

Diplomarbeit

ENTWICKLUNG UND UNTERSUCHUNG EINES
PULSGENERATORS
ZUR ANSTEUERUNG DIELEKTRISCH
BEHINDERTER ENTLADUNGEN

vorgelegt von

Benjamin Koubek

Oktober 2009

Betreuer: Prof. Dr. J. Jacoby



Institut für Angewandte Physik

der Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Einleitung	4
Grundlagen	8
1 Einführung in die Physik der Gasentladung	8
1.1 Plasmaparameter	8
1.2 Reaktionen in Plasmen	11
1.3 Excimerbildung	16
1.4 Paschengesetz	17
1.5 Entlademechanismen	18
1.5.1 Niederdruckentladung	18
1.5.2 Hochdruckentladung	24
2 DBD - Dielektrisch Behinderte Entladung	25
2.1 Grundlagen der dielektrisch behinderten Entladungen	25
2.1.1 Elektrodengeometrie und Anordnung des Dielektrikums	25
2.1.2 Prinzip der dielektrisch behinderten Entladung	27
2.2 Entladungstypen	28
2.2.1 Filamentierte Entladung	28
2.2.2 Glimmentladung bei Atmosphärendruck	31
2.3 Anwendungen	32
3 LDS - Lorentz-Drift-Schalter	33
3.1 Aufbau und Funktionsweise	33
3.2 Hohlkathode	34
3.3 Triggermethode	35

4	PFN - Pulsformende Netzwerke	37
4.1	Eigenschaften von Koaxialkabeln	37
4.2	Kabelpulsgenerator	38
	Aufbau und Ergebnisse	41
5	Experimenteller Aufbau	41
5.1	Vakuumaufbau des LDS	41
5.2	Messtechnischer Aufbau	42
5.2.1	Untersuchungen des Schalters	42
5.2.2	Untersuchungen des Pulsers	43
5.2.3	Untersuchungen mit Wasserstoff	44
6	Experimentelle Ergebnisse	46
6.1	Durchbruchspannung	46
6.2	Spannungsabfallraten	49
6.3	Delay- und Jittermessungen	51
6.3.1	Jitter in Abhängigkeit der Ladespannung	58
6.4	Pulsform	59
6.4.1	Pulsform in Abhängigkeit der Impedanzanpassung	59
6.4.2	Pulsform in Abhängigkeit unterschiedlicher Arbeitsgase	64
7	Ausblick	66
	Literaturverzeichnis	67

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Kabelpulsgenerator entwickelt und untersucht, der zur Erzeugung dielektrischer Barriereentladungen, genutzt wird. Diese Barriereentladung soll zur Wassersterilisation angewendet werden. Als schnelles Schaltelement des Kabelpulsers wurde ein Lorentz-Drift-Schalter (LDS), der ebenfalls in der Arbeitsgruppe Plasmaphysik entwickelt wird, verwendet. Dieser wurde grundlegend auf dessen elektrische Eigenschaften in Bezug auf den Einsatz in einem Pulsgenerator untersucht. Zudem sollen diese Messungen zur Weiterentwicklung des LDS von Nutzen sein und werden in diesem Kapitel zusammengefasst und interpretiert.

Zur Bestimmung des Arbeitsgasdrucks wurde der Verlauf der Durchbruchspannung verschiedener Gase in Abhängigkeit des Drucks aufgenommen. Durch diese Messungen konnte die maximale Haltespannung zum jeweiligen Druck, sowie der optimale Arbeitsdruckbereich des Schalters, der möglichst nahe des Selbstdurchbruchs liegt, ermittelt werden. Es wurde ein Verlauf entsprechend der Abhängigkeit der Paschenkurve bestimmt. Dabei wurde festgestellt, dass sich die Druckbereiche der Gase Argon, Stickstoff und Luft stark von dem des Wasserstoffs unterscheiden.

Um möglichst steile Pulsflanken des Kabelpulsgenerators zu gewährleisten, wurden Messungen der Spannungsabfallraten am LDS durchgeführt. Da das Plasma im Schalter als ohmsche Last angesehen werden kann, korreliert der Spannungsabfall mit dem Stromanstieg. Hierbei konnte generell ein Anstieg der Spannungsabfallzeit mit zunehmender Ladespannung festgestellt werden. Teilweise konnte ein sprunghaftes Verhalten nachgewiesen werden, was wie folgt zu interpretieren ist: Der LDS ist ein schneller Gasentladungsschalter für hohe Ströme und hohe Spannungen. Um eine laufende Entladung durch die Lorentzkraft im Elektrodenzwischenraum zu erreichen, wird eine gewisse Stromdichte benötigt, die das „saubere“ Durchzünden des Schalters gewährleistet, das Plasma an den Elektroden nach oben laufen lässt und später die Selbstlöschung einleitet. Die in der Kapazität des Koaxialkabels gespeicherte

Energie reichte bei kleinen Ladespannungen nur zu einer kurzen Überbrückung der Elektroden. Zudem konnte eine Steigerung der Spannungsabfallzeit mit zunehmendem Druck festgestellt werden, was dafür spricht den Schalter bei einem Druckbereich möglichst nahe des Selbstdurchbruchs zu betreiben, um ein optimales Entladeverhalten zu gewährleisten.

Weitere wichtige Parameter eines Gasentladungsschalters sind die Delay- und Jitterwerte. Neben dem Delay wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals Jittermessungen am LDS durchgeführt. Diese wurden mit den oben genannten Gasen mit unterschiedlichen Triggerpulsen gemessen. Im Wesentlichen wurde ein kürzerer und ein längerer Triggerpuls mit Pulslängen von $1 \mu s$ und $31 \mu s$ verwendet.

Weiterhin fand erstmals der Betrieb des LDS mit Wasserstoff als Arbeitsgas statt. Neben diversen Vorteilen im Entladeverhalten, erlaubt ein Betrieb des Schalters mit Wasserstoff die Verwendung von reversiblen Gasspeichern auf Titan- oder Zirkoniumbasis. Durch beheizen dieser Speicher, geben sie Gas ab und nehmen es beim Abkühlen wieder auf. Dadurch sind abgeschlossene Schaltsysteme, sogenannte „Sealed-Off“-Systeme, für weitere Prototypen realisierbar [Pet07].

Es wurde festgestellt, dass der Delay stark von der Triggermethode bzw. der Pulslänge des Triggers abhängt. Auch hier wird ein schneller Spannungsanstieg benötigt. Je schneller die Startelektronen durch das Triggerelement bereitgestellt werden, desto schneller zündet das Plasma im Elektrodenzwischenraum. Für einzelne Schaltvorgänge spielt der Delay eine untergeordnete Rolle, betrachtet man jedoch Repetitionsraten gewinnt jeder einzelne zeitliche Ablauf eines Schaltprozesses an Bedeutung.

Bei den oben erwähnten ersten Jittermessungen konnten bei allen Gasen sehr niedrige Jitterwerte von deutlich unter 100 ns erreicht werden. Auch hier wurde eine starke Triggerpuls- und Arbeitsgasabhängigkeit festgestellt. Auffällig wurde dies bei Untersuchungen mit Luft. Hier konnte der Jitter mit dem steilen Anstieg des kurzen Triggerpulses halbiert werden. Bei Messungen mit Wasserstoff wurde ein Jitter von 13 ns erreicht. Wiederum ergab sich eine Verbesserung des Jitters mit zunehmender Ladespannung.

Des Weiteren wurde die Pulsform und deren Impedanzabhängigkeit am Spannungsausgang des Kabelpulsers untersucht. Unterschiedliche Impedanzwiderstände wurden angefertigt und in den Pulseraufbau integriert. Es zeigte sich eine eher geringe Änderung der Pulsform bei unterschiedlichen Impedanzwiderständen. Untersuchungen zeigten, dass die Spannungsamplitude mit dem Widerstandswert variiert, da er wie ein Spannungsteiler wirkt. Die radial-symmetrischen Impedanzwiderstände erzeugen eine weniger stufig abfallende Flanke. Die besten Resultate, was die Pulsform betrifft, wurde jedoch durch eine niederinduktivere Erdung erzielt. Es wurde ein Kabelpulsgenerator mit einem relativ ebenen Pulsplateau entwickelt, dessen Parameter, wie z.B. die Pulsbreite und die Spannungsamplitude, weitgehend unabhängig voneinander variierbar sind.

Einleitung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung und der Aufbau eines Pulsgenerators, basierend auf einem Koaxialkabel als Kapazität und eines Lorentz-Drift-Schalters als schnelles Schaltelement, beschrieben. Der Kabelpulsgenerator soll zur Ansteuerung von dielektrischen Barriereentladungen, auch dielektrisch behinderte Entladung genannt, Verwendung finden.

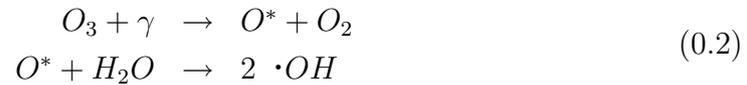
Dielektrisch behinderte Entladungen (DBD) zeigen ein sehr vielfältiges Anwendungsspektrum, wie z.B. die Ozonproduktion, für Bleichprozesse in der Papierindustrie, in Plasmabildschirmen, zur Abgasreinigung oder als Pumpquelle für Gaslaser. Als weitere bedeutende Anwendung können DBDs UV-Licht durch Excimerbildung generieren, das zur Behandlung und Reinigung von Oberflächen und zur Wassersterilisation genutzt werden kann.

Aufgrund der Tatsache, dass laut WHO und UNICEF etwa eine Milliarde der Weltbevölkerung [Kuh08] keinen Zugang zu sauberem Trinkwasser haben, gewinnt die Suche nach effizienten Wasseraufbereitungsmöglichkeiten zunehmend an Bedeutung.

Neben dem Abkochen, der Filtration oder der Behandlung mit Chemikalien ist die Reinigung mittels UV- und VUV-Strahlung eine weitere Methode Wasser zu sterilisieren. UV-Licht im Wellenlängenbereich von 240 - 290 nm wirkt auf die DNA Base Thymin von Mikroorganismen und hat zur Folge, dass sich zwei benachbarte Thymin Basen unter Einwirkung des UV-Lichts zu einem Thymin Dimer kovalent verbinden. Durch dieses Dimer lässt sich die DNA nicht mehr auslesen und eine Replikation des DNA-Stranges wird unmöglich, was zum Absterben der Mikroorganismen führt. Dabei treten zusätzliche Effekte auf. Molekularer Sauerstoff wird durch Wellenlängen unter 200 nm in Ozon umgewandelt.



Das Absorptionsmaximum von Ozon liegt bei 254 nm. In Wasser werden dadurch OH-Radikale und angeregter Sauerstoff O^* erzeugt.



Sowohl Ozon als auch OH-Radikale verhalten sich stark reaktiv und ermöglichen neben der Zerstörung der DNA, die Reduktion von Giftstoffen. Zum einen werden Kohlenwasserstoffverbindungen, wie z.B. Öle, Cyanid, CKW, usw. abgebaut, zum anderen werden die Zellmembranen von Mikroorganismen zerstört.

Vorteil der Wassersterilisation mittels unterschiedlicher Wellenlängenbereiche der UV-Strahlung ist die Kombination aus der direkten Abtötung der Mikroorganismen und zusätzlicher Oxidationseffekte. Die Methode ist schnell und eine Geruchs- oder Geschmacksveränderung des Wassers bleibt aus.

Anforderungen an diese Lampen sind, das gewünschte UV-Spektrum möglichst verlustfrei und energieeffizient zu emittieren und gleichzeitig frei von giftigen und umweltbelastenden Bestandteilen zu sein.

Es existiert bereits eine große Auswahl an UV-Lampen, die zur Wassersterilisation eingesetzt werden, jedoch generieren diese die benötigten Wellenlängenbereiche mittels Quecksilberdampf oder beinhalten Quecksilber in einer zumindest etwas weniger bedenklichen Form, als Amalgam. Quecksilber ist in die Wassergefährdungsklasse 3 (WGK3) eingeordnet und gehört somit zu den stark wassergefährdenden Stoffen [Leh08]. Beim UN-Gipfeltreffen der Umweltminister im Februar 2009 wurde ein weltweites Verbot für Quecksilber beschlossen [Sla09]. Unter diesem Aspekt ist es dringend notwendig auch quecksilberfreie UV-Lampen zu entwickeln.

Niederdruck-Quecksilberlampen können einen Wirkungsgrad von bis zu 35 % erzielen [VR07], wohingegen mit quecksilberfreien Leuchstofflampen nach dem Prinzip Xenon Excimer DBD ein Wirkungsgrad von 65 % [Tra08] erreicht werden kann. Die dielektrisch behinderte Entladung stellt eine ökologische und energieeffiziente Alternative zu den herkömmlichen Quecksilberdampflampen dar, was sie zu einem wichtigen und interessanten Forschungsgebiet macht. Dieser Entladungstyp kann mit verschiedenen Gasen und Edelgasen betrieben werden und stellt selbst bei einem Defekt keine Gefahr für das Trinkwasser dar.

In der Arbeitsgruppe Plasmaphysik, der Goethe-Universität wird an unterschiedlichen Aufgabenstellungen zum Projekt „DBD als UV-Lichtquellen zur Wassersterilisation“ gearbeitet. Zudem besteht eine Kooperation mit der Plasma Devices Technology Group des Central Electronics Engineering Research Institut in Pilani, Indien.

Die vorliegende Arbeit beinhaltet die Entwicklung und Untersuchung eines Kabelpulsgenerators zur Ansteuerung dielektrischer Barriereentladungen. Die besondere Anforderung an den Pulsgenerator beinhaltet die Erzeugung rechteckförmiger sehr kurzer Pulse im Nanosekundenbereich bei gleichzeitig hohen Spannungsamplituden von mehreren Kilovolt. Zudem spielen die Spannungsabfallraten eine große Rolle, um eine rechteckige Pulsform zu erhalten. Um diese zu erreichen wird ein Koaxialkabel, das als Kapazität dient, über einen schnellen Hochleistungsschalter entladen. Bei dem verwendeten Schalter handelt es sich um einen ebenfalls in der Arbeitsgruppe Plasmaphysik entwickelten, auf dem Prinzip des Lorentz-Drift basierenden, Gasentladungsschalter. Dieser schnelle Schalter, der speziell für hohe Leistungen konzipiert wurde, wird hier auf die Anforderungen des Kabelpulsers elektrisch untersucht.

Aufgrund dieser rechteckigen Pulsform, insbesondere durch das flache Pulsplateau, lassen sich Streamerentladungen an der ansteigenden und der abfallenden Flanke des Pulses, für elektrische und kurzzeitoptische Untersuchungen des Plasmas, klar voneinander trennen. Um eine hohe UV-Lichtausbeute zu erreichen, benötigt man Excimerzustände, weshalb das Gas nicht vollständig ionisiert sein darf. Die Existenz einer klaren Nulllinie nach einem Puls, die beispielsweise bei einer sinusförmigen Wechselspannung nicht gegeben ist, gibt dem angeregten Gas Zeit zu relaxieren, um nicht beim nächsten Puls zu ionisieren, sondern die Excimere anzuregen. Dadurch kann auf einen Durchflussbetrieb des Gases verzichtet werden. Desweiteren begünstigt diese Pulsform elektrische Energiemessungen der Entladung und Untersuchungen zu Reaktionen im Arbeitsgas nach dem Abschalten der Energiezufuhr, wie z.B. mit Hilfe des Penningeffekts.

