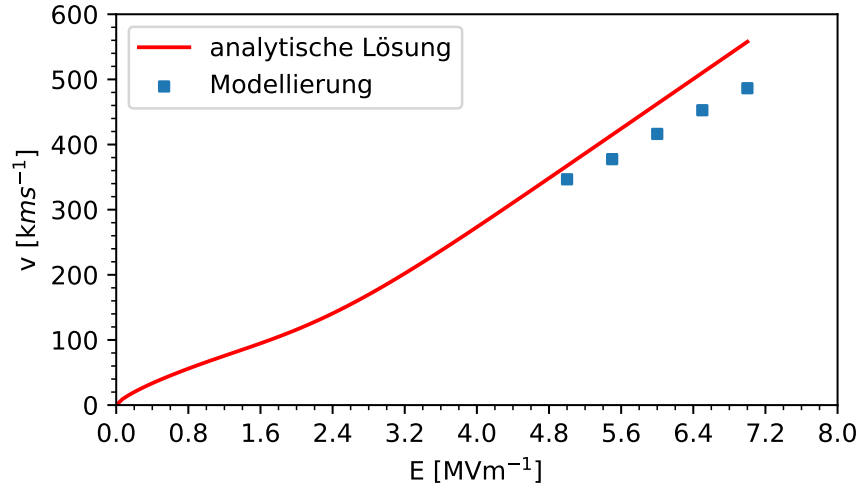


Abbildung 5.1.3: Die asymptotische Geschwindigkeit der Streamer-Front in Abhängigkeit des elektrischen Feldes aus der Modellierung sowie die analytische Lösung.

Mechanismen an der zeitliche Ableitung der Elektronendichte betrachtet. In Abbildung 5.1.4 ist dies für einen festen Zeitpunkt an der Spitze des Streamers dargestellt. Es wird deutlich, dass Advektion und Ionisation die primären Treiber der Bewegung sind und die Diffusion nur einen schwächeren Effekt hat.

Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse der Modellierung mit den in Abschnitt 3.1.2 erläuterten Skalierungen der Parameter diskutiert.

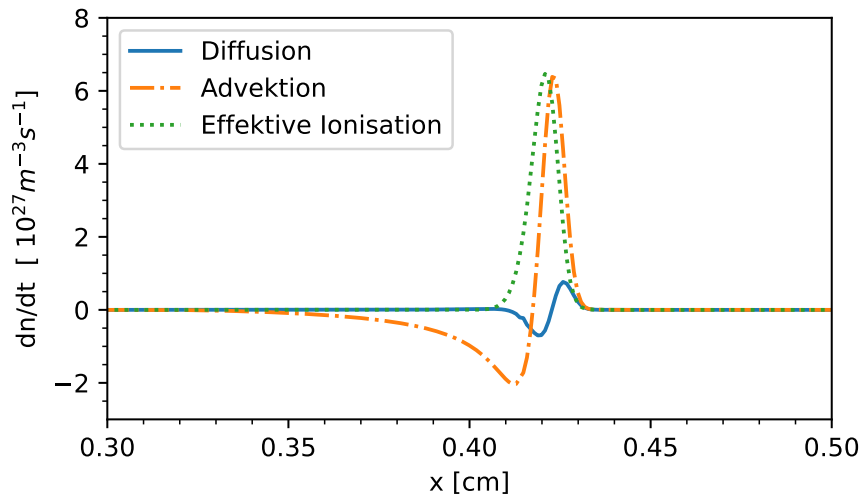


Abbildung 5.1.4: Die Anteile von Advektion, Diffusion und effektiver Ionisation an der Änderung der Dichte am Streamer-Kopf für Luft.

5.1.2 Streamerausbreitung in Wasser

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Modellierung für die auf Wasser angepassten Parameter erläutert. Die Modellierung wurden sowohl für verschiedene elektrische Felder E als auch für verschiedene Werte von E_0 (Schwellenfeld für Ionisation, siehe Abschnitt 3.1.2) durchgeführt.

In Abbildung 5.1.5 ist der Verlauf von den Dichten und dem elektrischen Feld exemplarisch für ein Feld von 1.2 GV m^{-1} und ein E_0 von 4.9 GV m^{-1} ($0.49 \text{ V \AA}^{-1}$) dargestellt. Im Gegensatz zu der Ausbreitung in Gas ist die Ausbreitung hier symmetrisch zum Ausgangspunkt und erfolgt in beide Richtungen gleichermaßen. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass hier die Ionisation den größten Beitrag zur Änderung der Dichte hat. In Abbildung 5.1.6 ist der Beitrag der verschiedenen Mechanismen zur Änderungsrate der Dichte dargestellt. Es wird deutlich, dass die Ionisation überwiegt, da diese die anderen Mechanismen um mehrere Größenordnungen übertrifft. Die Ionisation ist, anders als die Drift, unabhängig von der Richtung des elektrischen Feldes und treibt damit die Ausbreitung der Struktur gleichermaßen in beide Richtungen voran.

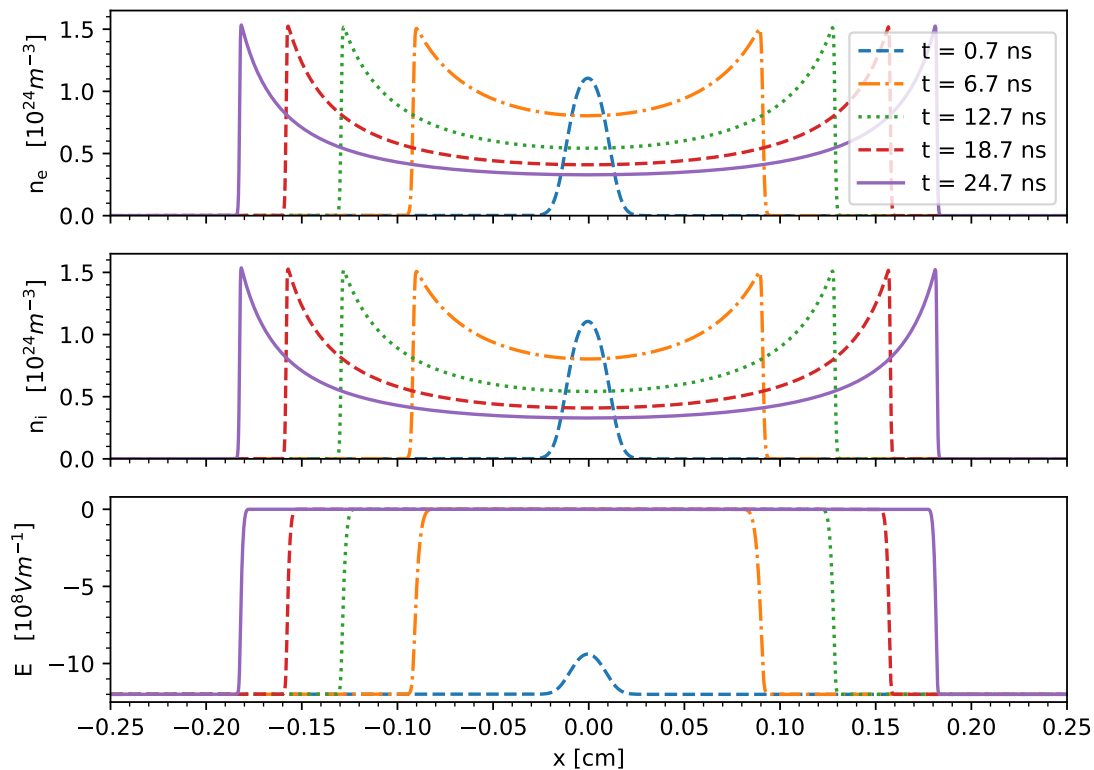


Abbildung 5.1.5: Die Ausbreitung des Streamers in Wasser für verschiedene Zeitpunkte bei einem elektrischen Feld von 1.2 GV m^{-1} und einem E_0 von 4.9 GV m^{-1} ($0.49 \text{ V \AA}^{-1}$). Abgebildet sind die Elektronendichte (oben), die Ionendichte (mitte) und das elektrische Feld (unten).

In der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist, wie auch bei Luft, ein Abfall hin zu einer asymptotischen Geschwindigkeit zu erkennen. Diese ist maßgeblich für den Vergleich

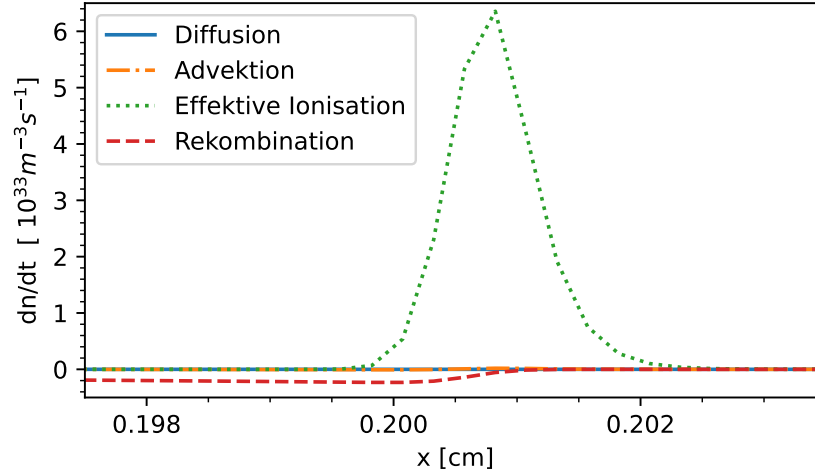


Abbildung 5.1.6: Die Anteile von Advektion, Diffusion, Rekombination und effektiver Ionisation an der Änderung der Dichte am Streamer-Kopf in Wasser.

mit den experimentellen Daten, da diese asymptotische Geschwindigkeit nicht von den Anfangsbedingungen, wie der Breite des anfänglichen Dichteprofiles, abhängt. Bei der zeitlichen Entwicklung der Geschwindigkeit muss berücksichtigt werden, dass der höchste Wert nicht in der tatsächlichen Ausbreitung begründet ist. Dieser entsteht, wenn die Form der Dichte von einer Gauß-Kurve (mit Maximum in der Mitte) in die in Abbildung 5.1.5 erkennbare Form übergeht und sich so die Position des Maximums, welche für die Bestimmung der Geschwindigkeit dient, plötzlich verschiebt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit hängt sowohl vom angelegten elektrischen Feld E als auch von E_0 ab. Der Einfluss dieser Größen wird in Abschnitt 5.3 im Vergleich von Modellierung und experimentellen Daten untersucht.