Die vorliegende Arbeit ist thematisch in drei Teile gegliedert. Im ersten Teil wird eine Einführung in die plasmatheoretischen Grundlagen und in die Grundlagen der dielektrisch behinderten Entladung gegeben. Es wird der Aufbau und das Funktionsprinzip des verwendeten Lorentz-Drift-Schalter beschrieben und auf Pulsformende Netzwerke eingegangen. Ein Überblick über den experimen-

tellen Aufbau, die verwendeten Geräte zur Vakuumtechnik und aller anderen verwendeten Messinstrumente wird im zweiten Teil gegeben. Hier wird der messtechnische Aufbau des Lorentz-Drift-Schalter, sowie der gesamte Kabelpulseraufbau dargestellt. Im abschließenden dritten Teil erfolgt ein Darstellung der Messergebnisse. Zuerst werden die Messungen des Lorentz-Drift-Schalters vorgestellt. Im weiteren Verlauf folgen die Ergebnisse zu den Pulsparametern im Pulseraufbau, die später zusammengefasst und interpretiert werden.

Grundlagen

1 Einführung in die Physik der Gasentladung

1.1 Plasmaparameter

Zunächst wird hier eine Einführung gegeben, unter welchen Bedingungen man von einem Plasma sprechen kann und von welchen Parametern ein Plasma abhängt bzw. dieses charakterisieren.

Ist in Bezug auf die Physik von einem Plasma die Rede, dann ist damit ein besonderer Aggregatzustand gemeint, der sich bei sehr hohen Temperaturen einstellt. Materie durchläuft als Funktion der Temperatur die Zustände fest, flüssig und gasförmig. Als vierter Zustand stellt sich der **Plasmazustand** ein. Der Plasmazustand wird oft als vierter Aggregatzustand bezeichnet. Dieser Zustand kann als ionisiertes Gas bezeichnet werden. Die **Plasmatemperatur** ist eine Aussage über den Energieinhalt eines Plasmas, der thermodynamisch durch die Maxwell-Verteilung beschrieben wird. Diese entspricht einer Verteilungsfunktion maximaler Entropie [vK06]. Erfahren die Teilchen eines Plasmas genügend elastische Stöße untereinander, so gibt die Maxwell-Verteilung die Wahrscheinlichkeit an, ein Teilchen im Geschwindigkeitsintervall $v + dv$ zu finden:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\frac{1}{2}mv^2}{k_B T}} \quad (1.1)$$

Die mittlere Energie eines Teilchens im Plasma lässt sich nun aus dieser Verteilungsfunktion ableiten zu

$$\langle E \rangle = \frac{\int \frac{1}{2}mv^2 f(v) d^3v}{\int f(v) d^3v} = \frac{3}{2}k_B T \quad (1.2)$$

Die Plasmatemperatur wird üblicherweise als Energieeinheit angegeben, wobei die thermische Energie mindestens von der Größenordnung der Ionisationsenergie des verwendeten Gases ist (z.B. 13,6 eV bei Wasserstoff)[Zoh02]. Zudem gilt die Relation $1\text{eV} \cong 11600\text{K}$ [Fuß01].

Im Plasmazustand sind die neutralen Atome und Moleküle zumindest teilweise in Elektronen und Ionen zerfallen, weshalb dieser Zustand lokal durch elektrische Nichtneutralität gekennzeichnet ist. Dies gilt aber nur für kurze Längenskalen. Makroskopisch betrachtet wird ein Plasma als quasineutral bezeichnet. Die **Debye-Länge** ist ein Maß, um diese Abweichung von der Quasineutralität zu beschreiben.

Quasineutralität setzt voraus, dass die Anzahl der positiven und negativen Ladungsträger in einem betrachteten Volumen gleich groß sein muss [vK06]. Ab einem hinreichend kleinen Volumen, das betrachtet wird, gibt es Abweichungen von dieser Quasineutralität. Dieses charakteristische Volumen wird durch eine Kugel mit dem Radius der Debye-Länge beschrieben. Die Debye-Länge ist gegeben durch

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.3)$$

Hierbei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, k_B die Boltzmannkonstante, T die Elektronentemperatur, n_0 die Teilchendichte und e die Elementarladung. Quasineutralität gilt in einem Volumen, dessen Radius größer als λ_D ist, womit eine Größenskala definiert ist, ab der man von einem Plasma sprechen kann. Im Inneren des Debyevolumens tritt eine Abweichung der Quasineutralität auf. Typische Größenordnungen der Debye-Länge in einem Temperatur-Dichte Diagramm sind in Abbildung 1.1 aufgezeigt.

Ein weiterer wichtiger Parameter zur Beschreibung eines Plasmas ist die **Plasmafrequenz**. Werden Elektronen z.B. über eine elektromagnetische Welle gegenüber den Ionen ausgelenkt, wirkt die Coulombkraft als rücktreibende Kraft. Jedoch bewegt sich das Elektron aufgrund der Trägheit über die ursprüngliche Ruhelage hinaus und beginnt zu schwingen. Betrachtet man die Ionen aufgrund ihrer Masse als ruhend gegenüber den deutlich beweglicheren Elektronen, so ist das elektrische Feld E bei einer Auslenkung δ der Elektronen gegenüber dem Hintergrund der Ionen gegeben durch

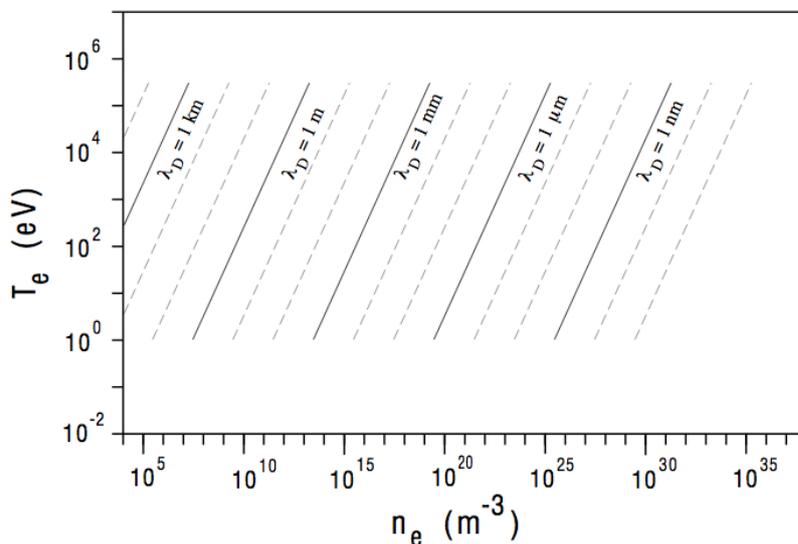


Abbildung 1.1: Typische Größenordnungen der Debye-Länge [Zoh02].

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} en\delta \quad (1.4)$$

und hat eine rücktreibende Wirkung auf die Elektronen. In diesem elektrischen Feld ergibt sich die Bewegungsgleichung für die Elektronen zu

$$m_e \frac{d\delta^2}{d^2r} = -eE \quad (1.5)$$

Es folgt eine Schwingungsgleichung gemäß

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} + \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e} \delta = 0 \quad (1.6)$$

in der die Plasmafrequenz durch die Eigenfrequenz dieser Schwingung gegeben ist [Fuß01]

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.7)$$

mit n als Elektronendichte und m_e als Elektronenmasse [Jac08].

1.2 Reaktionen in Plasmen

Im Folgendem sind mögliche Reaktionen der Teilchen im Plasma aufgeführt, die im Wesentlichen den Quellen [Bra00] und [Lie05] entnommen wurden.

Neben Reaktionen, wie Anregung oder Ionisation von Atomen, können in einem Plasma auch Moleküle dissoziiert werden. Gleichmaßen können sich Atome, Ionen und Elektronen an die Wände anlagern. Es kann grob zwischen Reaktionen im Gasvolumen und an Materialoberflächen unterschieden werden. Je nach Wahl der äußeren Parameter für eine Entladung, kann die eine oder andere Reaktion überwiegen. Ein Kriterium um einschätzen zu können, welche Reaktion überwiegt, ist die mittlere freie Weglänge λ der Teilchen.

Zur Beschreibung der mittleren freien Weglänge betrachtet man einen Teilchenstrom der Teilchensorte A in einem Gas der Teilchensorte B. Zu einer Kollision der Teilchen kommt es dann, wenn sich die Bahn eines Teilchens A innerhalb des Wirkungsquerschnittes

$$\sigma = \pi(r_A + r_B)^2 \quad (1.8)$$

befindet. Hierbei sind r_A und r_B die Radien der Teilchen A und B. Das Teilchen A bewegt sich durch ein Volumenelement der Fläche F und der Tiefe ds in Strömungsrichtung durch das Gas B mit der Teilchendichte n_B . In diesem Volumenelement befinden sich im Mittel $n_B F ds$ Gasteilchen. Die Wahrscheinlichkeit $d\omega$ für eine Kollision eines Teilchens der Sorte A mit einem der Sorte B wird nun durch das Verhältnis der Flächen $\frac{(n_B F ds)\sigma}{F}$ gegeben:

$$d\omega = n_B \sigma ds = \frac{1}{\lambda} ds \quad (1.9)$$

Den Weg λ , den ein Teilchen im Mittel zwischen zwei Stößen zurücklegt, bezeichnet man als mittlere freie Weglänge [Frö02]

$$\lambda = \frac{1}{n_B \cdot \sigma} \quad (1.10)$$

Reaktionen an Oberflächen

Im folgenden werden Atome bzw. Ionen mit A und B, Elektronen mit e^- bezeichnet. Aus dem Gasvolumen können Atome, Elektronen und Ionen verloren

gehen, indem sie sich an die Wände des Rezipienten anlagern



oder dort rekombinieren



Atome im angeregten Zustand können sich abregen, indem sie ihre Energie an die Wände abgeben:



Es können aber auch Elektronen durch Sekundärelektronenemission gebildet werden, indem angeregte Atome (1.14) oder schnelle Ionen (1.15) auf die Wände auftreffen.



Reaktionen im Gasvolumen

Im Gasvolumen kann unterschieden werden, zwischen Reaktionen mit neutralen Atomen und Elektronen und Reaktionen zwischen neutralen Atomen und Ionen. Zunächst soll auf die Prozesse mit Elektronen eingegangen werden.

Freie Elektronen können an Atomen elastisch gestreut werden



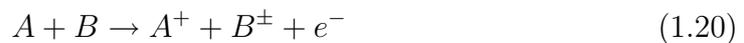
diese anregen (1.17) oder ionisieren (1.18)



Zudem kann der Auger-Effekt stattfinden. Kommt es zur Ionisation einer inneren Schale, kann der frei gewordene Platz von einem Elektron eines höheren Energieniveaus wieder belegt werden. Die dabei freiwerdende Energie kann in Form eines Photons abgegeben oder auf ein anderes Elektron, das sich in einem höheren Energieniveau befindet, übertragen werden. Dieses verlässt das Atom als Auger-Elektron.

Die **Stoßionisation** (Formel (1.18)) entsteht durch Kollision von schnellen Elektronen mit Atomen. Ein Atom einer bestimmten Sorte kann durch einen Stoß eines Elektrons mit einer kinetischen Energie eV_i , mit mindestens der Ionisationsenergie des Atoms, ionisiert werden.¹

Ein weiterer Ionisationsprozess entsteht durch die Temperatur des Gases. Bei der **Thermoionisation** haben die Atome und Moleküle thermische Energien erreicht, die ausreichen, um sich gegenseitig durch Stöße zu ionisieren²:



Auch durch die Absorption von Photonen können Gasteilchen ionisiert werden. Da die Ionisationsenergien in der Regel zwei bis drei mal größer sind als die Anregungsenergien, ist **Photoionisation** immer mit Wellenlängen im UV-Bereich und darunter charakterisiert [Bra00],



¹Dies ist ein statistischer Prozess, der davon abhängt, wie weit sich ein Elektron im Mittel fortbewegt, bevor es an einer ionisierenden Kollision teilnimmt. Dieser Weg wird durch die mittlere freie Weglänge für die Ionisation λ_i beschrieben. Für Elektronen der Energie kleiner als eV_i ist dieser Weg unendlich lang.

²Der Grad der Ionisation X als Funktion der Temperatur eines im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen Plasmas wird durch die SAHA-Gleichung beschrieben

$$\frac{X^2}{1 - X^2} = 0,182 \cdot \frac{\sqrt{T^5}}{p} e^{-\frac{W_I}{k_B T}} \quad (1.19)$$

Dabei sind T die Temperatur, p der Druck und W_I die Ionisierungsenergie [Ott08].

außer die Atome bzw. Moleküle befinden sich bereits im angeregten Zustand



Durch Anlagerung von Elektronen können negative Ionen entstehen



wobei sich die freiwerdende Energie aus der inneren Energie, der kinetischen und der Bindungsenergie zusammensetzt.

Durch Kollision eines Elektrons mit einem bereits angeregten Atom kann es dieses abregen, wobei die Energie des angeregten Zustands abgestrahlt wird,



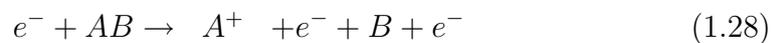
oder ionisieren



Elektronen können Moleküle dissoziieren, wobei entweder neutrale Teilchen entstehen



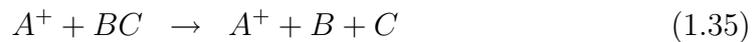
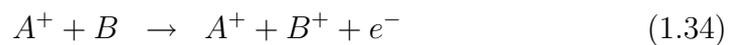
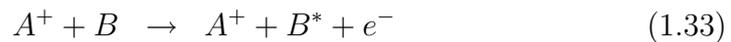
oder Ionen gebildet werden



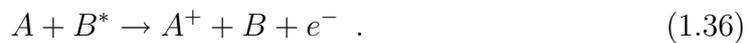
Trifft ein positiv geladenes Ion mit einem Elektron zusammen, können diese rekombinieren. In der Regel muss jedoch ein dritter Stoßpartner, zur Gewährleistung der Impulserhaltung, beteiligt sein [Bra00, Tra08]:



Im Prinzip gelten für die Ionen ähnliche Regeln. Die Prozesse (1.31) bis (1.35) sind äquivalent zu den Reaktionen, bei denen Elektronen beteiligt sind:



Zudem tritt der Effekt der Penning-Ionisation [Bra00] auf



Kommt es zu einer Kollision zwischen einem angeregten Teilchen und einem Neutralen, kann die Energie des angeregten Teilchens zur Ionisation des neutralen Teilchens führen. Handelt es sich um metastabile Zustände, können neutrale Teilchen selbst nach dem Abschalten der Energiezufuhr ionisiert werden.

Unter Penningionisation versteht man die Übertragung der Anregungsenergie eines metastabilen Zustands zur Ionisation [Beh01]. Bei einer Mischung aus zwei verschiedenen Gasen, kann die Anregungsenergie der einen Gassorte ausreichen, um die zweite Gassorte zu ionisieren. Dies ist z.B. bei einer Mischung aus Argon und Neon der Fall. Die Mischung kann deutlich leichter ionisiert werden, als das eine oder andere Gas alleine. Zudem kann eine fast vollständige Ionisation einer Gassorte erreicht werden.