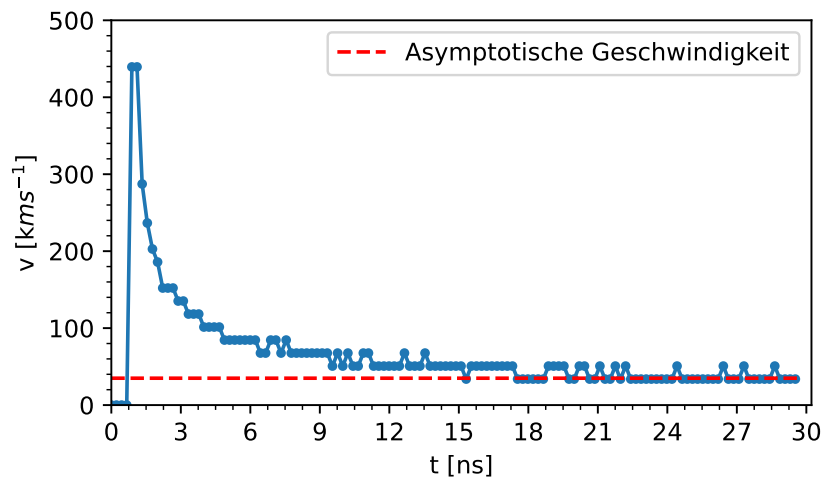


Abbildung 5.1.7: Die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit des Streamer-Kopfes bei einem elektrischen Feld von 1.2 GV m^{-1} und einem E_0 von 4.9 GV m^{-1} (0.49 V Å^{-1}).

5.2 Ergebnisse der Messungen

5.2.1 Der Spannungverlauf

In Abbildung 5.2.1 ist die am BCS gemessene Spannung im Verlauf der Zeit exemplarisch für eine angelegte Spannung von 16 kV abgebildet. Zunächst wird der anfängliche Puls gemessen (0 ns bis etwa 20 ns) und anschließend der reflektierte Puls (50 ns bis etwa 70 ns). Die Polarität des reflektierten Pulses ist in der Messmethode begründet, da die Spannung aus einem induzierten Strom abgeleitet wird, dessen Richtung sich beim reflektierten Puls ändert. Der reflektierte Puls ist jedoch ebenfalls negativ. Aufgrund der Reflexion des Pulses an der Spitze der Elektrode, ist die tatsächliche an der Elektrode abfallende Spannung etwa doppelt so groß wie die angelegte.

Aus dem Verlauf der Spannung wird deutlich, dass diese zunächst auf einen höheren Wert als den zunächst angelegten ansteigt (Überschwinger) und anschließend wieder etwas abfällt und ein Plateau erreicht, bis sie wieder vollständig abfällt.

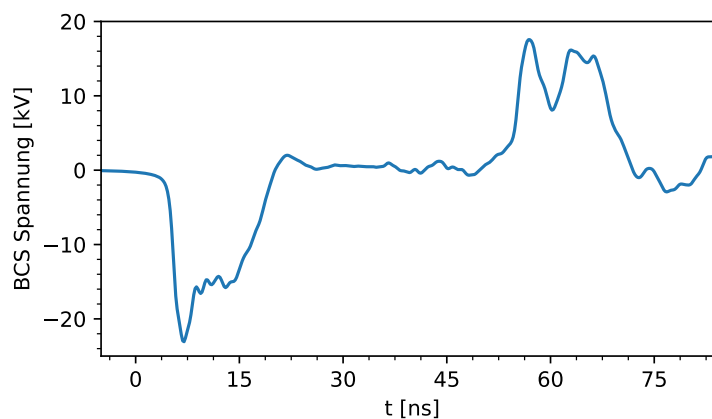


Abbildung 5.2.1: Die am BCS gemessene Spannung im Verlauf der Zeit für eine angelegte Spannung von 16 kV.

5.2.2 Die Elektrodenspitze

Die für die Messungen verwendete Elektrodenspitze aus Wolfram ist in Abbildung 5.2.2 nach der Nutzung und Plasmazündung für verschiedene Vergrößerungen dargestellt. Es handelt sich um Aufnahmen eines Rasterelektronenmikroskops (engl. Scanning Electron Microscope, kurz: SEM). Es ist zunächst festzustellen, dass ein Teil der Spitze, auf der im Bild linken Seite, abgespalten ist. Dies kann dazu führen, dass sich an der abgespaltenen Spitze ebenfalls eine Entladung bildet. Dies wird in den Aufnahmen der Plasmaentladungen in Abschnitt 5.2.3 sichtbar. Der Durchmesser der Elektrode wird mithilfe des SEM-Bilder bestimmt und liegt bei $(34.2 \pm 0.1) \mu\text{m}$ und ist damit deutlich geringer als die vom Hersteller angegebenen $50 \mu\text{m}$.

Für die elektrische Feldstärke vor der Spitze ist der Krümmungsradius der Elektrode relevant (siehe Gleichung (1) bzw. (2) in Abschnitt 2.1.1). In den unteren Bildern in Abbildung 5.2.2 ist zu erkennen, dass die Spitze aus vielen spitzen Strukturen mit Radien im Bereich weniger Mikrometer bis hin zu Nanometern besteht. Wichtig ist aber auch, dass das Feld an der Spitze der Streamer von dessen lokalem Krümmungsradius abhängt und nicht von dem der Elektrode. Der Krümmungsradius der Elektrode ist also

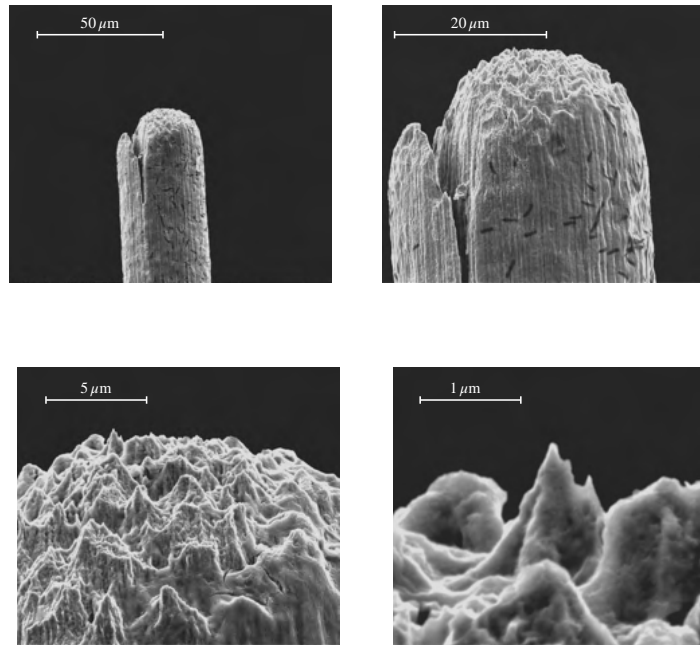


Abbildung 5.2.2: SEM-Bilder der Elektrode in verschiedenen Vergrößerungen.

5.2.3 Die Ausbreitung der Streamer

Die Bestimmung der Ausbreitung der Streamer und dadurch auch der Geschwindigkeiten erfolgt auf der Grundlage von ICCD-Aufnahmen der Entladung. In Abbildung 5.2.3 ist exemplarisch eine Reihe von Einzelbildern der Entladung bei einer Spannung von 20 kV dargestellt. Die Schrittweite (d.h. die Verzögerung zwischen den Bildern) und die *gate width* betrugen je zwei Nanosekunden. Weiterhin wurden akkumulierte Bilder aufgenommen, pro Zeitpunkt wurde hier die Intensität von 50 Einzelbildern aufsummiert. Diese sind für die Entladung mit einer Spannung von 20 kV in Abbildung 5.2.4 dargestellt. Die Konturen der Elektrode wurden in schwarz bzw. grau nachgezeichnet. Die Skalierung der Intensität wurde so gewählt, dass die hellsten Bereiche nicht zu stark übersättigen, die Strukturen der Streamer aber gut sichtbar sind. Die Intensitätsskalierung wurde für die verschiedenen Messreihen für eine Spannung immer gleich gewählt, sodass die unterschiedlichen Messreihen vergleichbar sind.

Für jede Spannung wurden sechs Messreihen mit Einzelbildern sowie fünf akkumulierte Messreihen aufgenommen und jeweils die Hintergründe aus Referenzmessungen abgezogen, um die Entladung deutlicher sichtbar zu machen. Mithilfe dieser Aufnahmen soll die räumliche Ausbreitung der Streamer untersucht werden.

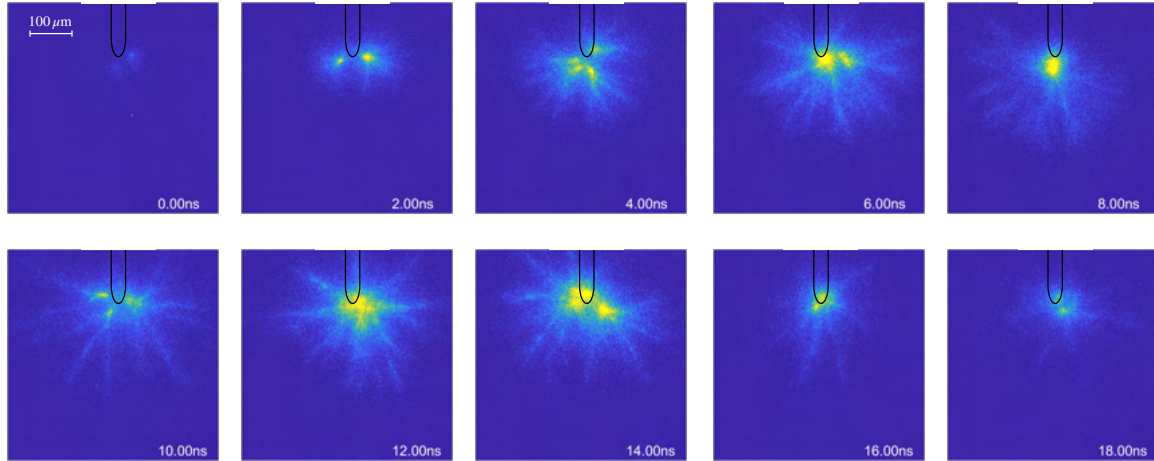


Abbildung 5.2.3: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 20 kV. Es handelt sich um Einzelaufnahmen. Die Position der Elektrode ist mit der schwarzen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke des Bildes angegeben.