1.3 Excimerbildung

In Bezug auf UV Emission haben Excimere eine besondere Bedeutung. Deshalb ist im Folgenden kurz erläutert, worum es sich bei Excimeren handelt und wie diese gebildet werden.

Edelgase können im Grundzustand keine stabilen Moleküle bilden. Ihre Grundzustände entsprechen abgeschlossenen Elektronenschalen und sie zeigen einen repulsiven Potentialverlauf (Abbildung 1.2). Wird hingegen ein Edelgasatom

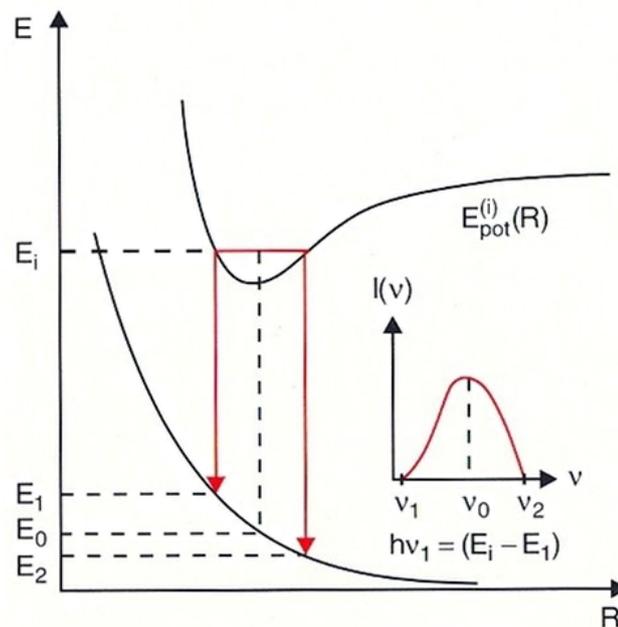


Abbildung 1.2: Excimer-Potentialschema mit kontinuierlichem Emissionsspektrum [Dem05].

in einen elektrisch angeregten Zustand gebracht, kann es durchaus mit anderen Atomen eine Molekülbindung eingehen. Diese zweiatomigen Moleküle weisen Potentialkurven mit einem Minimum auf und werden als Excimere bezeichnet [Dem05].

Der Graph in Abbildung 1.2 zeigt das repulsive Potential des Excimers und die Potentialkurve, die das Minimum aufweist. Zudem wird die Intensitätsverteilung der emittierten Strahlung aufgrund der Energiebreite mit einem Maximum bei der kleinsten Energie des Excimerpotentials gezeigt.

Excimere können auch aus Kombinationen von Edelgasatomen und Atomen, mit nicht abgeschlossener äußerer Schale, bestehen. Moleküle aus Atomen verschiedener Elemente werden oft als Exciplexe bezeichnet [KS99].

1.4 Paschengesetz

Bevor zwischen zwei Elektroden eine Gasentladung stattfindet, müssen gewisse Kriterien für das Zünden einer Entladung erfüllt werden. Neben Gasart und Gasdruck p bzw. der Gasdichte n_g gehören der Elektrodenabstand d und die an den Elektroden anliegende Spannung U zu den äußeren Kenngrößen einer Gasstrecke. Paschen hat auf experimentellem Wege den Zusammenhang zwischen diesen Größen untersucht und fand dabei heraus, dass die Zündspannung eine Funktion des Produktes aus Druck und Elektrodenabstand ist [Wie76]. Der als Paschengesetz bezeichnete Zusammenhang wird grafisch in der Paschenkurve (Abbildung 1.3) wiedergegeben.

Die Paschenkurve gibt an, wann es zu einem Spannungsdurchbruch in Abhängigkeit von Druck und Elektrodenabstand kommt. Links des Minimums der Paschenkurve ist der Druck bzw. der Teilchenabstand groß, d.h. es werden höhere Spannungsamplituden benötigt, damit es zu einer Ionisation durch Stöße kommen kann. Hier findet der Durchschlag über lange Wegstrecken statt, da Stoßpartner nur über lange Wegstrecken zu finden sind. Rechts vom Minimum, bei höherem Druck, steht den Teilchen nur ein kurzer Beschleunigungsweg zur Verfügung, um ausreichend Energie für weitere Stoßionisationen zu erhalten. Deshalb kann es nur durch eine Erhöhung der Spannung zum Durchschlag kommen. Eine Paschenkurve ist spezifisch für eine bestimmte Gasart oder Gas Mischung. Zudem verwendet man den Ausdruck Paschenkurve nur für planparallele Elektrodengeometrien. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen von Durchbruchspannungskurven am LDS durchgeführt. Die Messmethode wird in 6.1 näher beschrieben.

Nach dem Zünden einer Entladung folgt die eigentliche Gasentladung. Je nach Druckbereich unterscheidet man Hoch- und Niederdruckentladungen. Darüber hinaus können beide Entladungstypen nach ihrem Strom- und Spannungsverhalten charakterisiert werden.

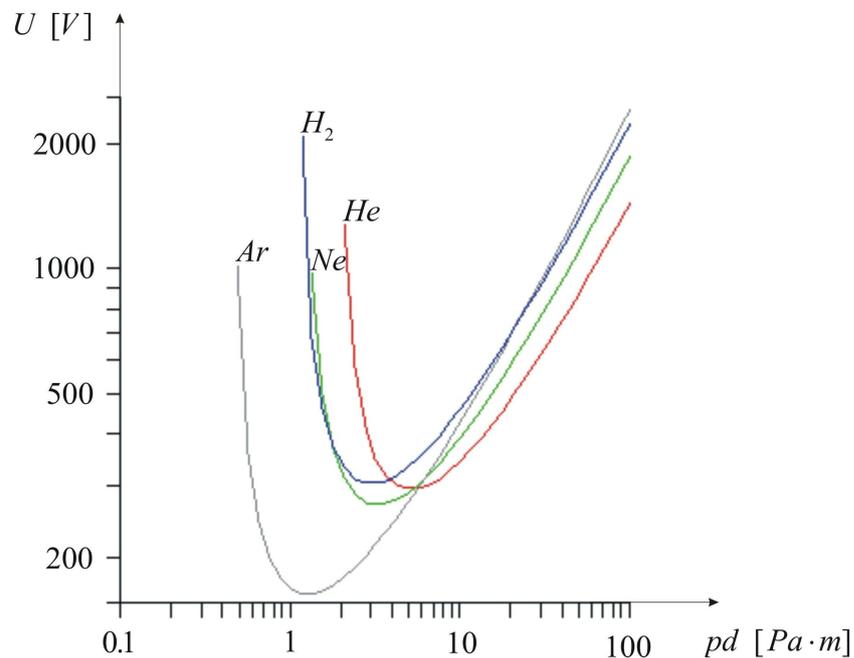


Abbildung 1.3: Paschenkurven für unterschiedliche Gase [Lie05] - Durchbruchspannung aufgetragen gegen das Produkt aus Druck und Abstand einer planparallelen Elektrodengeometrie.

1.5 Entlademechanismen

Gasentladungen können sowohl im Niederdruck- als auch im Hochdruckbereich stattfinden. Der Spannungszusammenbruch im Niederdruckbereich ist vorwiegend durch Stoßprozesse gekennzeichnet, wobei im Hochdruckbereich die Lawinenbildung mit Streameraufbau und die Photoionisation dominiert. Der Lorentz-Drift-Schalter wird zu Gunsten der Spannungsfestigkeit und der Triggerbarkeit im Niederdruck betrieben.

1.5.1 Niederdruckentladung

Abbildung 1.4 zeigt die drei Haupttypen der Niederdruckentladung, die Townsend- bzw. Dunkelentladung, die Glimmentladung und die Bogenentladung. Im schematischen Kurvenverlauf ist zu sehen, dass die verschiedenen Mechanismen in unterschiedlichen Bereichen des Strom-Spannungs-Verlaufs stattfinden, die im Folgenden näher erklärt werden.

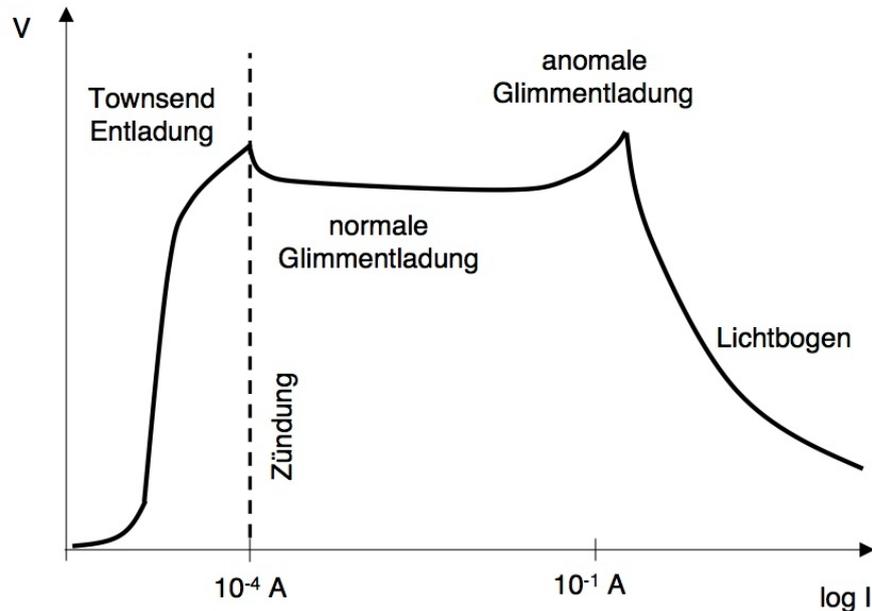


Abbildung 1.4: Kennlinie einer Gleichstromentladung [vK06].

Townsendentladung

Liegt in einem gasgefüllten Raum zwischen zwei Elektroden eine Spannung an, können darin Ladungsträger beschleunigt werden und das Gas ionisieren. Bei ausreichender Beschleunigungsspannung kann durch Ionisation der Aufbau der Entladung, in Richtung der Elektroden fortgesetzt werden. Diese Ionisation erfolgt über Elektronenstöße, die einen Lawineneffekt hervorrufen. Bei der Townsendentladung spricht man von einer unselbstständigen Entladung, da permanent Ladungsträger der Lawine durch eine externe Quelle, wie z.B. Höhenstrahlung oder durch den Photoeffekt, erzeugt werden müssen. Weitere Startelektronen werden durch den Aufprall positiver Ionen auf die Anode freigesetzt und erzeugen ihrerseits weitere Elektronenlawinen. Durch diesen Prozess kann die Townsendentladung selbstständig werden, falls die *Townsend'sche Zündbedingung* erfüllt wird. Diese Zündbedingung ist gegeben durch

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.37)$$

wobei der **1. Townsend'sche Koeffizient** α angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit pro Wegstrecke ein Elektron ausreichend kinetische Energie durch das elektrische Feld erhält, um ein neutrales Atom bei einem Stoß zu ionisieren.

Der **2. Townsend'sche Koeffizient** γ , auch Oberflächenionisierungszahl genannt, gibt die Anzahl der Sekundärelektronen an, die durch das Auftreffen eines Ions auf die Kathode ausgelöst werden.

Nun kann anhand der Zündbedingung zwischen selbstständiger und unselbstständiger Entladung unterschieden werden.

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1 \text{ unselbstständige Entladung} \quad (1.38)$$

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) > 1 \text{ selbstständige Entladung} \quad (1.39)$$

Anschaulich besagen die obigen Ungleichungen, dass eine Entladung selbstständig wird, wenn pro Elektron mindestens ein weiteres Elektron erzeugt wird [Zoh02]. Falls keine Elektronen aus Lawinenbildung und aus Oberflächenionisation an der Kathode erzeugt werden, bleibt die Entladung unselbstständig, d.h. es werden zur Erhaltung der Entladung extern gebildete Elektronen benötigt [Wie76].

Um einen höheren Strom fließen zu lassen, muss die Spannung erhöht werden, da gemäß dem ersten Townsend Koeffizienten α die Ladungsträgerdichte erhöht werden muss [vK06]. Da die Koeffizienten α und γ aus Gleichung 1.37 meist unbekannt sind, ist es einfacher das Paschengesetz als Kriterium für das Durchzünden einer Entladung zu betrachten.

Aus der Townsend'schen Zündbedingung lässt sich das unter 1.4 eher qualitativ beschriebene Paschengesetz auch theoretisch herleiten.

Nach der mittleren freien Weglänge für die Ionisation, wird von einem Elektron im Mittel ein Elektron-Ion-Paar gebildet. Die Anzahl der erzeugten Elektronen kann also in einer Scheibe der Dicke dx durch

$$dN = N \frac{dx}{\lambda_i} \quad (1.40)$$

beschrieben werden. Als Lösung der Differentialgleichung ergibt sich ein exponentielles Wachstum der Anzahl der erzeugten Elektronen mit dem Weg

$$N = N_0 e^{\frac{x}{\lambda_i}} . \quad (1.41)$$

Townsend beschrieb die mittlere freie Weglänge zur Ionisation λ_i durch die

mittlere freie Weglänge für alle Stöße λ . Diese behandelte er als Prozess angetrieben von der Driftenergie resultierend aus dem elektrischen Feld ($E\lambda$) mit der Aktivierungsenergie eV_i . Somit ergibt sich für den Townsend'schen Ionisierungskoeffizient

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_i} = \frac{\text{const.}}{\lambda} e^{\frac{-V_i}{E\lambda}} . \quad (1.42)$$

Darüber hinaus verhält sich die mittlere freie Weglänge umgekehrt proportional zum Druck p

$$\alpha = Ape^{\frac{-Bp}{E}} . \quad (1.43)$$

Wobei die Konstanten A und B Eigenschaften des Gases beschreiben. Formt man nun die Zündbedingung (Formel 1.37) um

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.44)$$

und setzt sie gleich mit (Formel 1.43) so folgt

$$Ape^{\frac{-Bp}{E}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.45)$$

Die Spannung U ist gegeben durch Ed , somit ergibt sich das Paschengesetz aus Durchbruchspannung in Abhängigkeit von Druck und Elektrodenabstand [Bra00].

$$U = \frac{Bpd}{\ln Apd - \ln[\ln(1 + \frac{1}{\gamma})]} \quad (1.46)$$

Glimmentladung

Abbildung 1.4 zeigt, dass der Bereich der Glimmentladung weitgehend unabhängig von der Stromstärke ist. Darüber hinaus ist die Glimmentladung in zwei Teile untergliedert, in den der normalen Glimmentladung, mit abfallender Spannungscharakteristik, und den der anomalen Glimmentladung, mit steigendem Spannungsverhalten. Das Abfallen bzw. Aufsteigen, der Spannung ist in Feldverzerrungen, die durch Raumladungen hervorgerufen werden, begründet. Im Stromstärkenbereich von $10^{-4} A$ bis $10^{-1} A$ der normalen Glimmentla-

dung ist die Spannung weitgehend konstant, die Zündbedingung nach Paschen ist erreicht und die Entladung wird selbstständig. Durch die Vergrößerung des Plasmavolumens entstehen mehr Ladungsträger und es kommt zu einem stetigem Ansteigen des Stroms. Bei der anomalen Glimmentladung kann eine Erhöhung des Stroms nur durch eine höhere Spannung erzielt werden, weil die Elektrodenoberfläche vollständig mit Plasma bedeckt ist [Rot03]. Nach dem Child-Langmuir-Gesetz steigt der Strom proportional zu $V^{\frac{3}{2}}$ [vK06].

Die Entladungsstrecke einer normalen Glimmentladung kann in mehrere Zonen unterteilt werden. Diese teils dunkle teils leuchtende Bereiche sind der Abbildung 1.5 zu entnehmen und werden im Folgenden erläutert.

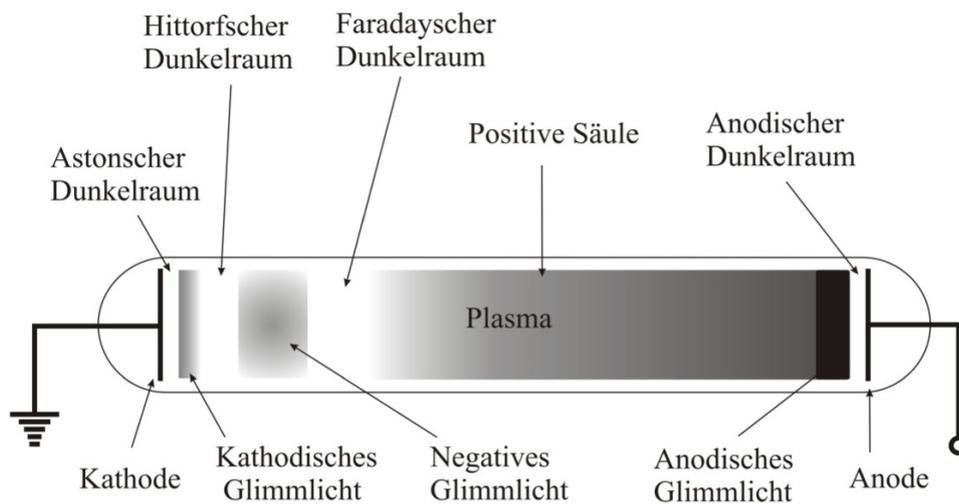


Abbildung 1.5: Schematischer Aufbau einer Glimmentladung [Rot03]

Zunächst werden an der Kathode durch das Aufprallen von Ionen, nach dem 2. Townsend'schen Koeffizient γ , Sekundärelektronen aus den Kathodenmaterial ausgelöst.

Der Bereich direkt neben der Kathode, der *Astonsche Dunkelraum*, besitzt ein starkes elektrisches Feld und ist durch eine negative Raumladungswolke gekennzeichnet. Die Elektronen werden im elektrischen Feld zur Anode hin beschleunigt, sind aber noch zu langsam um Atome anzuregen oder zu ionisieren. Deshalb erscheint dieser Bereich dunkel.

Bis zum *Kathodischen Glimmlicht* haben die Elektronen genug Beschleunigungsenergie erhalten um Atome zum Leuchten zu bringen. In diesem Bereich existiert eine relativ hohe Ionendichte. Die Länge des Glimmlichtes ist abhängig

von der Gasart und dem Gasdruck.

Darauf folgt der durch eine positive Raumladung und eine relativ hohe Ionendichte charakterisierte *Hittorfsche Dunkelraum*, der zudem ein moderates elektrisches Feld besitzt. Wiederum reicht die Energie der Elektronen nicht aus um Atome anzuregen.

Der größte Teil der Spannung fällt zwischen Kathode und der Grenze zwischen dem Hittorfschen Dunkelraum und dem negativen Glimmlicht ab. Diese Zone nennt man *Kathodenregion*. In dieser Region wird der größte Teil der Leistung dissipiert, zudem werden Elektronen auf Energien beschleunigt, die ausreichend sind, um Atome zu ionisieren und Lawineneffekte auszulösen. Das *Negative Glimmlicht*, das durch das hellste Leuchten der Entladung charakterisiert ist, besitzt ein relativ kleines elektrisches Feld und ist üblicherweise (gegenüber dem kathodischem Glimmlicht) lang ausgedehnt. Die durch die gesamte Kathodenregion beschleunigten Elektronen besitzen genug Energie um Atome hoch anzuregen und zu ionisieren, was das intensive Leuchten erklärt. Die Elektronendichte beträgt üblicherweise etwa $10^{16} \frac{\text{Elektronen}}{\text{m}^3}$.

Durch die durch Energieabgabe gebremsten Elektronen entsteht eine neue nichtleuchtende Zone, der *Faradaysche Dunkelraum*. Hier verringert sich die Anzahl der Elektronen durch Rekombination, weshalb die Raumladung auch relativ gering ausfällt.

Den größten leuchtenden Bereich der Entladung nimmt die *Positive Säule* ein. Sie ist durch ein langes gleichmäßiges Glimmen gekennzeichnet. Mit typischerweise $1 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ ist das elektrische Feld relativ klein. Die Elektronendichte liegt bei 10^{15} bis $10^{16} \frac{\text{Elektronen}}{\text{m}^3}$ mit einer Elektronentemperatur von 1 bis 2 eV.

Am Ende der positiven Säule erscheint das *Anodische Glimmlicht*, das etwas leuchtintensiver als die positive Säule selbst, aber nicht immer vorhanden ist. Schließlich endet die Entladung mit dem *Anoden-Dunkelraum*, in dem der Elektronentransport von der positiven Säule zur Anode stattfindet und somit durch eine negative Raumladung gekennzeichnet ist [Rot03].

Bogenentladung

Erhöht man den Strom, heizt sich die Kathode stark auf und es kommt zur Bildung weiterer Ladungsträger durch Thermoemission. Durch diesen erhöhten Stromfluss ist auch der Spannungsabfall, beim Übergang von der Glimm- zur Bogenentladung zu erklären. Die Bogenentladung ist also durch einen hohen

Stromfluss bei kleiner Spannung charakterisiert [vK06]. Darüber hinaus ist eine Bogenentladung im Gegensatz zur Glimmentladung durch ein starkes Leuchten gekennzeichnet.

Die Stromdichten variieren von einigen Ampere bis über tausend Ampere pro Quadratcentimeter - bei der Glimmentladung erreicht die Stromdichte selten mehr als $50 \frac{mA}{cm^2}$. Zudem reicht ein Spannungsabfall an der Kathode von etwa 10 V, wohingegen der einer Glimmentladung im Bereich von größer als 100 V liegt [Rot03].

Zusätzlich kann man zwischen einer thermischen und einer nichtthermischen Bogenentladung unterscheiden. Bei der nichtthermischen Bogenentladung [Sta03], bei Strömen von 1 bis 100 A werden die Elektronen durch Thermoemission freigesetzt. Bei der thermischen Bogenentladung, über 100 A wird diese Thermoionisation zusätzlich durch Feldemissionseffekte [Ram32, BS35] unterstützt [Rot03].

1.5.2 Hochdruckentladung

Die Hochdruckentladung spielt in der vorliegenden Arbeit besonders in Bezug auf die dielektrisch behinderte Entladung eine wichtige Rolle. Deshalb wird auf diesen speziellen Typ der Hochdruckentladung ausführlich im Folgenden Kapitel 2 eingegangen.

2 DBD - Dielektrisch Behinderte Entladung

Dielektrische Barriereentladungen sind selbstständige, sich nicht im Gleichgewicht befindende, elektrische Gasentladungen. Entdeckt wurde diese Entladung von Werner von Siemens im Jahre 1857, der in den Annalen der Physik [vS57] eine „Lichterscheinung in einem gasgefüllten Raum innerhalb zweier mit Stanniol bedeckten Glasplatten“ beschreibt. Als erste Anwendung erwähnte er die Ozonproduktion. Heute zeigen DBDs neben der Ozonproduktion ein sehr vielfältiges Anwendungsspektrum, wie z.B. der Einsatz in Excimerentladungslampen, in Plasmabildschirmen, zur Behandlung von Oberflächen und zur Abgasreinigung und machen die DBDs zu einem vielversprechenden Plasmawerkzeug.

2.1 Grundlagen der dielektrisch behinderten Entladungen

2.1.1 Elektrodengeometrie und Anordnung des Dielektrikums

Der Aufbau zur Erzeugung einer Barriereentladung besteht im Prinzip immer aus zwei Elektroden und einem Dielektrikum das auf einer oder auf beiden Elektroden aufgebracht ist, um diese voneinander elektrisch zu isolieren. Zudem kann sich das Dielektrikum auch zwischen den Elektroden befinden. Die Form und Geometrie der Elektroden kann sehr vielfältig sein. Durch die Wahl der Elektrodenanordnung kann beeinflusst werden, ob es sich um eine Volumen- oder Oberflächenentladung handelt. Unterschiedliche Anordnungen von Elektroden und Dielektrika sind in Abbildung 2.1 gegeben.

Eine Volumenentladung kann planar oder zylindrisch angeordnet sein. Zwischen den Elektroden befindet sich mindestens ein Dielektrikum und das Gasvolumen. Die Entladung findet im Gasraum und auf der Oberfläche des Dielektrikums statt. Grundsätzlich kann das Dielektrikum auch zwischen oder auf beiden Elektroden aufgebracht sein. Eine weitere Volumenentladung kann

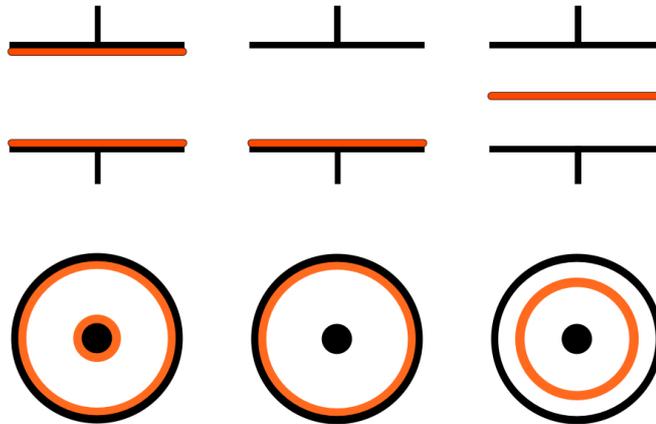


Abbildung 2.1: Typischer Aufbau einer DBD mit planarer oder coaxialer Elektrodengeometrie. Das Dielektrikum befindet sich jeweils auf beiden, einer oder zwischen den Elektroden.

durch die sog. Point-to-Plate Konfiguration, siehe Abbildung 2.2 (rechts), erzeugt werden, bei der eine Spitze einer Platte gegenübersteht, wobei das Dielektrikum meist auf die Platte aufgetragen ist.

Bei der Oberflächenentladung sind die Elektroden, ohne Gasraum, nur durch ein Dielektrikum isoliert. Die Entladung findet an der dielektrischen Oberfläche statt. Eine mögliche Konfiguration ist in Abbildung 2.2 (links) gegeben. Hier liegen beide Elektroden in einer Ebene und sind in das dielektrische Material eingebettet. Dieser Aufbau erzeugt aufgrund thermischer Effekte eine bogenförmige Entladung.

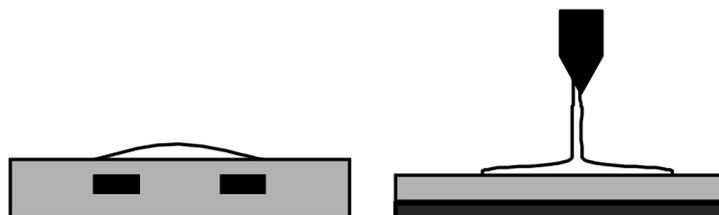


Abbildung 2.2: Oberflächenentladung (links) und Volumenentladung Point-to-Plate-Anordnung (rechts) [Liu02].

Eine dielektrisch behinderte Entladung zeichnet sich dadurch aus, dass ein nichtgleichgewichts Plasma bei Atmosphärendruck auf sehr einfache und ökonomische Weise hergestellt werden kann [Liu02, Kog01]. Typischerweise beträgt die Entladestrecke einige Mikrometer bis wenige Zentimeter. Als Dielektrika dienen Gläser, Quarze und Keramiken deren Dielektrizitätskonstanten ϵ_r zwischen 1,5 und 3000 liegen. Als Plasmagase finden reine Edelgase, Edelgas/Halogen-Mischungen oder auch Luft Verwendung. Der für die DBD benötigte Gasdruck liegt im Bereich von Atmosphärendruck.

2.1.2 Prinzip der dielektrisch behinderten Entladung

Eine dielektrisch behinderte Entladung wird bei Atmosphärendruck zwischen zwei Elektroden erzeugt, die durch mindestens ein Dielektrikum voneinander isoliert sind. Wechselstrom oder eine gepulste Hochspannung setzt eine Elektronenemission an der Kathode in Gang. Diese Elektronen bilden durch Lawineneffekte eine filamentierte bzw. eine Streamerentladung über den Elektrodenspalt aus. Beim Erreichen des gegenüberliegenden Dielektrikums verteilen sich die Elektronen auf der Oberfläche und mindern das lokale elektrische Feld bis der Streamer abreißt.

Wie oben erwähnt ist der grundlegende Unterschied zu einer „normalen“ Entladung, dass die Elektroden mit einem Dielektrikum bedeckt sind und somit das Rekombinieren der Ladungsträger mit den Elektroden verhindern. Dadurch wird die Bildung von Excimer begünstigt und demzufolge auch eine höhere UV-Emission des Plasmas erreicht. Zudem wird zur Aufrechterhaltung der Entladung im Wechselstrombetrieb eine geringere Spannung benötigt, als zum Zünden.

Das Durchzünden einer DBD hängt, abgesehen vom Einfluss des Dielektrikums auf das elektrische Feld, auch von Gasart, Gasdruck und Entladestrecke ab. Im Gegensatz zu einer Entladung ohne dielektrische Barriere kann die DBD aber nur mit Wechselspannung oder gepulst, aber nicht als Gleichstromentladung betrieben werden.

Betrachtet man den Betrieb einer DBD mit Wechselspannung, muss zunächst eine Spannung, die nach dem 1. Townsend'schen Koeffizienten zur Bildung von Elektronenlawinen ausreicht, aufgebracht werden. Daraufhin bewegen sich die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode, können jedoch auf-

grund des Dielektrikums dort nicht rekombinieren. Durch dieses Anlagern der Ladungsträger auf dem Dielektrikum entsteht ein elektrisches Feld, das dem angelegten Feld bzw. der angelegten Spannung entgegengerichtet ist und dieses überlagert. Durch diese Feldminderung ist die resultierende Spannung zu gering um die Entladung aufrecht zu erhalten, der Streamer reißt ab und das Plasma erlischt. Wird nun die Spannung umpolarisiert, überlagert sich die angelegte Spannung mit der, der angelagerten Ladungsträger. Somit wird die Zündspannung überschritten und ein neues Plasma beginnt zu brennen. Durch die Überlagerung der Spannungen, ist zur Erhaltung der Entladung nur eine kleinere Spannung als die Zündspannung erforderlich. Daher dominieren die auf den Dielektrika angesammelten Ladungen das Verhalten der dielektrisch behinderten Entladung. Erneut lagern sich die Elektronen und Ionen an den entsprechenden Dielektrika an und die Entladung erlischt. Eine weitere Umpolarisierung der Spannung leitet den nächsten Entladezyklus ein.