Beim Vergleich der beiden Abbildungen wird deutlich, dass sich bei den akkumulierten Bildern die Strukturen zwischen 4 ns und 8 ns zurück zu bilden scheinen, wohingegen beim Betrachten der Einzelbilder klar wird, dass lediglich die Intensität niedriger wird, die Streamer-Strukturen jedoch die gleiche Länge behalten. Die Bestimmung der Ausbreitung der Streamer wird deshalb aus den Einzelbildern abgeleitet. Hier muss jedoch berücksichtigt werden, dass die ICCD Aufnahmen nur eine zweidimensionale Projektion der dreidimensionalen Streamer-Struktur darstellen. Strukturen die sich nicht in der abgebildeten Ebene ausdehnen, werden nicht als solche erkannt und tragen lediglich zu einer höheren Intensität bei. Zusätzlich führt die zeitliche Integration (*gate width*) ebenfalls zu einer Veränderung der Intensität. Dies ist darin begründet, dass Orte, an denen während der gesamten Belichtungszeit Emission stattfindet mit einer höheren Intensität abgebildet werden also solche, in denen die Emission erst während der Belichtungszeit beginnt, da die Intensität zeitlich integriert wird. Diese beiden Effekte lassen sich theoretisch mithilfe von verschiedenen Verfahren (u.a. der Abel-Inversion) herausrechnen, diese Verfahren setzen jedoch eine hinreichend große Symmetrie voraus,

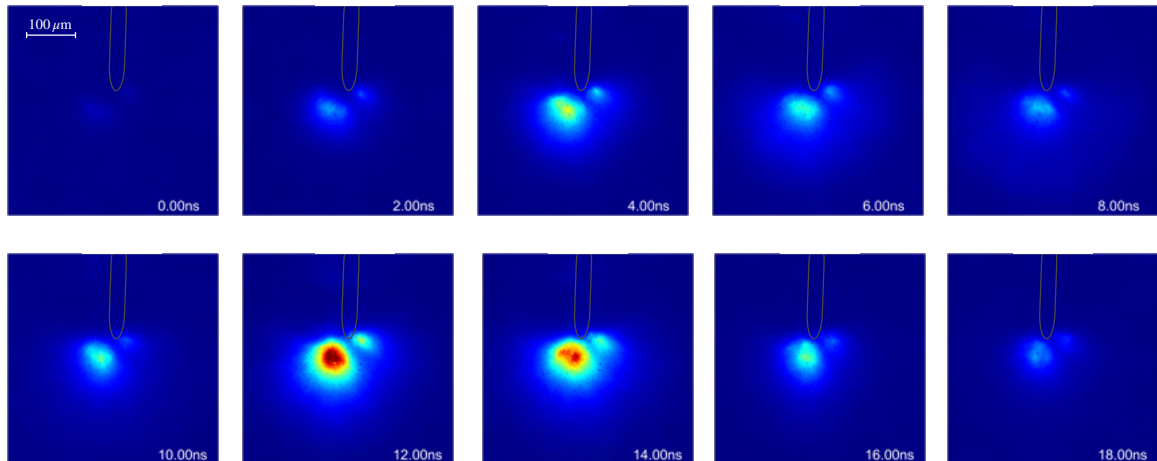


Abbildung 5.2.4: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 20 kV. Es handelt sich um akkumulierte Aufnahmen mit je 50 Bildern pro Zeitpunkt. Die Position der Elektrode ist mit der grauen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke angegeben.

die bei den Bildern der Entladung nicht gegeben ist.

Für jede Messreihe wird nun, ausgehend vom Mittelpunkt der Entladung, die Länge des längsten Streamers ermittelt, wobei die Einflüsse der Geometrie durch die Mittelungen über mehrere Messreihen verringert werden. Für die Umrechnung von Pixeln zu Metern wird ein Referenzbild der Elektrode mehrfach vermessen. Aus der Standardabweichung dieser Messwerte und mithilfe von Fehlerfortpflanzung wird die Unsicherheit der Streamerlängen bestimmt.

Die mittlere Länge der Streamer in Abhängigkeit der Zeit für die verschiedenen Spannungen, sowie der Verlauf der Spannung, sind in Abbildung 5.2.5 abgebildet. Es gilt jedoch zu berücksichtigen, dass die Spannung, wie bereits in Abschnitt 4.2.2 erläutert, nicht direkt mit der Kamera synchronisiert werden kann. Die Zuordnung des Pulses zum Beginn der Entladung erfolgt also lediglich durch eine Korrelation. Wie in den Abbildungen 5.2.3 und 5.2.4 zu erkennen ist, kommt es bereits beim ersten Bild zu Emission, weshalb dort bereits eine Spannung anliegen muss. Die steigende Flanke des Spannungspulses wird folglich auf den Zeitpunkt 0 ns (im Bezug auf die Bilder) gesetzt. Im Verlauf der Zeit steigt die mittlere Länge der Streamer zunächst annähernd linear an. Die Geschwindigkeit dieser Ausbreitung wird in Abschnitt 5.3 diskutiert. In dieser Phase erreicht die Spannung ihr Maximum und fällt wieder leicht ab. Ab einer Zeit

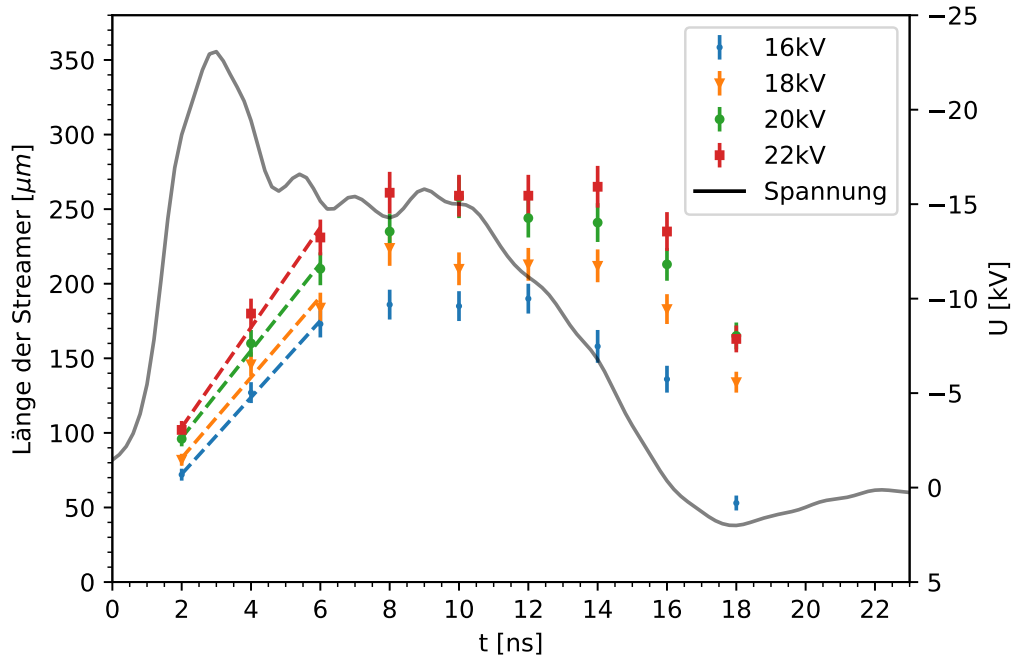


Abbildung 5.2.5: Die Länge der Streamer im Verlauf der Zeit für die verschiedenen Spannungen (linke Achse) sowie der Spannungspuls (exemplarisch für 16 kV) zur Einordnung (rechte Achse).

von 6 ns nach Beginn der Entladung steigt die Länge der Streamer schwächer an und stagniert zwischen 8 ns und 14 ns. Die Spannung stagniert in diesem Bereich zunächst und fällt dann wieder ab. In den Abbildungen 5.2.3 und 5.2.4 ist zu erkennen, dass es während dieses Abfalls der Spannung zwischen 10 ns und 14 ns zu einem Anstieg der sichtbaren Emission kommt. Zwischen 14 ns und 18 ns fällt die Länge der Streamer wieder ab und die Entladung wird dunkler.

Die Länge der Streamer steigt also zunächst an, bleibt dann jedoch, abgesehen von einzelnen Schwankungen, konstant und dies obwohl noch Spannung anliegt. Die Betrachtung von dem Verhältnis aus maximaler Länge der Streamer und der angelegten Spannung (siehe Tabelle 5.2.1) ergibt, dass dieses Verhältnis für alle Spannungen annähernd konstant, die maximale Länge der Streamer also proportional zur Spannung ist.

Tabelle 5.2.1: Verhältnis aus maximaler Länge der Streamer (gemittelt über die Werte von 8 ns bis 12 ns) und angelegter Spannung.

U [kV]	$R_{\max}$ [µm]	$R_{\max}/U$ [µm kV ⁻¹]
16	187	11.7
18	215.6	12.4
20	245	12.9
22	259.6	11.9

Der Umstand, dass die Länge der Streamer trotz anliegender Spannung ab einer gewissen Länge nicht weiter ansteigt, legt die Vermutung nahe, dass es eine Größe gibt, die von der Spannung abhängt und die die Ausbreitung der Streamer räumlich begrenzt. Auch wenn die Ausbreitung der Streamer stark vom lokalen Feld am Streamer-Kopf abhängt, so spielt trotzdem das Hintergrundfeld der Elektrode eine wichtige Rolle. In der Literatur der Streamerausbreitung in Luft wird berichtet, dass, wenn das Hintergrundfeld einen bestimmten kritischen Wert unterschreitet, die Streamerausbreitung zum Erliegen kommt [21, 55]. Dieses Feld wird auch als sogenanntes *stability field* bezeichnet. Fällt das externe Feld auf Werte kleiner als das Feld im leitfähigen Kanal des Streamers ab, so kann der Kopf des Streamers nicht mehr ausreichend mit Ladungen der Elektrode versorgt werden und die Ionisation und damit auch die Streamergeschwindigkeit nimmt ab, bis der Streamer schließlich nicht mehr weiter propagiert. Diese Erklärung wurde zuerst von D'yakonov und Kachorovskii in Referenz [56] für die Ausbreitung von Streamer-Entladungen in Halbleitern geliefert.

Es kann nun postuliert werden, dass dies ebenfalls für die Ausbreitung der Streamer in Wasser der Fall ist. Der Verlauf des elektrischen Feldes der hier verwendeten Elektroden-Geometrie wurde mithilfe einer COMSOL-Simulation berechnet. In Abbildung 5.2.6 ist dieses entlang der Symmetrieachse (Achse, die die beiden Elektroden spitzen verbindet) dargestellt. In der Abbildung ist ebenfalls der Wert des elektrischen Feldes bei der maximalen Länge der Streamer für die jeweiligen Spannungen eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass dieser Wert für die verschiedenen Spannung annähernd konstant ist. Das elektrische Feld der Spitze ist bei der maximalen Länge der Streamer auf unter 10^7 V m^{-1} abgefallen. Dies liegt in etwa zwei Größenordnungen unter dem Feld am Kopf des Streamers, welches im Bereich von GV m^{-1} liegt. Unter der Annahme, dass das kritische Feld in diesem Bereich liegt, lässt sich folglich die maximale Ausbreitungslänge der Streamer erklären. Neue numerische Untersuchungen in der Literatur zeigen, dass für einen Streamer in trockener Luft das für die Ausbreitung kritische Feld ebenfalls zwei Größenordnungen kleiner ist, als das am Kopf des Streamers (ein maximales Feld am Kopf des Streamers im Bereich von 170 kV m^{-1} im Vergleich zu einem kritischen Hintergrundfeld von 4 kV m^{-1}), was die Hypothese unterstützt [57]. Es kann ebenfalls festgestellt werden, dass die Streamerausbreitung nicht abrupt stoppt, sondern zunächst verlangsamt (siehe Abbildung 5.2.5), was ebenfalls gut mit dem hier erläuterten Mechanismus vereinbar ist.

Es muss jedoch auch berücksichtigt werden, dass die Ausbreitung der Streamer nicht nur auf der Achse zwischen den Elektroden, sondern auch in anderen Richtungen stattfindet (siehe Abbildung 5.2.3). Der längste Streamer, welcher die Grundlage für die Bestimmung der Länge der Streamer darstellte, verlief nicht unbedingt immer entlang der mittleren Achse zwischen den Elektroden. Da das elektrische Feld in einer pin-to-pin Anordnung nicht homogen ist und in anderen Richtungen schneller abfällt,

ist ein genauer Vergleich zwischen Ausbreitungslänge und elektrischem Feld aus der COMSOL-Simulation nur eingeschränkt aussagekräftig. Weiterhin liegen der Simulation des elektrischen Feldes vereinfachende Annahmen zugrunde, da die Oberflächenstruktur der Elektrode (siehe Abschnitt 5.2.2) nicht berücksichtigt wurde.

Weitere Untersuchungen der Streamer und ein direkter Vergleich der jeweiligen Länge mit dem lokalen Feld in dieser Richtung könnten zur Verifizierung dieser Hypothese verwendet werden.

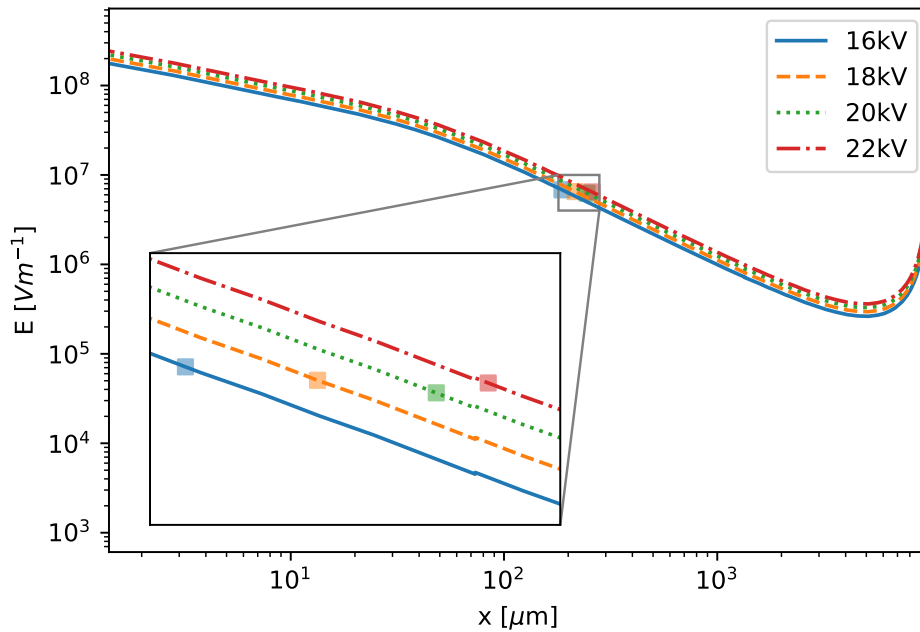


Abbildung 5.2.6: Das elektrische Feld entlang der Symmetrieachse einer Anordnung aus zwei gegenüberliegenden Elektrodenspitzen für verschiedene Spannungen aus einer COMSOL-Simulation (durchgeführt von Prof. von Keudell). Es sind ebenfalls für jede Spannung die Werte des elektrischen Feldes an der für diese Spannung maximalen Länge der Streamer (siehe Abbildung 5.2.5) eingezeichnet (Quadrate auf der jeweiligen Kurve im kleinen Fenster).

Eine alternative Hypothese ist die anfängliche Ausbildung einer Zone, in welcher die Streamer dann in einem zweiten Schritt propagieren könnten. Innerhalb dieser Zone könnte die Ausbreitung aufgrund der Entstehung von Nanovoids oder eines superkritischen Fluids möglich sein. Die Autoren Simek *et al.* beobachteten die Ausbildung von nicht leuchtenden Strukturen mit verändertem Brechungsindex vor der eigentlichen Entladung [58]. Am Rand dieser Zone könnte keine ausreichende Ionisation mehr stattfinden und die Ausbreitung würde zum Erliegen kommen. Für die Bildung von Nanovoids oder eines superkritischen Fluids ist der Druck maßgeblich. Die Ausbreitung von Druckwellen sind jedoch, aufgrund der Begrenzung durch die Schallgeschwindigkeit ($\approx 1.5 \text{ km s}^{-1}$), zu langsam, da die Ausbreitung der Streamer (im Bereich von ≈ 20 bis 40 km s^{-1}) deutlich

schneller ist und die Veränderung des Mediums so nicht rechtzeitig möglich wäre. Die anfängliche Ausbreitung einer Schockwelle mit deutlich höheren Geschwindigkeiten im Bereich von bis zu 8 km s^{-1} wurde ebenfalls beobachtet, jedoch reicht selbst diese Geschwindigkeit nicht aus [59]. Eine weitere Ursache für den nötigen Druck könnte der Druck in Folge von Elektrostriktion des elektrischen Feldes darstellen, welcher über den Zusammenhang

$$p_{\text{Elektrostriktion}} = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\partial \epsilon_r}{\partial \rho_{\text{Flüssigkeit}}} \rho_{\text{Flüssigkeit}} |\vec{E}|^2 \quad (36)$$

gegeben ist [18]. Der Druck hängt also quadratisch vom elektrischen Feld ab und fällt somit schneller als dieses ab. Für den kritischen Wert von einer Feldstärke in der Größenordnung von 10^7 V m^{-1} ist der Druck jedoch bereits in der Größenordnung von 10^4 Pa und damit deutlich geringer als die für die jeweiligen Mechanismen benötigten 10^7 Pa (siehe Abschnitt 2.1.1). Hypothesen, die die Entstehung solcher Ausbreitungszonen über den Druck postulieren, führen also zu Widersprüchen.

Die Autoren Seepersad *et al.* beobachteten ebenfalls ein Erliegen der Ausbreitung und damit eine maximale Ausbreitungslänge der Streamer [12]. Die Autoren begründen dies mit der Reduzierung des elektrischen Feldes am Kopf des Streamers, wenn die Spannung ihr Plateau erreicht hat. Dieser Ansatz wurde jedoch für die Erklärung der sogenannten Darkphase herbeigezogen, welche sich allerdings ebenfalls über die Emission an der Elektrode erklären lässt.

Weiterhin gibt es die Möglichkeit, dass es sich bei den hier gemessenen Längen nicht um die tatsächlichen Längen der Streamer, sondern um einen von der Spitze der Elektrode beleuchteten Teil des Kanals handelt. Somit wäre es möglich, dass sich die Streamer-Struktur weiter ausbreitet, dies jedoch nicht sichtbar ist. Dagegen spricht jedoch, dass die Intensität der thermischen Emission der Spitze mit dem Erreichen der abfallenden Spannungskurve erneut zunimmt, die Länge der Streamer in den Bildern jedoch konstant bleibt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Ausbreitung der Streamer eine maximale Länge erreicht, welche proportional zur angelegten Spannung ist. Als mögliche Erklärung hierfür kommt der Abfall des äußeren elektrischen Feldes unter einen kritischen Wert in Frage. Andere Erklärungsversuche, die die Begrenzung der Ausbreitung durch die vorherige Entstehung einer Zone begründen, in welcher die Ausbreitung aufgrund von z.B. Nanovoids stattfinden kann, führen jedoch zu Widersprüchen in der zeitlichen Abfolge oder in den benötigten Drücken. Die zuerst erläuterte Hypothese scheint somit am schlüssigsten, für eine endgültige Erklärung müssen jedoch weitere Untersuchungen vorgenommen werden.

5.3 Die Geschwindigkeit der Streamer und der Vergleich zwischen Experiment und Modellierung

In diesem Abschnitt sollen nun die aus den Längen der Streamer bestimmten Geschwindigkeiten mit den Ergebnissen aus der Modellierung verglichen werden. Um die Geschwindigkeit aus den Längen der Streamer zu berechnen, wird in Abbildung 5.2.5 ein linearer Fit für die Datenpunkte von 2 ns bis 6 ns durchgeführt, da die Steigung in diesem Bereich annähernd linear ist (Die Ausgleichsgeraden sind in der Abbildung eingezeichnet).