Typische Versorgungsspannungen liegen bei Frequenzen zwischen 50 Hz und einigen MHz und können Sinus- oder Rechteckförmig sein. Die Spannungsamplituden liegen bei einigen bis hunderten kV.

2.2 Entladungstypen

2.2.1 Filamentierte Entladung

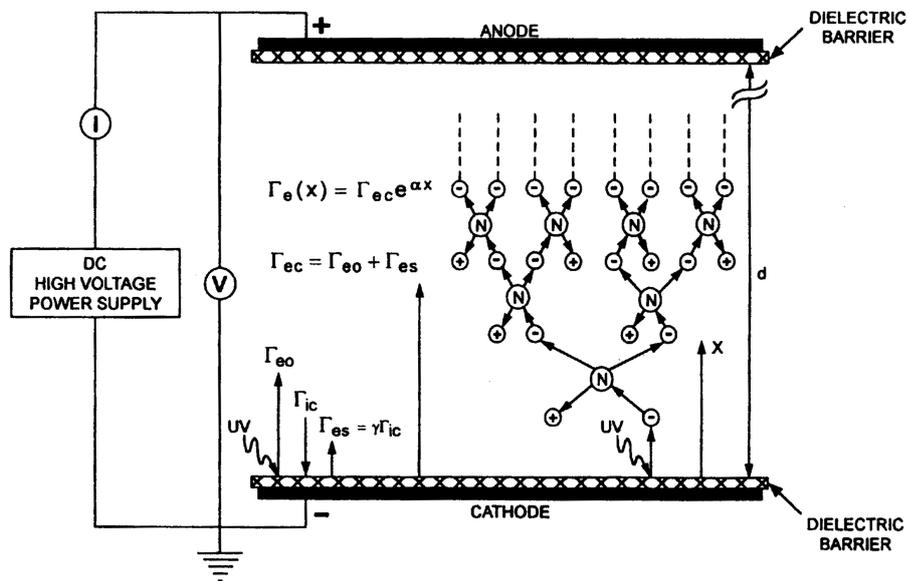
Bei einer DBD findet die Entladung bzw. der Durchbruch meist in Form einzelner feiner Entladungskanäle statt. Diese Entladungskanäle werden als Streamer, Filamente oder auch Mikroentladungen bezeichnet. Die Filamentbildung beginnt mit Erreichen der Durchbruchspannung und endet durch Überlagerung und Reduzierung des Grundfeldes. Weitere Filamente bilden sich, vorausgesetzt die angelegte Spannung ist ausreichend bzw. steigt weiter an, zufällig an unterschiedlichen Orten der Elektrodenoberfläche. Das Arbeitsgas bleibt relativ kühl, da die zeitliche und räumliche Ausdehnung der Filamente sehr gering ist. Ist die Entladung erloschen, kann sie durch umpolarisieren der Spannung erneut gezündet werden. Das Bilden neuer Filamente wird besonders bei hohen Frequenzen durch die zurückgebliebenen Raumladungen erleichtert. Jedes Filament kann als Plasmakanal betrachtet werden, der durch eine hohe Stromdichte charakterisiert ist. Die Ausbildung der Filamente soll im folgenden genauer beschrieben werden.

Streamerausbildung

Als Streamer bezeichnet man ein einzelnes Filament, das sich zwischen zwei Elektroden ausbildet, wenn eine Spannung an die Elektroden angelegt wird, die der Durchbruchspannung des verwendeten Gases entspricht oder diese übersteigt. Die Entwicklung eines solchen Filamentes ist in Abbildung 2.3 a) schematisch dargestellt. Die Elektronenemission an der Oberfläche des Dielektrikums ist auf Photoemission oder Sekundärelektronenemission, hervorgerufen durch UV-Licht bzw. durch Ionenstoß, zurückzuführen. Werden diese Elektronen auf Energien in Größenordnungen der Ionisationsenergie des verwendeten Gases oder höher beschleunigt, bildet sich eine Elektronenlawine aus, indem sich die Zahl der Elektronen mit jeder Generation der ionisierenden Stöße verdoppelt [Rot01].

Aufgrund der größeren Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den trägeren Ionen, bildet sich ein negativer Lawinenkopf und ein langgezogener positiver Schweif aus, Abbildung 2.3 b). Wie im Bild 2.4 zu sehen ist, erzeugt die hohe Ladungsdichte im Lawinenkopf ein Raumladungsfeld, das sich dem Homogenfeld überlagert. Diese Feldanhebung bewirkt eine Verstärkung der Ionisation, einen Anstieg der Vorwachs geschwindigkeit der Lawine und eine erhöhte Strahlungsemission. Durch die starke Feldabsenkung hinter dem Kopf entsteht ein Dunkelraum, in dem es durch die emittierte Strahlung zu erneuter Bildung von Anfangselektronen kommt [Frö02, B⁺86]. Die Vorwachs geschwindigkeit eines Streamers in Luft bei Normaldruck beträgt etwa 10 bis 100 $\frac{cm}{\mu s}$ [Kog01]. Ein Filament kann sich somit, bei einer Entladestrecke im Millimeterbereich, innerhalb einiger hundert Nanosekunden ausbilden. Werden die Elektroden durch den Streamer überbrückt, heizt sich der zunächst noch schwach leitende Streamerkanal auf und wird durch zusätzliche Thermoionisation hochleitfähig. Die Elektronen, die die gegenüberliegende Elektrode erreicht haben, verteilen sich auf dem Dielektrikum, siehe Abbildung 2.3 c), und erzeugen mit den langsamen Ionen ein elektrisches Feld, das dem ursprünglichen Feld entgegengesetzt ist. Durch dieses Gegenfeld wird weitere Ionisation in der Umgebung des Filaments unterbunden und der Streamer reißt schließlich ab.

Ein einzelnes Filament hat typischerweise einen Durchmesser von einigen 10 bis 100 nm und kann Krater auf dem Material hinterlassen. Verunreinigungen auf der Oberfläche können die Ausbildung eines Filamentes begünstigen. Als Kriterium für einen Streamerdurchschlag, muss das Raumladungsfeld des



(a)

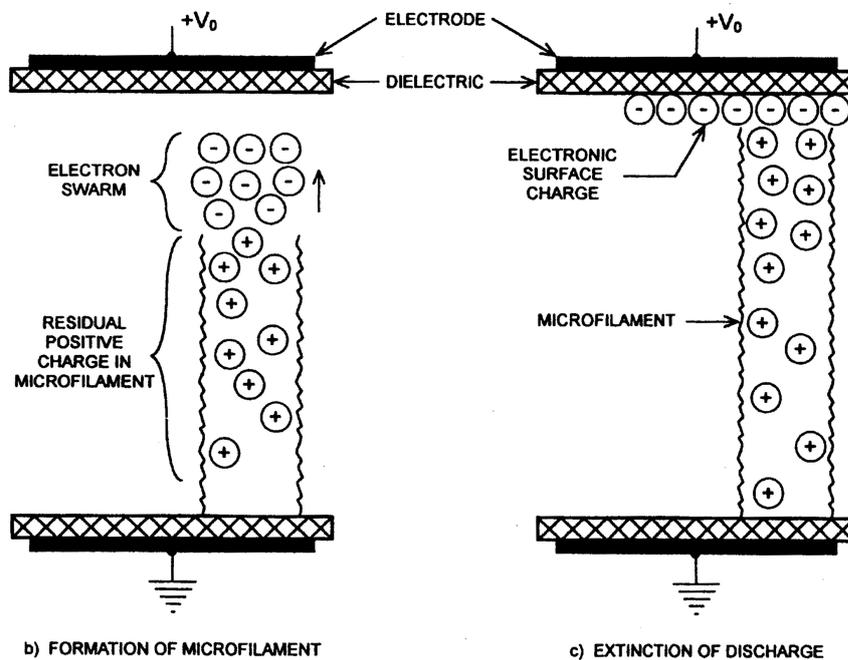


Abbildung 2.3: Bildung a), Entwicklung b), und Erlöschen c) einer Streamerentladung [Rot01] bei einer gepulsten Barriereentladung

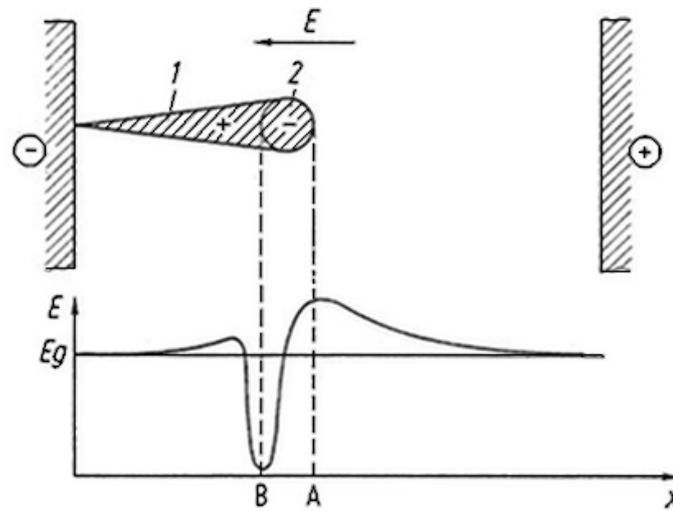


Abbildung 2.4: Entladungslawine im homogenen Feld und deren Feldverlauf E in der Zentralachse durch die Lawine. E_g ist die ursprüngliche Grundfeldstärke [B⁺86]

Streamers so groß sein, wie das Grundfeld, was wiederum durch die Anzahl der Elektronen im Streamerkopf bedingt ist. Diese Anzahl liegt bei 10^4 bis 10^8 Elektronen. Andernfalls werden die Elektronen einfach von der Anode aufgenommen [B⁺86].

Durch den Streamerabriss, entstehen keine hochionisierten Zustände, was zur Folge hat, dass sich elektrisch angeregte Edelgasatome, also Excimere, ausbilden können. Die niederenergetischen Elektronen tragen zu einer vermehrten elektrischen Anregung der Dimergase bei.

2.2.2 Glimmentladung bei Atmosphärendruck

Eine DBD kann sowohl homogen, als auch in Form einzelner Filamente erscheinen, was nicht nur von Gasart und Gasdruck, sondern auch von der Oberflächenbeschaffenheit des verwendeten Dielektrikums abhängt [Kog01]. Jedoch erscheint die Entladung bei Atmosphärendruck für die meisten Gase und Gas-mischungen als Filamente. Im wesentlichen gibt es zwei Ansatzmöglichkeiten Barriereentladungen homogen zu betreiben, die in den Forschungsgruppen um Okazaki und Massines erarbeitet wurden [TL00]. Okazaki et. al. erzeugten homogene Entladungen, indem sie ein Metallgitter auf das verwendete Dielektrikum aufbrachten und die DBD mit unterschiedlichen Gassorten betrieben.

Diese homogene Entladung hat den Charakter von Streamerentladungen mit Strompulsen im Nanosekundenbereich.

Die Entladung von Massines et. al. hat eher den Charakter einer Glimmentladung. In diesem Fall ist der Entladestrom mehrere Microsekunden lang mit Amplituden mehrerer 10 mA.

Im Gegensatz hierzu erscheinen DBDs in Gasen mit hohen Ionisationsenergien wie etwa Helium und Neon homogen, sogar bei Drücken über einem bar. Entladungen mit Neon zeichnen einen langsamen Entladungsprozess und hohe Stabilität der homogenen Erscheinung aus [Liu02].

2.3 Anwendungen

Dielektrisch behinderte Entladungen bieten ein breites Anwendungsspektrum. Wie einleitend in dieses Kapitel schon erwähnt wurde, stellt die Ozonproduktion das wichtigste Anwendungsgebiet dar. Ozon wird zur Sterilisation oder für industrielle Bleichprozesse verwendet.

Neben der herkömmlichen Braun'schen Röhre gibt es verschiedene Alternativen von Flachbildschirmen. In Plasmabildschirmen kommen dielektrisch behinderte Entladungen zum Einsatz. Der Bildschirm besitzt eine kammerartig angeordnete Matrix von Elektroden. Die hierbei erzeugte Excimerstrahlung wird über Phosphorbeschichtungen in sichtbares Licht konvertiert. Es gibt je eine Zeile für die Farben rot, grün und blau. Plasmabildschirme zeichnen sich durch eine große Bildschirmoberfläche bei gleichzeitig geringer Bautiefe aus.

Weiterhin finden dielektrisch behinderte Entladungen in der Abgasreinigung, bei motorischen Verbrennungsprozessen, in Müllverbrennungsanlagen oder bei industriellen Prozessen Verwendung.

Zudem dienen DBDs als Anregungsquellen von Gaslasern und werden vielfältig, beispielsweise zur Reinigung und Entfettung metallischer Oberflächen oder zur Oberflächenmodifikation von Textilien [Din05] eingesetzt. Besonders vorteilhaft ist, dass bei dielektrisch behinderten Entladungen aufgrund des relativ hohen Arbeitsdrucks auf aufwändige Vakuumtechnik verzichtet werden kann.

3 LDS - Lorentz-Drift-Schalter

Der Lorentz-Drift-Schalter wird seit einigen Jahren in der Arbeitsgruppe Plasmaphysik der Goethe-Universität Frankfurt entwickelt. Das neuartige Schalterkonzept wurde zur Reduzierung der Elektrodenerosion als Hochstrom- und Hochspannungsgasentladungsschalter für Nischenanwendungen, wie z.B. das Ansteuern von Kickermagneten in Beschleunigeranlagen, entworfen [I⁺07].

Der Schalter ist in der Lage hohe Ströme bei gleichzeitig langen Pulsen zu schalten. Zudem verhält sich der LDS durch den koaxialen Aufbau sehr niederinduktiv, ist selbstlöschend und durch eine geringe Elektrodenerosion charakterisiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, ob der Schalter auch für das schnelle Schalten kleinerer Energien, aus den Kapazitäten des Kabelpulsenerators, verwendet werden kann.

3.1 Aufbau und Funktionsweise

Die in Abbildung 3.1 gezeigte Schemazeichnung des ersten Prototypen zeigt den koaxialen Aufbau des Schalters. Die Hochspannungsanode in Stabform ist durch eine Oxidkeramikdurchführung von dem Gehäuse, das gleichzeitig als Kathode dient, isoliert. Die Kathode liegt dabei auf Erdpotential. Durch einen, beim ersten Prototypen, im Zwischenraum angebrachten elektrischen Trigger werden die Startelektronen zur Entladung bereitgestellt. Später wurde eine Hohlkathode (siehe Kapitel 3.2) eingesetzt, in der sich der Trigger befindet.