Für die Spannungen von 16 kV, 18 kV, 20 kV und 22 kV ergaben sich Geschwindigkeiten von $(25.7 \pm 2.3) \text{ m s}^{-1}$, $(27.0 \pm 2.4) \text{ m s}^{-1}$, $(29.2 \pm 2.8) \text{ m s}^{-1}$ und $(33.5 \pm 3.2) \text{ m s}^{-1}$.

Es ist festzustellen, dass die Geschwindigkeiten aus dem Experiment von der angelegten Spannung abhängen, die aus der Simulation jedoch direkt vom eingegeben elektrischen Feld. Um die Ergebnisse vergleichen zu können, muss also eine Umrechnung der Spannung in das elektrische Feld geschehen. Dies ist jedoch nicht ohne Weiteres möglich, da dieses Feld vom Krümmungsradius des Streamer-Kopfs abhängt, welcher nicht gemessen werden kann und somit abgeschätzt werden muss. Als grobe Abschätzung wird ein Krümmungsradius des Streamer-Kopfs von $5 \mu\text{m}$ angenommen und die Umrechnung von Spannung zu Feld mit Gleichung (2) durchgeführt. Hier muss noch, wie in Abschnitt 5.2.1 erläutert, beachtet werden, dass die Spannung aufgrund der Überlagerung doppelt so groß wie die angelegte Spannung ist.

Es muss jedoch angemerkt werden, dass es sich hierbei um eine sehr grobe Abschätzung handelt, da die Annahme, dass sich das Feld am Kopf des Streamers aus der an der Elektrode angelegten Spannung berechnen lässt, nicht weiter begründet werden kann. Es ist also durchaus möglich, dass sich das Feld an der Spitze des Streamers anders verhält, die Größenordnung sollte jedoch richtig abgeschätzt sein. Die Geschwindigkeiten für die jeweiligen Felder sind in Abbildung 5.3.1 dargestellt.

Wie in Abschnitt 3.1.2 erläutert, enthält das hier verwendete Modell der Streamerausbreitung in Wasser eine Art Fit-Parameter E_0 , der die Schwelle der Ionisation steuert. Mithilfe der Modellierung wurden für verschiedene Werte von E_0 im Bereich der für Feldionisation nötigen Feldstärken jeweils die asymptotischen Geschwindigkeiten der Streamer-Front bestimmt. Diese sind ebenfalls in Abbildung 5.3.1 abgebildet.

Zunächst lässt sich konstatieren, dass sowohl eine höhere angelegte Spannung im Experiment als auch ein höheres elektrisches Feld in der Modellierung zu einer erhöhten Ausbreitungsgeschwindigkeit führt. Dieser qualitative Zusammenhang wurde bereits von anderen Autoren beobachtet, siehe z.B. Referenz [16]. In der Literatur wurden zumeist positive Entladungen mit größeren Spannungen untersucht. Dort liegen die Geschwindigkeiten bei Spannungen von 80 kV bis 100 kV im Bereich von 100 km s^{-1} bis 200 km s^{-1} [15, 16]. Eine lineare Extrapolation von den hier gemessenen Geschwindigkei-

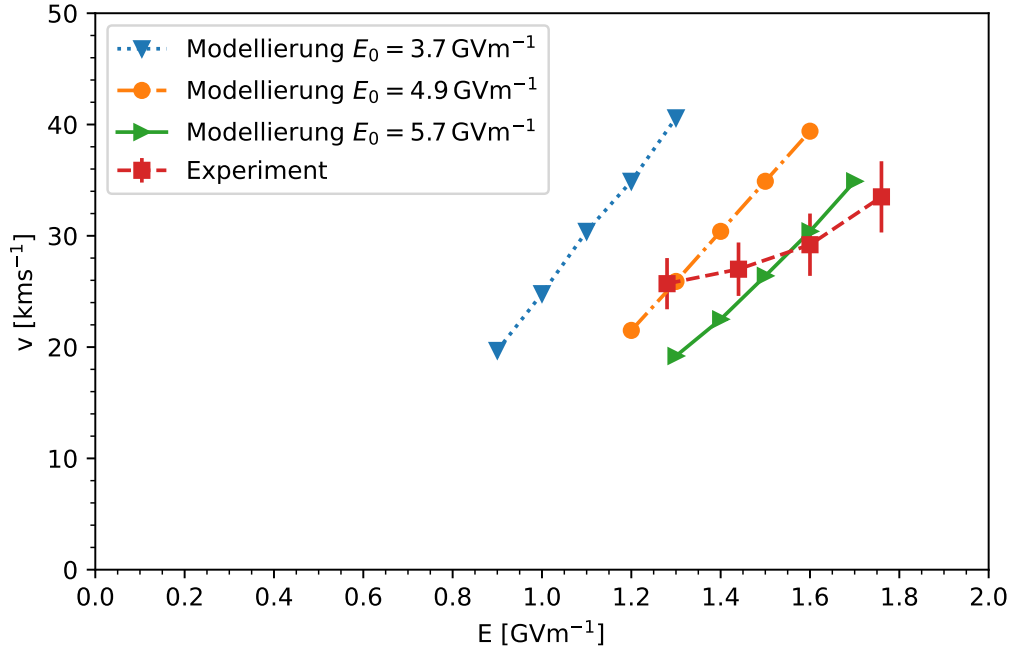


Abbildung 5.3.1: Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Streamer aus Experiment sowie die asymptotischen Geschwindigkeiten aus der Modellierung für verschiedene Werte von E_0 .

ten auf höhere Spannungen würde zu Ergebnissen in der gleichen Größenordnung führen. Vergleichswerte für negative Entladungen konnten in der Literatur nicht gefunden werden.

Für die Werte von E_0 von $0.49 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ und $0.57 \text{ V } \text{\AA}^{-1}$ stimmen die Verläufe der Simulation ungefähr mit denen aus dem Experiment überein. Es kann festgestellt werden, dass eine Vergrößerung von E_0 in der Modellierung eine niedrigere Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Folge hat. Dies ist nicht überraschend, da die Ausbreitung in der Modellierung primär durch die Ionisation getrieben wird, welche von E_0 abhängt (siehe Abschnitt 5.1.2 und 3.1.2). Mit höherem E_0 wird der Anstieg der Geschwindigkeiten ebenfalls flacher. Die Geschwindigkeiten aus der Modellierung sind ebenfalls nicht direkt proportional zum elektrischen Feld. Dies ist darin begründet, dass die Ionisation primär für die Ausbreitung verantwortlich ist und diese, aufgrund ihrer Abhängigkeit vom Feld, nicht proportional zu diesem verläuft, sondern ein Schwellenwert-Verhalten aufweist.

Der Anstieg der Geschwindigkeiten aus den experimentellen Daten verläuft weniger eindeutig linear, als das bei den Daten aus der Modellierung der Fall ist. Mit höherer Spannung (bzw. umgerechnet höherem Feld) steigt die Geschwindigkeit stärker an. Hier muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Spannung von 16 kV nah an der Zündspannung des Plasmas liegt. Bereits bei einer Spannung von 14 kV zündet das Plasma nur unregelmäßig. Dies könnte das zunächst schwache Ansteigen der Geschwindigkeiten erklären. Der Anstieg der Geschwindigkeit verläuft im Experiment prinzipiell

langsamer als im Modell. Die Gründe hierfür können in den starken Vereinfachungen des Modells liegen. Beispielsweise können Feldeffekte in einem eindimensionalen Modell nicht berücksichtigt werden und die Wahl der verschiedenen Parameter des Modells beruhen nur auf Abschätzungen. Des Weiteren ist im Experiment, wie bereits erläutert, das elektrische Feld an der Spitze des Streamers nicht bekannt, was einen genauen Vergleich der Geschwindigkeiten und deren Anstieg mit dem Feld zwischen Modell und Experiment schwierig macht.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Geschwindigkeiten der Streamer aus dem Experiment und der Modellierung mit zunehmender Spannung bzw. zunehmendem Feld ansteigen und die Übereinstimmung zwischen Experiment und Modellierung, für eine geeignete Wahl von E_0 , unter den erläuterten Voraussetzungen ausreichend groß ist.

6 Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Ausbreitung von Streamern in Nanosekundenplasmen in Wasser, sowohl mit Hilfe einer Modellierung, als auch mit ICCD-Aufnahmen der Entladung untersucht.

Für die Untersuchung der Entladung mithilfe von ICCD-Bildgebung wurde eine sogenannte pin-to-pin (zwei gegenüberliegende Spitzen) Anordnung der Elektroden verwendet. Die verwendeten Spannungspulse hatten eine kurze Steigzeit im Bereich von zwei bis drei Nanosekunden. Es wurde sowohl die Länge der Streamer im Verlauf der Entladung, als auch deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der angelegten Spannung analysiert. Die ICCD-Aufnahmen zeigten, dass sich die Streamer nur bis zu einer festen, aber von der Spannung abhängenden, Länge ausbreiteten und trotz noch anliegender Spannung nicht weiter propagierten. Weiterhin wurde beobachtet, dass das Verhältnis von Spannung zur maximalen Ausbreitungslänge annähernd konstant ist, die Länge sich also proportional zur Spannung verhält. Die maximalen Ausbreitungslängen liegen für Spannungen im Bereich von 16 kV bis 22 kV im Bereich von 187 μm bis 260 μm . Als mögliche Erklärung wurde die Hypothese aufgestellt, dass bei diesen Längen das kritische Hintergrundfeld, auch *stability field* genannt, unterschritten wird; Weitere Erklärungsansätze sowie deren Probleme wurden erläutert.

Außerdem wurde die Geschwindigkeit der Streamer aus den ICCD-Aufnahmen abgeleitet. Diese hängen von der Spannung ab und liegen im Bereich von 25 m s^{-1} bis 34 m s^{-1} für Spannungen von 16 kV bis 22 kV.

Für die Untersuchung der Streamerausbreitung mithilfe der Modellierung wurde zunächst ein Modell für das Medium Luft entwickelt. Dieses zeigte bei den Geschwindigkeiten der Streamer-Front und der zeitlichen Entwicklung der Elektronen- und Ionendichten gute Übereinstimmung mit der analytischen Lösung und Literatur.