Nach dem Zünden der Entladung werden die Elektroden über das Plasma hochleitfähig verbunden. Der Elektronenfluß erzeugt ein Magnetfeld, das sich radial um die Innenelektrode ausbreitet. Durch die daraus resultierende Lorentzkraft wandert die Entladung nach oben [J⁺99], wo sie aufgrund der Elektrodengeometrie abreißt. Der Verlauf des Stromes, der sich nach der Zündung einstellt, das dadurch induzierte Magnetfeld und die Richtung der wiederum daraus resultierenden Lorentzkraft sind ebenfalls der Zeichnung in Abbildung 3.1 zu

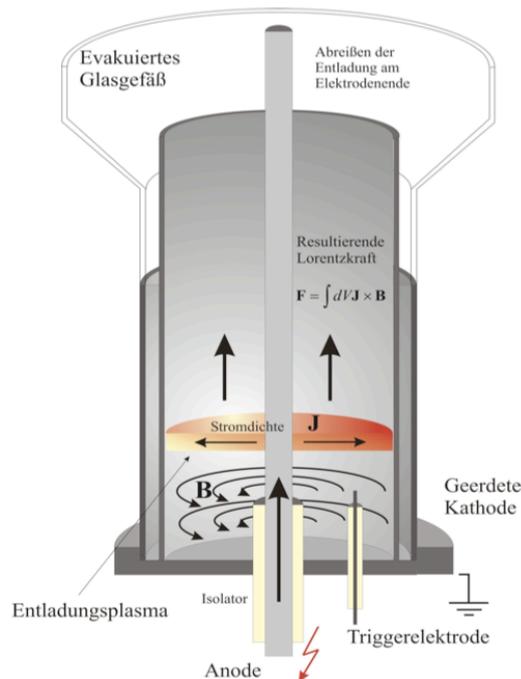


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Lorentz-Drift Schalters [Ott08] mit Darstellung des Stromflusses, des induzierten Magnetfelds und die daraus resultierende Lorentzkraft.

entnehmen. Je nach Kapazität werden mehrere dieser nach oben laufenden Plasmen erzeugt. Da sich keine lokale Bogenentladung ausbildet, trägt dieses sich bewegende Plasma zur Minimierung der Elektrodenerosion bei.

3.2 Hohlkathode

Das Zünden der Hauptentladung erfolgt über eine getriggerte Hohlkathodentladung, deren Vorteil ist, dass die Ionisationsrate der Vorentladung gegenüber einer radialen Geometrie beträchtlich erhöht ist. Hohlkathodentladungen sind Gasentladungen zwischen einer „ausgehöhlten“ Kathode und einer Anode beliebiger Form. Beim LDS handelt es sich um eine zylindrische Kathode, deren Mittelachse senkrecht zur Anode steht. Die Eigenschaften einer Hohlkathodentladung sind im wesentlichen durch zwei Gesetzmäßigkeiten gekennzeichnet. Die eine ist pd , das als Paschengesetz (Kapitel 1.4) bekannte Produkt aus Druck und Abstand zur Anode. Die andere ist pD das Produkt aus Druck und Kathodenlochdurchmesser [Lee07]. Abbildung 3.2 ist zu entnehmen, dass die Entladung aus einem ringförmigen Dunkelraum und einem sehr hellen negati-

ven Glimmen besteht. Diese Zonen sind ähnlich derer einer Glimmentladung. Durch die Verflechtung der negativen Regionen kann die Stromdichte deutlich höher sein, als bei einer planaren Kathode [Lee07]. Dieses, von Paschen [Pas16] beschriebene Phänomen, ist als „Hohlkathodeneffekt“ bekannt.

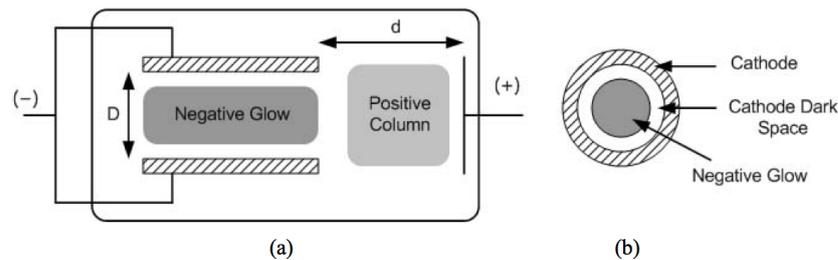


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau einer Hohlkathode [Lee07].

Das Anodenpotential greift aufgrund der Geometrie in das Kathodenpotential ein, wobei die Äquipotentiallinien einen pflaumenförmigen Verlauf annehmen [Ott08]. In der Hohlkathode werden die Startelektronen beschleunigt und nach dem Zünden setzt der Hohlkathodeneffekt ein, der einen schnellen Aufbau der Entladung bewirkt. Von der Kathodenoberfläche emittierte Elektronen werden im Kathodenfall beschleunigt, durchqueren das negative Glimmlicht und werden von dem gegenüberliegenden Kathodenpotential reflektiert. Diese Pendelelektronen erhöhen die Ionisation des eingesetzten Gases. An der positiven Säule werden die Elektronen von der Anode abgesaugt, wobei die trägeren Ionen eine Raumladungsschicht um die Symmetrieachse der Elektrodenbohrlöcher zwischen den Elektroden ausbilden. Durch den Pendeleffekt der Elektronen in der Hohlkathode wird eine schnelle Stromanstiegsrate begünstigt. Weitere Vorteile des Hohlkathodeneffekts sind ein höherer Anteil an hochenergetischen Elektronen im Kathodenbereich [GW76] und eine verstärkte Sekundärelektronenemission aufgrund der kurzen Kathodenfalllänge [EB60].

3.3 Triggermethode

Das Auslösen des Schalters geschieht über das gezielte Einbringen von Startelektronen in den Hohlkathodenbereich. Hierzu gibt es verschiedene Triggerkonzepte, wobei in der vorliegenden Arbeit ein Oberflächengleitentladungstrigger verwendet wurde. Der in Abbildung 3.3 dargestellte Oberflächengleit-

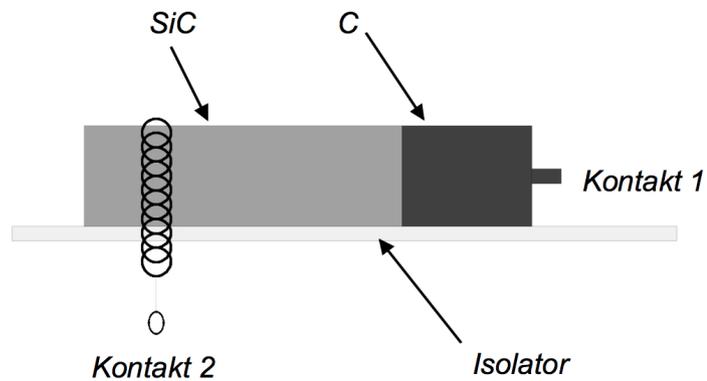


Abbildung 3.3: Aufbau eines Oberflächenleitladungstriggers (Bild überprüfen)

entladungstrigger besteht aus einem Siliziumkarbidstift von etwa 1 cm Länge. Dieser ist durch einen 0,5 cm langen Graphitstift verlängert und geerdet. Über eine Kupferspiralfeder, die auf dem Ende des Siliziumkarbidstabes angebracht ist, wird ein Spannungspuls auf den Trigger gegeben. Diese Spiralfeder dient gleichzeitig als Halterung auf dem Isolator. Verursacht durch Feldemissionseffekte wird ein Funke erzeugt, der eine Oberflächenladung in Richtung des geerdeten Graphitstiftes initiiert [Ibe97, Ott08].

Dieses Triggerkonzept ist durch einen robusten und einfachen Aufbau charakterisiert und verhält sich sehr zuverlässig in einem weiten dynamischen Druck- und Spannungsbereich.

4 PFN - Pulsformende Netzwerke

Pulsformende Netzwerke (PFN) kumulieren über einen vergleichsweise langen Zeitraum elektrische Energie, die meist in Form eines Rechteckpulses, relativ kurzer Zeitdauer, an eine Last abgegeben wird. Diese Pulse können für verschiedene „Pulsed Power“- Anwendungen, wie z.B. das Ansteuern von Klystrons, Magnetrons, Kickermagneten von Beschleunigeranlagen oder auch Plasmalampen genutzt werden. Zur Aufladung der Kapazität dient in der Regel ein Hochspannungsnetzteil. Entladen wird die Kapazität über schnelle Hochleistungsschalter, z.B. Pseudofunkenschalter, Thyratrons oder wie in der vorliegenden Arbeit dem Lorentz-Drift-Schalter. Je nach Anwendung kann die Pulsrepetitionsrate im Hertz- bis Kilohertzbereich liegen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Pulsgenerator entwickelt, dessen Kapazität aus einem Koaxialkabel besteht. Deshalb wird im Folgenden speziell auf „Pulse Forming Lines“ (PFL) eingegangen. Die Theorie zu Kabelpulseneratoren bzw. PFLs ist im Wesentlichen den Quellen [Lee07] und [Wie08] entnommen.

4.1 Eigenschaften von Koaxialkabeln

Bei einem Kabelpulser dient der Kapazitätsbelag eines Koaxialkabels als Energiespeicher. Die Pulsformung wird aufgrund der Wanderwellenausbreitung in einer Leitung erreicht [Wie08]. Ein Ersatzschaltbild für eine koaxiale Leitung mit dem Induktivitätsbelag L' und dem Kapazitätsbelag C' zeigt die Abbildung 4.1. Wird dieses Kabel der Länge l mit der Spannung U_0 aufgeladen, so ist die im Kabel gespeicherte Energie W

$$W = \frac{1}{2} \cdot C' \cdot l \cdot U^2 . \quad (4.1)$$

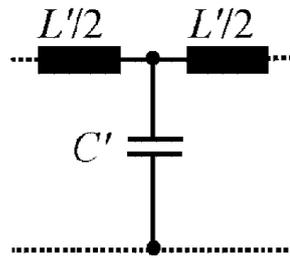


Abbildung 4.1: Ersatzschaltbild für ein Koaxialkabel [Wie08].

Die Kabelimpedanz Z ist durch das Verhältnis aus Induktivitätsbelag und Kapazitätsbelag gegeben [Wie08]

$$Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}} . \quad (4.2)$$

Um einen frei von Einschwingvorgängen, rechteckförmigen Spannungspuls zu erhalten, muss das Kabelende mit einer Last, deren Impedanz der Kabelimpedanz entspricht, abgeschlossen werden. Wird ein Spannungspuls auf dieses abgeschlossene Ende geschaltet, teilt er sich gemäß dem Impedanzverhältnis aus Leitungsimpedanz und Abschluss- bzw. Lastimpedanz auf. Daraufhin breitet sich, bei angepasster Impedanz, ein Puls mit halber Amplitude in Richtung des anderen Endes der Leitung aus. Ist dieses Ende offen, verhält es sich kapazitiv und der Puls wird mit einem Phasensprung von 180° reflektiert. Ein offenes Kabelende besitzt eine unendlich hohe Impedanz. Unter Vernachlässigung der Kabeldämpfung wird somit auch die gesamte Leistung reflektiert. Die wieder zurücklaufende Welle erreicht den Leitungsanfang nach insgesamt der doppelten Laufzeit, womit eine obere Grenze für die maximale Pulslänge definiert ist. Desweiteren ist die Laufzeit durch die Parameter der Leitung gegeben. Typische Werte für die Signalgeschwindigkeit in Koaxialkabeln sind 60 % der Lichtgeschwindigkeit, was etwa 200 km/s entspricht. Damit ergibt sich eine Laufzeit von 5 ns pro Meter.

4.2 Kabelpulsgenerator

Kabelpulsgeneratoren bzw. Pulse Forming Lines (PFL) können, aufgrund der speziellen Eigenschaften von Koaxialkabeln als Kapazitäten, als „high-speed“ Generatoren betrachtet werden. Der schematische Aufbau von PFLs ist re-

lativ einfach und kann Spannungspulsanstiegszeiten von wenigen ns erzeugen [SMF90]. Eine einfache PFL ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die im Koaxial-

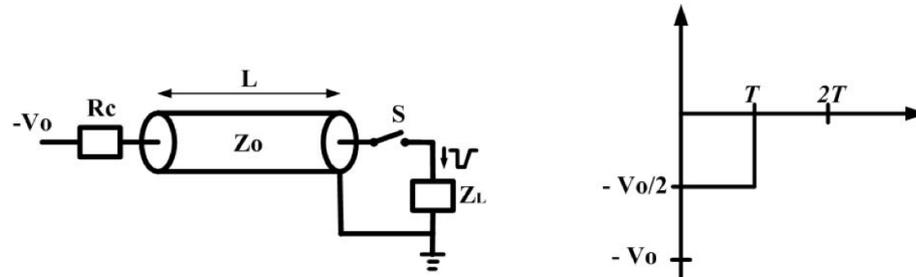


Abbildung 4.2: Einfacher Aufbau einer Pulse Forming Line mit dem resultierenden Spannungspuls aufgetragen gegen die Zeit [Lee07]. Die Pulsamplitude beträgt die Hälfte der Ladespannung.

kabel gespeicherte Energie wird über einen schnellen Schalter entladen. Die Signalgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in einem 50Ω -Koaxialkabel entspricht etwa 5 ns/m . Die Entladegeschwindigkeit des Koaxialkabels der PFL entspricht der doppelten Zeit, die eine Wanderwelle braucht, um die Länge des Kabels zu durchqueren. Die Spannungsamplitude des Pulses hängt von der Ladespannung V_0 und dem Verhältnis der Lastimpedanz Z_L zur Kabelimpedanz Z_0 ab.

$$V = V_0 \frac{Z_L}{Z_L + Z_0} \quad (4.3)$$

Ist die Lastimpedanz der Kabelimpedanz angepasst ($Z_L = Z_0$), so entspricht die Pulsamplitude, nach Gleichung 4.3 der halben Ladespannung. Zudem ist es schwierig mit dieser einfachen Konfiguration einen wohldefinierten Puls zu erzeugen, wenn man beachtet, dass sich ein Plasma als Lastimpedanz sehr variabel verhält.

Das Problem der Impedanzanpassung kann man durch eine sogenannte „self-matched transmission line“, Abbildung 4.3, umgehen. Der aufgrund einer Fehlanpassung an der variablen Plasmalast reflektierte Puls kann durch einen zusätzlich angebrachten Impedanzwiderstand Z_0 absorbiert werden. So kann ein Hochspannungspuls ungeachtet von der Lastimpedanz erzeugt werden. Bei diesem Aufbau entspricht die Pulsbreite der Laufzeit der Wanderwelle im Koaxialkabel, wobei die Amplitude auch, wie bei der einfachen PFL der halben

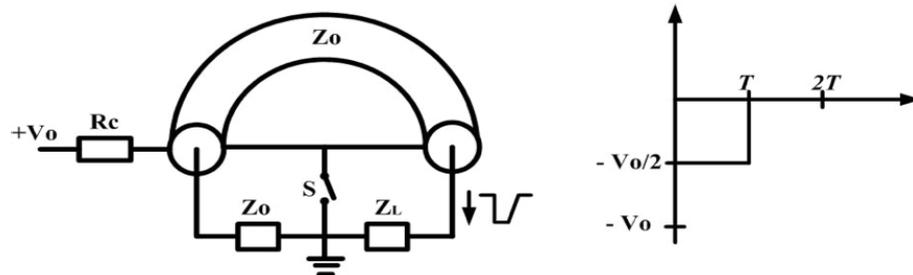


Abbildung 4.3: Self-matched transmission line [Lee07] mit resultierenden Puls der halben Spannungsamplitude der Ladespannung.

Ladespannung entspricht [TMF98].

Eine Optimierung der Amplitude des Spannungspulses, kann mit Hilfe der Blumlein Anordnung [A. D. Blumlein, U.S. patent No. 2,465,840 (1984)] realisiert werden. Eine solche Anordnung ist in Abbildung 4.4 gegeben. Hier sind

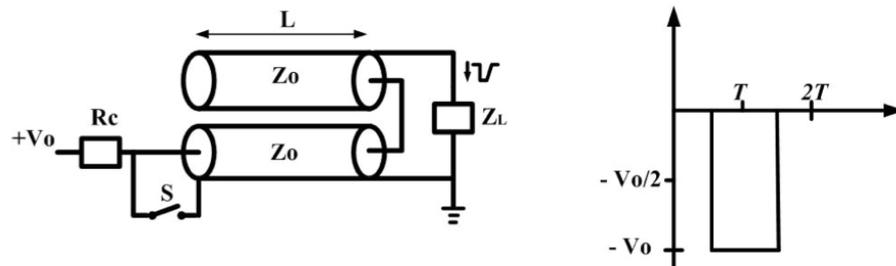


Abbildung 4.4: Schematische Zeichnung einer Blumlein Anordnung mit dem resultierenden Spannungspuls [Lee07]. Der Puls besitzt die gesamte Amplitude der Ladespannung.

zwei identische Koaxialkabel in Reihe geschaltet, wobei eines der beiden durch einen Schalter überbrückt wird. Nach Schließen des Schalters bei $t = 0$ erhält man einen negativen Spannungspuls mit einem zeitlichen Verzug von $T/2$, dessen Amplitude durch

$$V = 2V_0 \frac{Z_L}{Z_L + Z_0} \quad (4.4)$$

gegeben ist. Die Spannungsamplitude entspricht der Ladespannung mit einer Pulsbreite von $2T$ bei $Z_L = 2Z_0$.

Aufbau und Ergebnisse

5 Experimenteller Aufbau

5.1 Vakuumaufbau des LDS

Zur Evakuierung des Lorentz-Drift-Schalters wurde ein System bestehend aus einer Vakuum-Vorpumpe¹ und eine Turbomolekularpumpe² verwendet. Die Vorpumpe diente der Erzeugung eines Grob- bzw. Feinvakuums, das notwendig ist, bevor die empfindliche Turbomolekularpumpe eingeschaltet werden kann. In Kombination der beiden Pumpen wurde ein Enddruck von $2,1 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht.

Der erreichte Druck wurde über einen Druckmesskopf³ gemessen und über das zugehörige Auslesegerät angezeigt. Ein Drosselventil diente zur Verringerung des Pumpquerschnitts, damit das später eingefüllte Arbeitsgas nicht wieder abgepumpt wurde. Dieses Drosselventil befand sich direkt an der Turbomolekularpumpe. Ein zweites Ventil wurde am Rezipienten zur Dosierung der Gaszufuhr angebracht. Dieses Ventil diente auch der Feinjustierung des gewünschten Arbeitsdrucks des verwendeten Gases im Rezipienten.

Als Arbeitsgase wurde Luft, Stickstoff, Argon und Wasserstoff verwendet. Die Reinheit von Stickstoff, Argon und Wasserstoff betrug jeweils 99,999%.

¹Varian TriScroll™ Vacuum Pump

²Varian Turbo-V 70LP

³Balzars Compact Full Range Gauge Typ PKR 250

5.2 Messtechnischer Aufbau

Der messtechnische Aufbau, mit den eben beschriebenen Komponenten, ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Zudem sind neben den Vakuumkomponenten, das Koaxialkabel, das die Kapazität darstellt, das Hochspannungsnetzteil und die Messelektronik, aufgezeigt. Dieser Aufbau wurde für die unterschiedlichen Messungen teilweise modifiziert, worauf im Folgenden eingegangen wird.

Da an unterschiedlichen Messständen gearbeitet wurde, wurden auch zwei verschiedene Triggerpulsgeneratoren verwendet. Bei einem dieser Pulsgeneratoren wird ein Elektrolytkondensator über einen Halbleiterschalter entladen und mit Hilfe eines Transformators ein Spannungspuls von 10 kV erzeugt.

Der zweite Triggerpulsgenerator basiert auf einem Koaxialkabel als Kapazität die über einen Pseudofunkenschalter entladen wurde. Dieser Pulsgenerator wird in Kapitel 5.2.3 näher beschrieben.

5.2.1 Untersuchungen des Schalters

Der verwendete Schalter ist in Metall-Keramik-Bauweise gefertigt und besitzt eine stabförmige Mittelelektrode mit einem Durchmesser von 10 mm. Der Gapabstand beträgt 2,5 mm zur Außenelektrode, die eine Wandstärke von 2 mm und einen Innendurchmesser von 15 mm besitzt und darüberhinaus mit Bohrlöchern von 3 mm Durchmesser versehen ist. Diese Bohrlöcher erzeugen während der Triggervorentladung den unter Kapitel 3.2 beschriebenen Hohlkathodeneffekt.

Zur Aufnahme der Paschenkurven wird der Schalter im Selbstdurchbruch betrieben. Der Messtechnische Aufbau ist Abbildung 5.1 zu entnehmen, jedoch unter vernachlässigung des Triggersystems. Als Kapazität diente ein Koaxialkabel mit einer Länge von etwa 85 m und einem Kapazitätsbelag von 100 pF/m . Damit wurde eine Spannungspulsdauer von $1 \mu\text{s}$ erzeugt. Der Hochspannungstastkopf⁴ wird direkt an der Anode des Schalters angebracht. Die Spannungswerte konnten über das Oszilliskop⁵ ausgelesen werden. Dieser Aufbau wurde auch für die Untersuchungen der Spannungsabfallraten und der Delay- und Jittermessungen verwendet. Jedoch wurde hier der Schalter nicht im Selbst-

⁴Tektronix, Typ P6015A, 1000:1, 100 M Ω

⁵Tektronix, Typ TDS 3034B

durchbruch betrieben, sondern extern, mit den verschiedenen Pulsgeneratoren, getriggert. Dieser Aufbau ist der Abbildung 5.1 zu entnehmen.

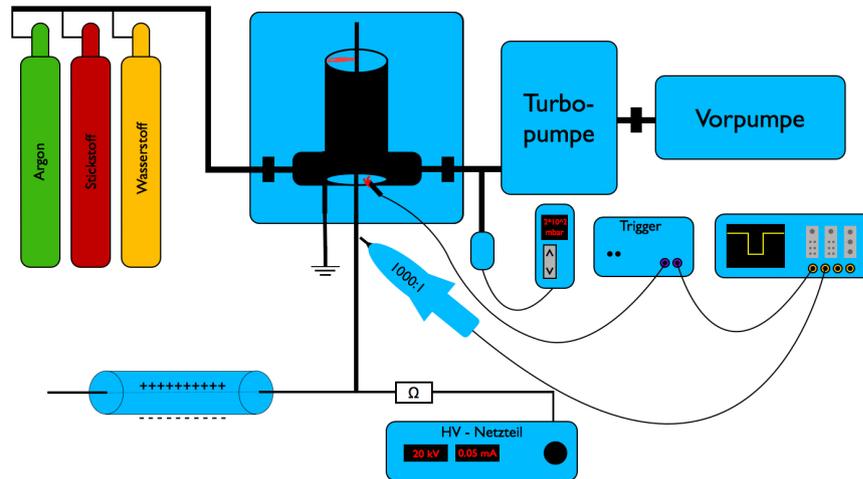


Abbildung 5.1: Zeichnung des experimentellen Aufbaus: Pulsgenerator, die verwendeten Geräte und Messtechnik.

5.2.2 Untersuchungen des Pulsers

Der vollständige Aufbau des Kabelpulsgenerators ist in Abbildung 5.2 gegeben. Der Schalter ist an das Vakuumsystem angeschlossen und der Rezipient kann über eine weitere Zuleitung mit dem Arbeitsgas versorgt werden. Über ein Hochspannungsnetzteil wird das Koaxialkabel mit einem positiven Puls am Innenleiter aufgeladen und nach dem Triggern des LDS gegen Erde entladen. Der Außenleiter des Kabels wird ebenfalls gegen Erde entladen, wobei hier zusätzlich ein Impedanzwiderstand parallel geschaltet ist. Diese Impedanzanpassung soll Reflexionen der Erde bzw. der späteren Last kompensieren. Diese störenden Reflexionen entstehen durch die Induktivität der Erdleitung oder der DBD, die sich kapazitiv verhält, was in Kapitel 6.4.1 näher beschrieben wird.

Als Kapazität fanden Koaxialkabel Verwendung, weil sie im Gegensatz zu Kondensatoren durch ein besonders schnelles Entladeverhalten gekennzeichnet sind. Die Pulslänge konnte einfach über unterschiedliche Kabellängen variiert werden. Es kamen drei verschiedene Kabellängen zum Einsatz, wodurch Pulsbreiten zwischen 100 ns und 1 μ s erzeugt wurden.

Zur Untersuchung der Impedanzabhängigkeit der Pulsform wurden verschiedene Impedanzwiderstände verwendet, die sich sowohl im Wert des Widerstands als auch im Aufbau unterschieden. Es hat sich gezeigt, dass besonders der Aufbau des Impedanzwiderstands großen Einfluss auf die Induktivität hat, und die wiederum stark die Form der Pulsflanken prägt.

Das Hochspannungsnetzteil⁶ war in der Lage Ladespannungen bis zu 40 kV bei einem Ladestrom von 15 mA bereitzustellen. Der Lorentz-Drift-Schalter mit Spannungen von wenigen kV bis mehr als 20 kV getestet.

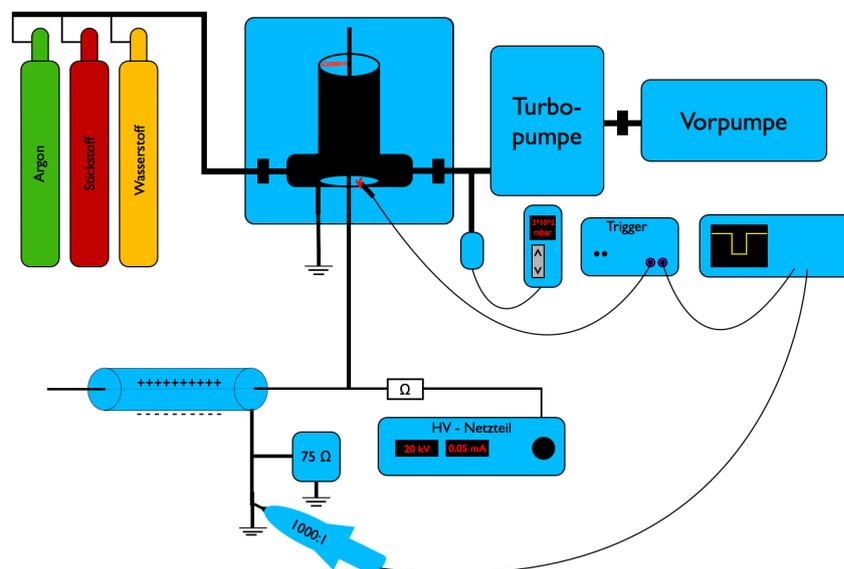


Abbildung 5.2: Messtechnischer Aufbau des vollständigen Kabelpulsers.

Mit diesem Aufbau wurde die Abhängigkeit der Pulsform von unterschiedlichen Impedanzwiderständen, unterschiedlicher Ladespannungen und unterschiedlicher Arbeitsgase untersucht. Zudem konnte die Pulslänge über die Kabellänge variiert werden.

5.2.3 Untersuchungen mit Wasserstoff

Die Messungen mit Wasserstoff als Arbeitsgas wurden an einem eigens dafür geeigneten Messstand durchgeführt. Hierbei mussten Kompromisse zu Lasten der niederinduktiven Erdung eingegangen werden, was sich in der abfallenden

⁶Heinzinger pnc 40000 - 15 ump

Flanke der Pulse bemerkbar machte. An diesem Messstand wurde ein anderer Triggerpulsgenerator, der in Abbildung 5.3 dargestellt ist, verwendet.

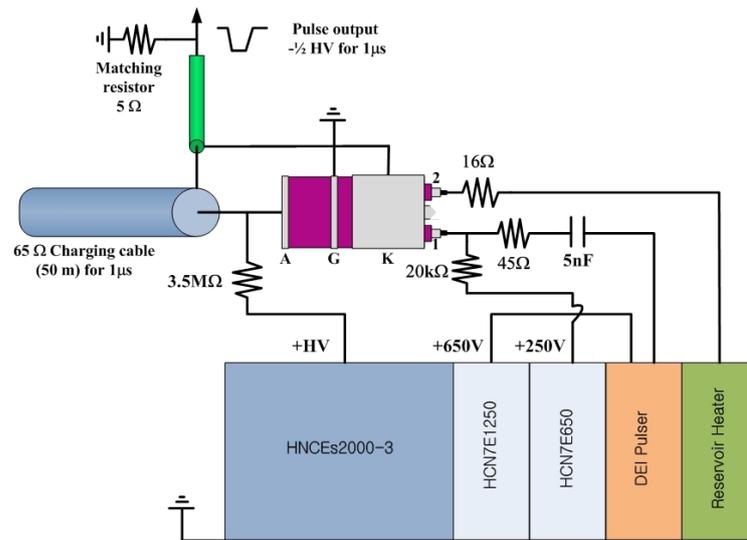


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau des Triggerpulsgenerators mit den dazugehörigen Netzteilen und dem Pseudofunktenschalter als schnelles Schaltelement zur Entladung der Kabelkapazität [Lee07].

Hierbei fand ein kommerzieller Pseudofunktenschalter mit einem Jitter von 1 ns zur Entladung des 50 m langen Kabels Verwendung. Mit diesem Pulsgenerator wurde ein Triggerpuls von 6 kV Ausgangsspannung mit einer Pulsbreite von 1 μ s erzeugt, der gleichzeitig durch sehr kurze Pulsanstiegs- und Pulsabfallzeiten gekennzeichnet ist.

6 Experimentelle Ergebnisse

Der Lorentz-Drift-Schalter wird zu Gunsten der Spannungsfestigkeit unterhalb seiner Durchbruchspannung betrieben. Zur Festlegung des Arbeitsdrucks des Schalters für die Pulse Forming Line (PFL), wurden verschiedene Messungen durchgeführt. Zudem wurde der Schalter möglichst im entgeltigen Design des Pulseraufbaus untersucht, d.h. es wurden z.B. die Koaxialkabel als Kapazität benutzt, die auch später für den kompletten Pulseraufbau Verwendung fanden. Bei den Messungen der Paschenkurven, der Spannungsabfallraten und den Delay- und Jittermessungen, wurden die Spannungen mittels Hochspannungstastkopf mit einem Tastverhältnis von 1000:1 gemessen. Im weiteren Verlauf wurden die Impedanzwiderstände, zur Messung der Pulsformen, hinzugefügt.

6.1 Durchbruchspannung

Zur Messung der Durchbruchspannung für verschiedene Gase wurde ein bestimmter Druck im Schalter eingestellt und mit dem Netzteil die Spannung solange erhöht, bis der Selbstdurchbruch des Schalters stattfand. Mit dem Oszilloskop wurde für verschiedene Drücke der jeweils höchste Spannungswert festgehalten.