Durch eine Skalierung der Parameter wurde anschließend das Verhalten in Wasser untersucht. Hierbei wurden die Beweglichkeit, Diffusion und Rekombination von solvatisierten Elektronen in Wasser verwendet. Die Ionisation wurde weiterhin mit einem skalierten Townsend-Ansatz berechnet. Bei diesen Parametern stellte sich die Ionisation als primärer Mechanismus der Streamerausbreitung heraus, deren Beitrag die der anderen Mechanismen um mehrere Größenordnungen übertraf. Es wurden ebenfalls die Geschwindigkeiten der Ionisationsfronten aus den Modellierungen berechnet. Diese befinden sich in der selben Größenordnung wie die aus den ICCD-Aufnahmen bestimmten Geschwindigkeiten der Streamer-Strukturen und hängen linear vom elektrischen Feld ab. Der genaue Vergleich der Geschwindigkeiten zwischen Modellierung und Experiment ist jedoch aufgrund der mangelnden Erkenntnisse über die elektrischen Felder an der Spitze der Streamer im Experiment nur begrenzt möglich. Die Übereinstimmung von Experiment und Modellierung unterstützt die Hypothese, dass die Ausbreitung der

Streamer durch die solvatisierten Elektronen sowie primär durch die Ionisation bestimmt sind.

Um das Verständnis von (negativen) Streamer-Entladungen in Flüssigkeiten zu erweitern, müsste in Zukunft die Ausbreitung weiter untersucht werden. Die Untersuchung der Ausbreitung bei höheren Spannungen und auch die Bestimmung der maximalen Länge der Streamer für bestimmte Raumrichtungen könnte, in Verbindung mit der Modellierung des elektrischen Feldes, zur Verifizierung der Hypothese für die Begrenzung der Ausbreitung der Streamer dienen. Eine bessere zeitliche Auflösung der Kamera würde eine detailliertere Analyse der zeitlichen Entwicklung, insbesondere bei höheren Spannungen, ermöglichen. Zusätzlich könnte Schattenfotografie eingesetzt werden, um die Einflüsse der Emission der Elektrode zu minimieren. Die Erweiterung der Modellierung auf zwei Dimensionen würde ebenfalls die Berücksichtigung von lokalen Feldeffekten an der Spitze und damit die weitere Untersuchung der Rolle von solvatisierten Elektronen ermöglichen.

Literatur

- [1] John Foster, Bradley S. Sommers, Sarah Nowak Gucker, Isaiah M. Blankson und Grigory Adamovsky. „Perspectives on the Interaction of Plasmas With Liquid Water for Water Purification“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 40.5 (2012), S. 1311–1323. DOI: 10.1109/TPS.2011.2180028.
- [2] Bo Jiang u. a. „Review on electrical discharge plasma technology for wastewater remediation“. In: *Chemical Engineering Journal* 236 (2014), S. 348–368. ISSN: 1385-8947. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cej.2013.09.090>.
- [3] S. Horikoshi und N. Serpone. „In-liquid plasma: a novel tool in the fabrication of nanomaterials and in the treatment of wastewaters“. In: *RSC Adv.* 7 (75 2017), S. 47196–47218. DOI: 10.1039/C7RA09600C.
- [4] H. Akiyama. „Streamer discharges in liquids and their applications“. In: *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 7.5 (2000), S. 646–653. DOI: 10.1109/94.879360.
- [5] Nelson Saksono, T Batubara und Setijo Bismo. „Hydrogen production by plasma electrolysis reactor of KOH-ethanol solution“. In: *IOP Conference Series Materials Science and Engineering* 162 (Nov. 2016), S. 012010. DOI: 10.1088/1757-899X/162/1/012010.
- [6] Davide Mariotti, Jenish Patel, Vladimir Švrček und Paul Maguire. „Plasma–Liquid Interactions at Atmospheric Pressure for Nanomaterials Synthesis and Surface Engineering“. In: *Plasma Processes and Polymers* 9.11-12 (2012), S. 1074–1085. DOI: <https://doi.org/10.1002/ppap.201200007>.
- [7] Helena Jablonowski und Thomas von Woedtke. „Research on plasma medicine-relevant plasma–liquid interaction: What happened in the past five years?“ In: *Clinical Plasma Medicine* 3.2 (2015). Plasma-Liquid Interactions, S. 42–52. ISSN: 2212-8166. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpme.2015.11.003>.
- [8] Pavel Šunka. „Pulse electrical discharges in water and their applications“. In: *Physics of Plasmas* 8.5 (2001), S. 2587–2594. DOI: 10.1063/1.1356742.
- [9] Melekhov Korobeinikov und Besov. „Breakdown Initiation in Water with the Aid of Bubbles“. In: *High Temperature* 40 (2002), S. 652–659. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1020420216579>.
- [10] H. M. Jones und E. E. Kunhardt. „Pulsed dielectric breakdown of pressurized water and salt solutions“. In: *Journal of Applied Physics* 77.2 (1995), S. 795–805. DOI: 10.1063/1.359002.

- [11] Andrey Starikovskiy. „Pulsed nanosecond discharge development in liquids with various dielectric permittivity constants“. In: *Plasma Sources Science Technology* 22.1, 012001 (Feb. 2013), S. 012001. DOI: 10.1088/0963-0252/22/1/012001.
- [12] Yohan Seepersad, Mikhail Pekker, M.N. Shneider, Alexander Fridman und Danil Dobrynin. „Investigation of positive and negative modes of nanosecond pulsed discharge in water and electrostriction model of initiation“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 46 (Mai 2013), S. 355201. DOI: 10.1088/0022-3727/46/35/355201.
- [13] K. Grosse, M. Falke und A. von Keudell. „Ignition and propagation of nanosecond pulsed plasmas in distilled water—Negative vs positive polarity applied to a pin electrode“. In: *Journal of Applied Physics* 129.21 (2021), S. 213302. DOI: 10.1063/5.0045697.
- [14] P J Bruggeman u. a. „Plasma–liquid interactions: a review and roadmap“. In: 25.5 (Sep. 2016), S. 3, 5. DOI: 10.1088/0963-0252/25/5/053002.
- [15] Milan Šimek, Branislav Pongráč, Václav Babický, Martin Člupek und Petr Lukeš. „Luminous phase of nanosecond discharge in deionized water: morphology, propagation velocity and optical emission“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.7 (Juni 2017), 07LT01. DOI: 10.1088/1361-6595/aa758d.
- [16] Branislav Pongráč u. a. „Velocity of initial propagation of positive nanosecond discharge in liquid water: dependence on high voltage amplitude and water conductivity“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 28.2 (Feb. 2019), 02LT02. DOI: 10.1088/1361-6595/aae91f.
- [17] Peter Bruggeman und Christophe Leys. „Non-thermal plasmas in and in contact with liquids“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 42.5 (Feb. 2009), S. 053001. DOI: 10.1088/0022-3727/42/5/053001.
- [18] Yohan Seepersad, Mikhail Pekker, Mikhail N Shneider, Danil Dobrynin und Alexander Fridman. „On the electrostrictive mechanism of nanosecond-pulsed breakdown in liquid phase“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 46.16 (März 2013), S. 162001. DOI: 10.1088/0022-3727/46/16/162001.
- [19] A von Keudell, K Grosse und V Schulz-von der Gathen. „Nanosecond pulsed discharges in distilled water-Part II: line emission and plasma propagation“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.8 (Sep. 2020), S. 085021. DOI: 10.1088/1361-6595/aba4b9.
- [20] K Grosse, J Held, M Kai und A von Keudell. „Nanosecond plasmas in water: ignition, cavitation and plasma parameters“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 28.8 (Aug. 2019), S. 085003. DOI: 10.1088/1361-6595/ab26fc.

-
- [21] Sander Nijdam, Jannis Teunissen und Ute Ebert. „The physics of streamer discharge phenomena“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.10 (Nov. 2020), S. 103001. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/abaa05.
- [22] M.N. Shneider und M Pekker. „Dielectric fluid in inhomogeneous pulsed electric field“. In: *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics* 87 (Apr. 2013), S. 043004. DOI: 10.1103/PhysRevE.87.043004.
- [23] Dmitry V Tereshonok. „Cavitation in liquid dielectric under nanosecond high-voltage impulse“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50.1 (Nov. 2016), S. 015603. DOI: 10.1088/1361-6463/50/1/015603.
- [24] Eric Herbert, Sébastien Balibar und Frédéric Caupin. „Cavitation pressure in water“. In: *Phys. Rev. E* 74 (4 Okt. 2006), S. 041603. DOI: 10.1103/PhysRevE.74.041603.
- [25] Valeri Andreev, V. Vdovin und V. Kornienko. „Electrostrictive Mechanism of Liquid Breakdown in Strongly Nonhomogeneous Field under the Action of Nanosecond Voltage Pulse“. In: *Journal of Communications Technology and Electronics* 63 (Aug. 2018), S. 908–914. DOI: 10.1134/S1064226918080016.
- [26] Q. Zheng, D. J. Durben, G. H. Wolf und C. A. Angell. „Liquids at Large Negative Pressures: Water at the Homogeneous Nucleation Limit“. In: *Science* 254.5033 (1991), S. 829–832. DOI: 10.1126/science.254.5033.829.
- [27] Yuan Li u. a. „Towards an improved understanding of nanosecond-pulse discharge initiation in water: from cavitation to electron multiplication“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.7 (Juli 2020), S. 075005. DOI: 10.1088/1361-6595/ab9b33.
- [28] S.M. Korobeynikov, A. Melekhov, Yu Sinikh und Yu Soloveichik. „Effect of Strong Electric Fields on the Behavior of Bubbles in Water“. In: *High Temperature* 39 (Mai 2001), S. 368–372. DOI: 10.1023/A:1017546206307.
- [29] Ali Charchi Aghdam und Tanvir Farouk. „The role of negative hydroxyl ions in the electron generation and breakdown during plasma formation in liquid water“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 30.6 (Juni 2021), S. 065025. DOI: 10.1088/1361-6595/abfbc7.
- [30] Xuewei Zhang und Mikhail N. Shneider. „Electron generation and multiplication at the initial stage of nanosecond breakdown in water“. In: *Journal of Applied Physics* 129.10 (2021), S. 103302. DOI: 10.1063/5.0044415.
- [31] A.G. Kalinichev und S.V. Churakov. „Size and topology of molecular clusters in supercritical water: a molecular dynamics simulation“. In: *Chemical Physics Letters* 302.5 (1999), S. 411–417. ISSN: 0009-2614. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0009-2614\(99\)00174-8](https://doi.org/10.1016/S0009-2614(99)00174-8).

- [32] Hitoshi Muneoka, Keiichiro Urabe, Sven Stauss und Kazuo Terashima. „Micrometer-scale electrical breakdown in high-density fluids with large density fluctuations: Numerical model and experimental assessment“. In: *Physical Review E* 91 (Apr. 2015). DOI: 10.1103/PhysRevE.91.042316.
- [33] Robert Gomer. „Field emission and field ionization in condensed phases“. In: *Accounts of Chemical Research* 5.2 (1972), S. 41–48. DOI: 10.1021/ar50050a001.
- [34] W. A. Schmidt. „Massenspektrometrische Untersuchung der Feldionisation von Wasserdampf an Spitzen aus Wolfram, Platin und Iridium:“. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 19.3 (1964), S. 318–327. DOI: doi:10.1515/zna-1964-0306.
- [35] Y.P. Raizer, V.I. Kisin und J.E. Allen. *Gas Discharge Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2011. ISBN: 9783642647604.
- [36] T. Briels, J. Kos, G. Winands, E. Veldhuizen und Ute Ebert. „Positive and negative streamers in ambient air: Measuring diameter, velocity and dissipated energy“. In: *Journal of Physics D Applied Physics* 41 (Juni 2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/234004.
- [37] Alejandro Luque, Valeria Ratushnaya und Ute Ebert. „Positive and negative streamers in ambient air: modelling evolution and velocities“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41.23 (Nov. 2008), S. 234005. DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/234005.
- [38] Anbang Sun. „Formation mechanism of streamer discharges in liquids: a review“. In: *High Voltage* 1 (Juni 2016). DOI: 10.1049/hve.2016.0016.
- [39] Wladimir An, Kurt Baumung und Hansjoachim Bluhm. „Underwater streamer propagation analyzed from detailed measurements of pressure release“. In: *Journal of Applied Physics* 101.5 (2007), S. 053302. DOI: 10.1063/1.2437675.
- [40] Clarence Zener. „A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics“. In: *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 145.855 (Juli 1934), S. 523–529. DOI: 10.1098/rspa.1934.0116.
- [41] K Grosse, V Schulz-von der Gathen und A von Keudell. „Nanosecond pulsed discharges in distilled water: I. Continuum radiation and plasma ignition“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.9 (Sep. 2020), S. 095008. DOI: 10.1088/1361-6595/aba487.
- [42] Andrey Starikovskiy, Yong Yang, Young I Cho und Alexander Fridman. „Non-equilibrium plasma in liquid water: dynamics of generation and quenching“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 20.2 (Apr. 2011), S. 024003. DOI: 10.1088/0963-0252/20/2/024003.

-
- [43] Hidemasa Fujita u. a. „Initiation process and propagation mechanism of positive streamer discharge in water“. In: *Journal of Applied Physics* 116.21 (2014), S. 213301. DOI: 10.1063/1.4902862.
- [44] P. Ceccato, Olivier Guaitella, M Gloahec und Antoine Rousseau. „Time-resolved nanosecond imaging of the propagation of a corona-like plasma discharge in water at positive applied voltage polarity“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43.20 (Mai 2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/17/175202.
- [45] B Bagheri u. a. „Comparison of six simulation codes for positive streamers in air“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27.9 (Sep. 2018), S. 2–4. DOI: 10.1088/1361-6595/aad768.
- [46] S V Pancheshnyi, S M Starikovskaia und A Yu Starikovskii. „Role of photoionization processes in propagation of cathode-directed streamer“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 34.1 (Dez. 2000), S. 105–115. DOI: 10.1088/0022-3727/34/1/317.
- [47] C. Montijn, W. Hundsdorfer und U. Ebert. „An adaptive grid refinement strategy for the simulation of negative streamers“. English. In: *Journal of Computational Physics* 219.2 (2006), S. 801–808. ISSN: 0021-9991. DOI: 10.1016/j.jcp.2006.04.017.
- [48] R. N. Barnett, Uzi Landman und Abraham Nitzan. „Excess electron transport in water“. In: *The Journal of Chemical Physics* 93.11 (1990), S. 8187–8195. DOI: 10.1063/1.459297.
- [49] Keith P. Madden und Stephen P. Mezyk. „Critical Review of Aqueous Solution Reaction Rate Constants for Hydrogen Atoms“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 40.2 (2011), S. 023103. DOI: 10.1063/1.3578343.
- [50] Alejandro L. Garcia. *NUMERICAL METHODS FOR PHYSICS (PYTHON)*. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2017, S. 152, 167. ISBN: 978-1548865498.
- [51] B. Koren. *A Robust Upwind Discretization Method for Advection, Diffusion and Source Terms*. Afdeling Numerieke Wiskunde: Report NM. Centrum voor Wiskunde en Informatica, 1993, S. 119–123.
- [52] Katharina Grosse. „Discharge ignition, dynamics and chemistry of nanosecond pulsed plasmas in water“. In: *Dissertation Ruhr-Universität Bochum* (2020). DOI: <https://hss-opus.ub.ruhr-uni-bochum.de/opus4/frontdoor/index/index/year/2021/docId/8006>.

- [53] Keisuke Udagawa, Sergey Gorbato, Fiodar Pliavaka, Munetake Nishihara und Igor Adamovich. „Experimental Study of a Fast Ionization Wave Discharge at High Pulse Repetition Rates“. In: *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. DOI: 10.2514/6.2008-1104.
- [54] Vaclav Babicky, Martin Clupek und Petr Lukes. „Determination of electrical characteristics of nanosecond discharge in liquid“. In: *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*. 2017, S. 1–4. DOI: 10.1109/ICDL.2017.8124686.
- [55] N L Allen und A Ghaffar. „The conditions required for the propagation of a cathode-directed positive streamer in air“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 28.2 (Feb. 1995), S. 331–337. DOI: 10.1088/0022-3727/28/2/016.
- [56] Michel Dyakonov und V.Yu Kachorovskii. „Theory of streamer discharge in semiconductors“. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 94 (Jan. 1988), S. 321.
- [57] Hani Francisco, Jannis Teunissen, Behnaz Bagheri Varnousfaderani und Ute Ebert. „Simulations of positive streamers in air in different electric fields: steady motion of solitary streamer heads and the stability field“. Juli 2021.
- [58] Milan Simek u. a. „Investigation of the initial phases of nanosecond discharges in liquid water“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29 (Apr. 2020), S. 064001. DOI: 10.1088/1361-6595/ab87b7.
- [59] Maïke Kai. „Optical Analysis of a Nanosecond Plasma Inside Liquids“. Bachelorarbeit. Ruhr-Universität Bochum, 2018.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich noch bei allen Menschen bedanken, die mir beim Erstellen dieser Arbeit geholfen und mich unterstützt haben. Besonderer Dank gilt

- Prof. Dr. Achim von Keudell, welcher mir die Anfertigung dieser Arbeit an seinem Lehrstuhl ermöglichte und mich zudem bei der Erstellung der Modellierung unterstützt hat und auch stets für Fragen und anregende Diskussionen zur Verfügung stand;
- Dr. Katharina Grosse, die mich in allen Phasen der Arbeit hervorragend betreut und immer unterstützt und sich ebenfalls dazu bereit erklärt hat, das Zweitgutachten anzufertigen;
- Susanne Jordans vom Lehrstuhl für Werkstoffwissenschaften für die Anfertigung der SEM-Bilder der Elektrodenspitze;
- Steffen Schüttler und Maike Kai für die schöne Zeit im Büro und die vielen guten Ratschläge, sowie
- allen Mitgliedern des EP2 Lehrstuhls für die herzliche Aufnahme, Unterstützung und die schönen Gespräche während der Pausen.

A Anhang

BCS-Spannung

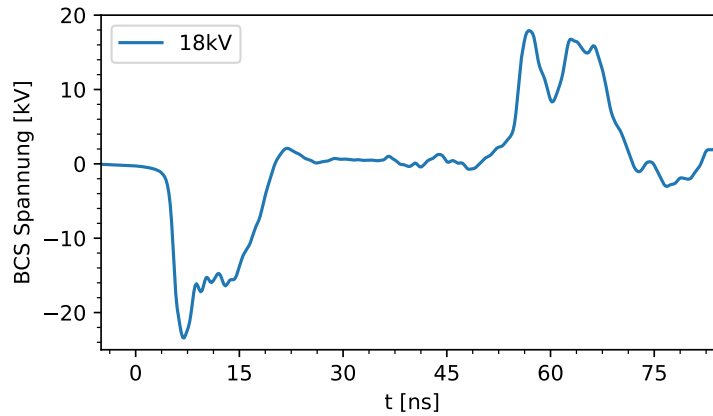


Abbildung A.0.1: Die am BCS gemessene Spannung im Verlauf der Zeit für eine angelegte Spannung von 18 kV.

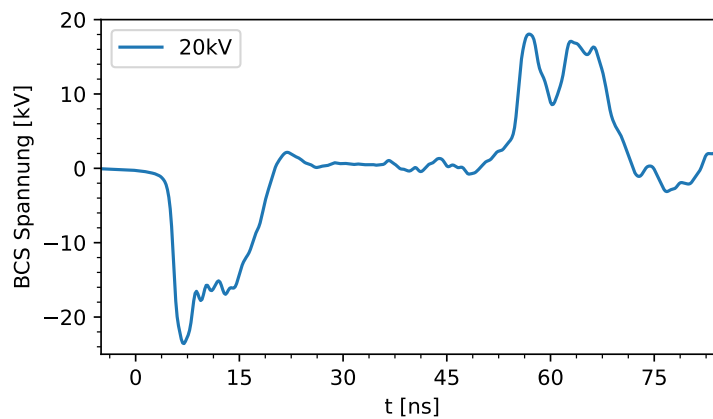


Abbildung A.0.2: Die am BCS gemessene Spannung im Verlauf der Zeit für eine angelegte Spannung von 20 kV.

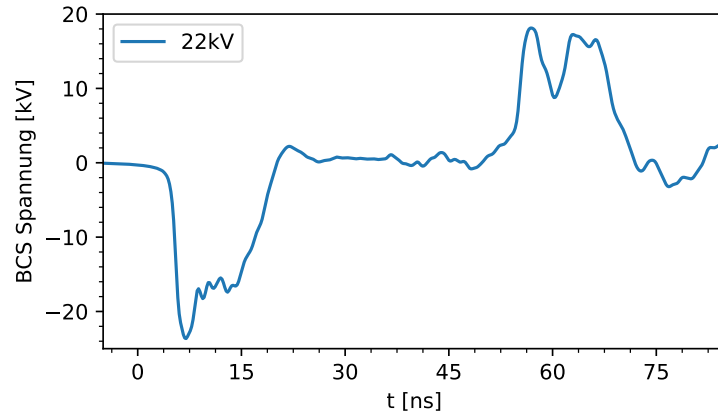


Abbildung A.0.3: Die am BCS gemessene Spannung im Verlauf der Zeit für eine angelegte Spannung von 22 kV.

IC

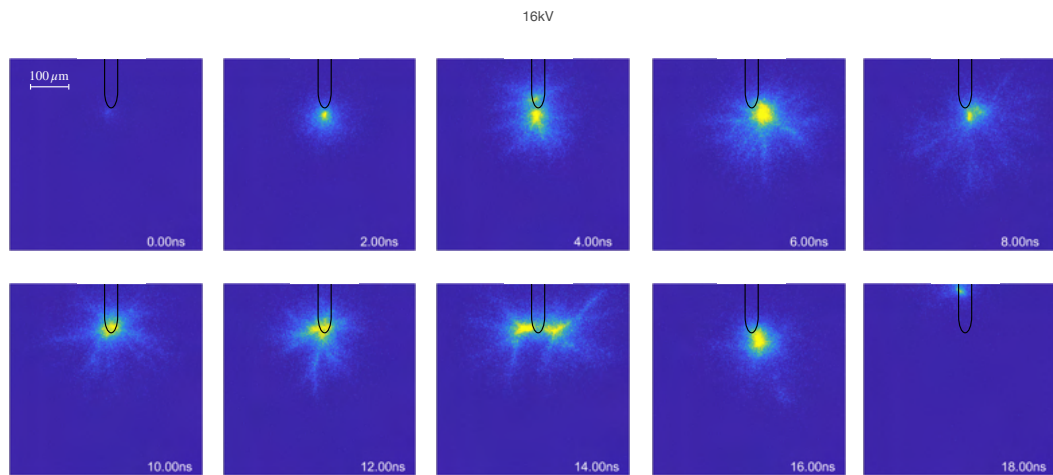


Abbildung A.0.4: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 16 kV. Es handelt sich um Einzelaufnahmen. Die Position der Elektrode ist mit der schwarzen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke des angegeben.

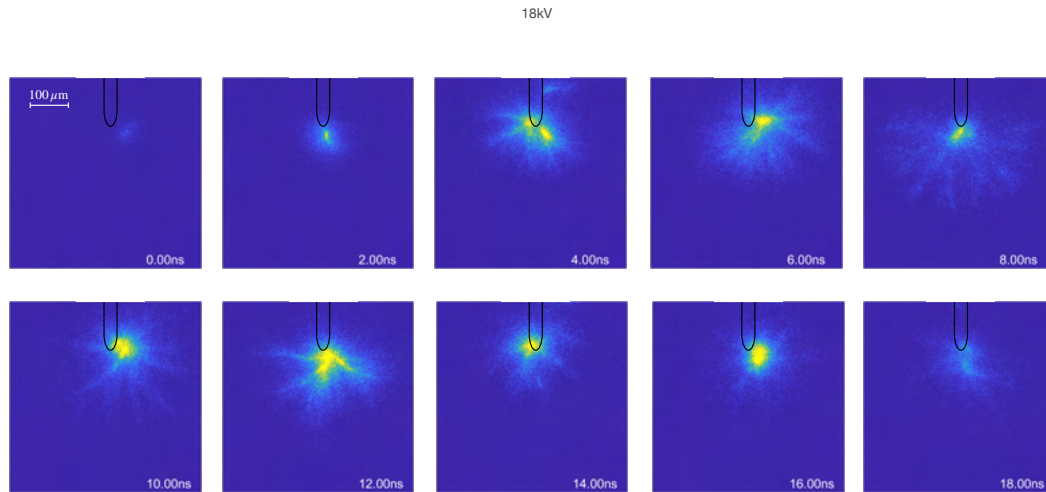


Abbildung A.0.5: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 18 kV. Es handelt sich um Einzelaufnahmen. Die Position der Elektrode ist mit der schwarzen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke des angegeben.

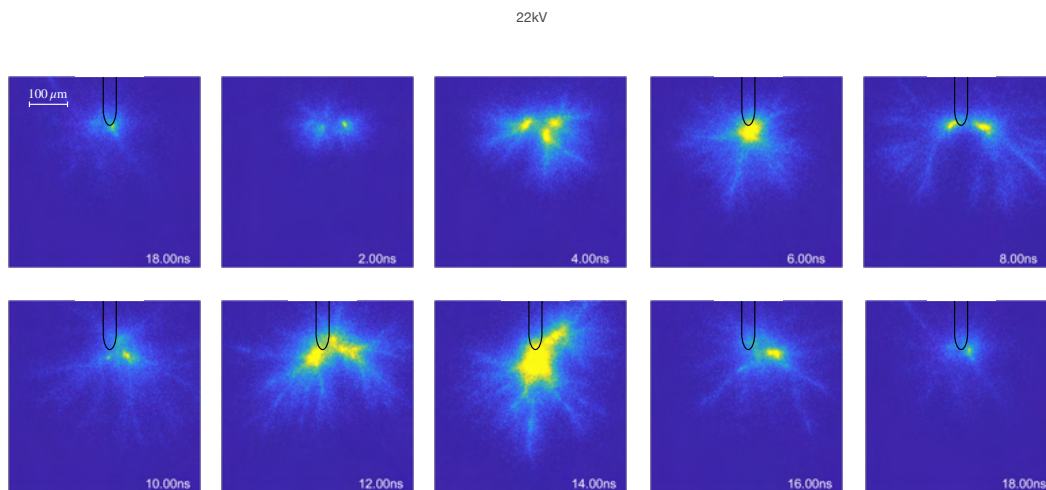


Abbildung A.0.6: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 22 kV. Es handelt sich um Einzelaufnahmen. Die Position der Elektrode ist mit der schwarzen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke des angegeben.

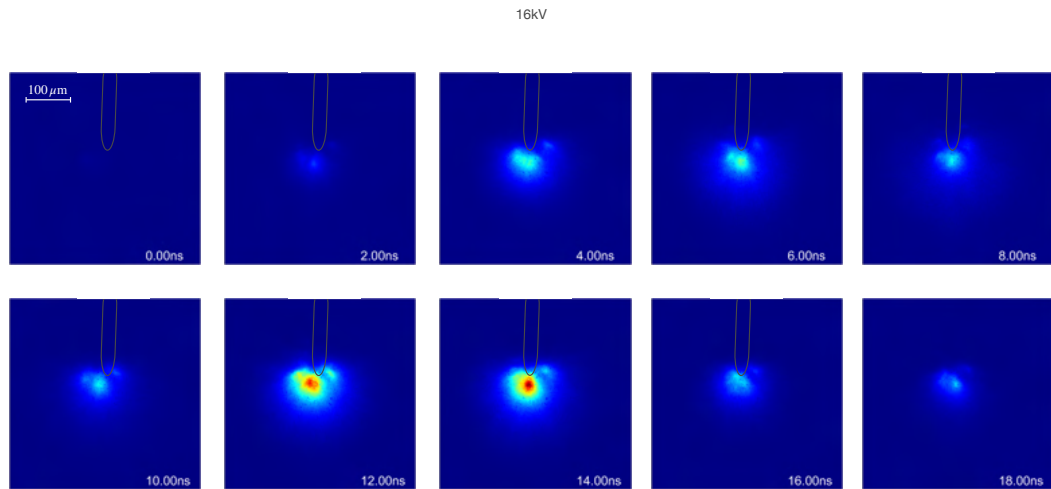


Abbildung A.0.7: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 16 kV. Es handelt sich um akkumulierte Aufnahmen mit je 50 Bildern pro Zeitpunkt. Die Position der Elektrode ist mit der grauen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke angegeben.

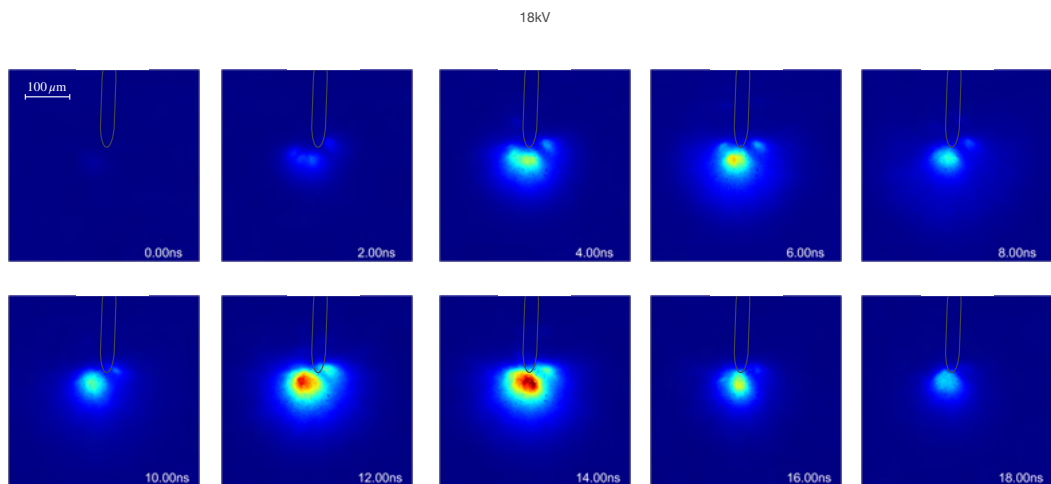


Abbildung A.0.8: ICCD Aufnahmen der Plasmaentladung bei einer Spannung von 18 kV. Es handelt sich um akkumulierte Aufnahmen mit je 50 Bildern pro Zeitpunkt. Die Position der Elektrode ist mit der grauen Linie angedeutet. Der jeweilige Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Beginn der Entladung ist durch die Zeitangabe in der rechten unteren Ecke angegeben.