Diese Methode wurde für unterschiedliche Drücke durchgeführt, woraus sich ein der Paschenkuve ähnlicher Verlauf der Durchbruchspannung aufzeichnen lies. In Abbildung 6.1 ist die Durchbruchspannung gegen den Druck für unterschiedliche Gase aufgetragen. Da der Elektrodenabstand im Schalter bei konstant 2 mm lag, wurde nur die Spannung gegen den Druck aufgetragen und nicht wie üblich gegen das Produkt aus Druck p und Entladestrecke d . Bei Messungen wurden typischerweise nicht mehr als 15 kV Spannung angelegt, hierfür sind die jeweiligen Haltespannungen für die unterschiedlichen Gase der Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Am linken Ast der Kurve der Durchbruchspannung bewirken geringe Druckänderungen große Veränderungen der Durchbruchspannung. Durch Absenken des Drucks um $5 \cdot 10^{-3}$ mbar als der der angegebenen Haltespannung in Tabelle 6.1,

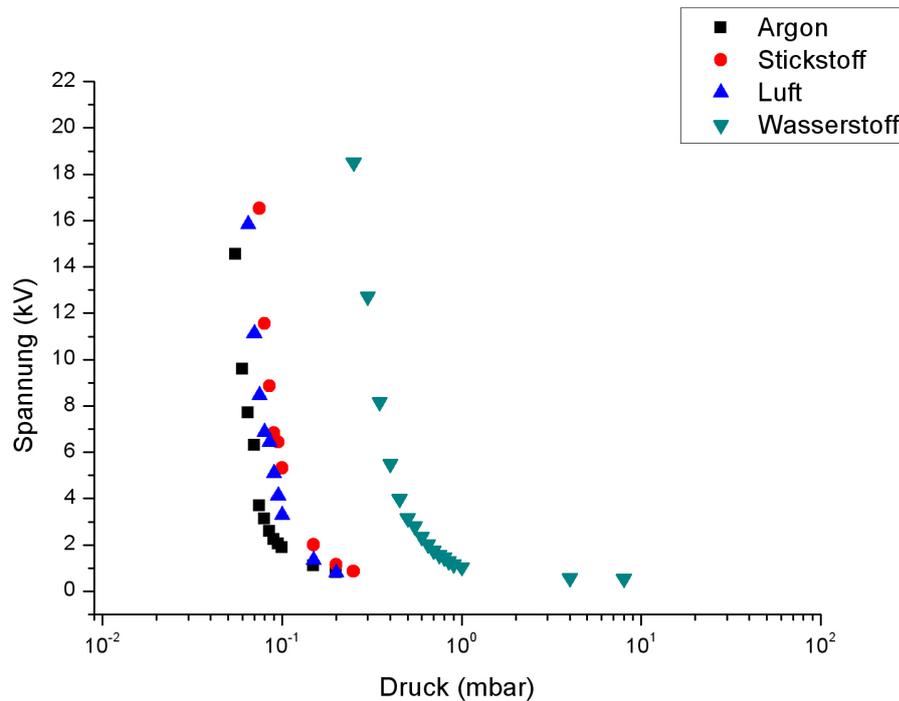


Abbildung 6.1: Verlauf der Durchbruchspannung des Lorentz-Drift-Schalters in Abhängigkeit des Drucks für die Gase Argon, Stickstoff, Luft und Wasserstoff

Gas	Haltespannung [kV]	Druck [mbar]
Argon	15	$5,5 \cdot 10^{-2}$
Stickstoff	15	$7,6 \cdot 10^{-2}$
Luft	15	$6,5 \cdot 10^{-2}$
Wasserstoff	15	$2,6 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 6.1: Haltespannungen der einzelnen Gase

zeigte der LDS eine Spannungsfestigkeit von mindestens 22 kV. Auf eine Überprüfung für höhere Spannungen wurde aus Sicherheitsgründen verzichtet, da es leicht zu äußeren Überschlügen kommen kann.

Das Minimum des Spannungszusammenbruchs liegt bei etwa $2 \cdot 10^{-1}$ mbar für Argon, Stickstoff und Luft, bei Wasserstoff liegt es im Bereich um 1 mbar. Alle Gase zeigen, was den Spannungszusammenbruch betrifft, das gleiche Verhalten. Rechts vom Minimum, also mit zunehmenden Druck, steigt die Durchbruchspannung leicht an, was in Abbildung 6.1 leider nicht zu sehen ist, aber mit weiteren Messungen nachgewiesen wurde. Da es primär um die Ermittlung der Haltespannung im Niederdruckbereich ging, wurde dieser genauer aufgezeich-

net. Links vom Paschenminimum ist das steile Ansteigen der Haltespannung bei Verringerung des Drucks mit kleinen Änderungen deutlich zu erkennen. Im Gegensatz zu Argon, Stickstoff und Luft ist die gesamte Charakteristik des Spannungsdurchbruchs von Wasserstoff nach rechts, zu höheren Drücken verschoben.

Dies kann über den deutlich kleineren Atom bzw. Molekülradius von Wasserstoff erklärt werden. Der Wirkungsquerschnitt des Gases hängt nach Formel 1.8 von den Radien der beteiligten Gasteilchen ab und ist somit bei Wasserstoff deutlich niedriger, als bei den anderen verwendeten Gasen. In [Dra56] findet man, dass der Wirkungsquerschnitt bezüglich Elektronenstoß bei Wasserstoff um einen Faktor 100 kleiner ist als bei Argonatomen. Es werden somit mehr Teilchen bzw. ein höherer Druck zum Durchzünden benötigt. Zum Vergleich sind einige wichtige Daten der verwendeten Gase in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Gas		Anregungs- energie [eV]	Ionisations- energie [eV]	Massenanteil
Argon	<i>Ar</i>	11,7	15,7	
Stickstoff	<i>N₂</i>	6,3	15,57	
	<i>N</i>		24,5	
Wasserstoff	<i>H₂</i>	7	15,37	
	<i>H</i>		13,6	
Luft	<i>N₂</i>	7,9	12,5	75,518 %
	<i>O₂</i>			23,135 %
	<i>O</i>			20
	<i>Ar</i>			1,288%
Quelle		[Bra00]	[Bra00]	

		Atomradius [<i>pm</i>]	kovalenter Radius [<i>pm</i>]	molare Masse [<i>g/mol</i>]
Argon	<i>Ar</i>	71	37	39,948
Stickstoff	<i>N₂</i>	65	75	28,013
Wasserstoff	<i>H₂</i>	25	37	2,016
Quelle		[Hop09]	[Hop09]	[NIS09]

Tabelle 6.2: Daten der verwendeten Gase

Um ein optimales Zündverhalten des Schalters im Pulseraufbau zu erreichen, ist es sinnvoll den Schalter im Druckbereich wenig unterhalb des Selbstdurchbruchs, also nahe des linken Astes der Paschenkurve zu betreiben. Mit weiter abnehmenden Druck würde sich zunächst die Spannungsfestigkeit erhöhen, da die mittlere freie Weglänge der Teilchen zu groß ist, damit ionisierende Stöße bzw. Lawineneffekte auftreten können. Somit kommt es zu einem ungünstigeren Entladeverhalten. Bei weiterem Absenken des Drucks würden ebenfalls unerwünschte Feldemissionseffekte auftreten. Insgesamt konnte der Arbeitsbereich des Schalters über die Messung der Paschenkurven gut ermittelt werden.

6.2 Spannungsabfallraten

Wie einleitend schon erwähnt wurde, soll der resultierende Rechteckpuls der Spannung eine möglichst steile abfallende Flanke aufweisen. Um diese zu gewährleisten, benötigt man eine schnelle Stromanstiegs- bzw. Spannungsabfallrate des Lorentz-Drift-Schalters. Die Messungen der Spannungsabfallraten dienen der Untersuchung einer eventuellen Abhängigkeit der Schaltzeit von der angelegten Spannung und sind in Abbildung 6.2 zu sehen.

Zur Untersuchung der Spannungsabfallraten, wurde die 90/10-Zeit der abfallenden Flanke des Pulses der angelegten Spannung gemessen. Die 90/10-Zeit beschreibt das zeitliche Abfallen einer Flanke von 90 % auf 10% der ursprünglichen Amplitude. Dabei wurde die Spannung am Schalter zwischen 1 kV und 20 kV in 1 kV Schritten variiert und die Abfallzeit gegen die angelegte Spannung aufgetragen.

Grundsätzlich zeigt der Verlauf der Kurven eine Zunahme der Spannungsabfallraten mit einer Erhöhung der angelegten Spannung. Auch eine steigende Tendenz der Spannungsabfallraten mit steigendem Druck ist zu erkennen. Erklären lässt sich dieses Verhalten, durch eine höhere Leistung aufgrund der Spannungserhöhung, die wiederum einen höheren Stromfluss bedingt. Dieser Stromfluss ermöglicht ein besseres Durchzünden des Schalters aufgrund eines schnelleren Potentialausgleichs der Elektroden. Die Messwerte der Spannungsabfallraten bei Stickstoff und Luft mit einem Druck von $6 \cdot 10^{-2}$ mbar liegen leicht über den Werten mit nur $5,5 \cdot 10^{-2}$ mbar. Die Erhöhung des Drucks bedeutet ein Annähern an den Druckbereich des Selbstdurchbruchs, der ein

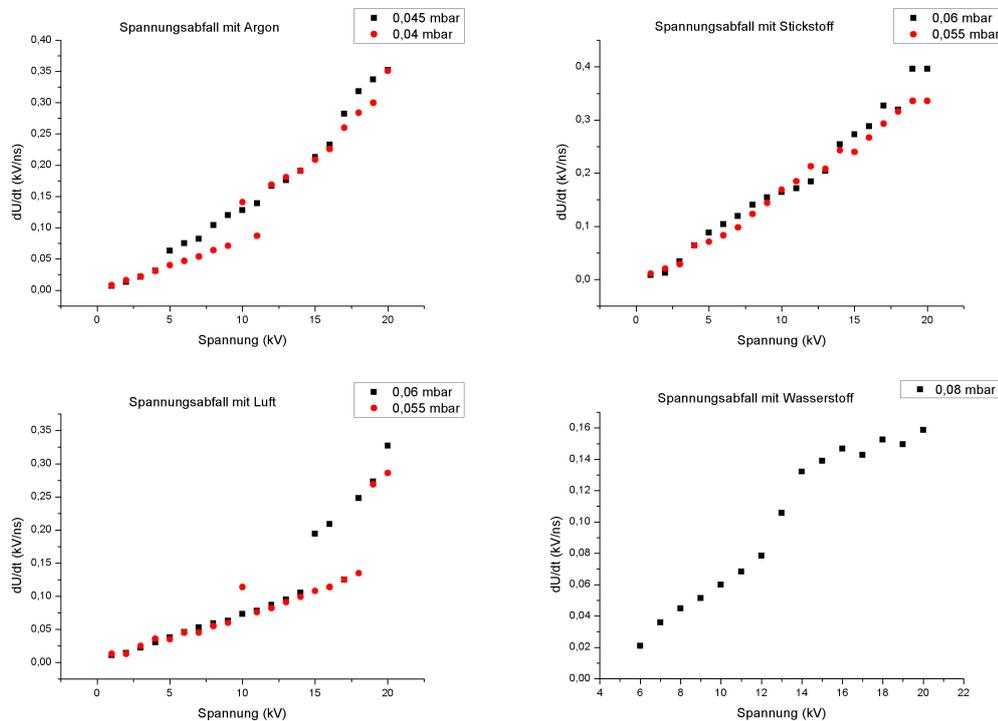


Abbildung 6.2: Spannungsabfallraten für verschiedene Gase - 90/10-Zeit der angelegten Spannung in Abhängigkeit der angelegten Spannung für verschiedene Drücke.

besseres Schaltverhalten begünstigt. Dies zeigt sich besonders im Bereich um 19 kV bis 20 kV. Bei Stickstoff verhält sich der Anstieg der Spannungsabfallraten bei beiden Drücken fast deckungsgleich. Erst ab 15 kV Ladespannung bewegen sich die Messwerte auseinander. Bei 19 kV und 20 kV liegen die Werte bei $6 \cdot 10^{-2}$ mbar deutlich höher als im niedrigeren Druckbereich.

Bei Argon ist ein sprunghafter Anstieg der Spannungsabfallraten bei 5 kV und einem Druck von $4,5 \cdot 10^{-2}$ mbar und bei Luft bei 15 kV und einem Druck $6 \cdot 10^{-2}$ mbar zu erkennen. Bei Wasserstoff zeigt sich dieses Verhalten überhalb 13 kV Ladespannung. Dies lässt vermuten, dass unterhalb dieser Schwellenspannung die im Kabel gespeicherte Energie zu gering ist, um im Schalterinnenraum ein kontinuierliches Plasma als Entladungskanal aufrecht zu erhalten. Es kommt lediglich zu einer kurzen Überbrückung der Elektroden, die schnell wieder abreißt. In diesem Fall bilden sich nicht genügend Ladungsträger für eine dauerhaft selbständige Entladung. Bei Spannungen unterhalb von 5 kV wurde während der Messungen auch festgestellt, dass sich das Ladekabel, aufgrund dieses Verhaltens, nicht vollständig entleert hatte.

Die Maximalwerte von Argon, Stickstoff und Luft liegen zwischen 0,30 und 0,35 kV/ns , wobei der von Stickstoff mit 0,16 kV/ns um die Hälfte niedriger ist. Dieses Verhalten ist mit der deutlich niederinduktiveren Erdung des Messaufbaus mit Stickstoffs und dem auf dem Pseudofunkenschalter basierenden Triggerpuls zu begründen.

6.3 Delay- und Jittermessungen

Delay und Jitter sind wichtige Eigenschaften um Gasentladungsschalters zu charakterisieren. Der Delay bzw. die Schaltverzögerung beschreibt den zeitlichen Verzug zwischen der Triggervorentladung und dem eigentlichen Durchzünden des Schalters. Die Streuung bzw. die statistische Schwankung des Delays wird als Jitter bezeichnet. Neben einer hohen Schaltgeschwindigkeit ist ein geringer Jitter eine wichtige Anforderung für Puls Forming Lines.

Zunächst wurden Jittermessungen für Argon, Stickstoff und Luft in Druckbereichen zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und $6 \cdot 10^{-2}$ mbar durchgeführt. Der Triggerpuls wurde über einen Halbleiterschalter gesteuerten Pulsgenerator mit einer Ausgangsamplitude von 10 kV und einer Pulsbreite von 31 μs erzeugt. Bei diesem Pulsgenerator wird ein Kondensator als Energiespeicher über einen Halbleiterschalter entleert und erzeugt somit einen Spannungspuls kleiner Amplituden. Über einen Ringkerntransformator wird sekundärseitig ein hoher Spannungspuls erzeugt. Dieser Pulsgenerator wird im folgenden als Halbleiterpulser bezeichnet. Die in Abbildung 6.3 dargestellte Spannung des Triggerpulses wurde am Oberflächengleitladungstrigger abgegriffen.

In diesem Fall bricht die Spannung bereits bei einer Amplitude von 1,2 kV zusammen. Die Pulsbreite beträgt unverändert 31 μs . Nach dem Spannungszusammenbruch am Trigger, d. h. nach dem Minimum in Graph 6.3, im Bereich von 10 bis 30 μs wird die Triggervorentladung, welche die Startelektronen für den Spannungsdurchbruch in Schalter bereitstellt, initiiert.

Für die Jittermessung wurde der Mittelwert aus jeweils 30 Einzelmessungen im „Envelope Modus“ des Oszilloskops aufgenommen. Die Graphen der einzelnen Gase sind in Abbildung 6.4 aufgezeigt.

Es wurde jeweils der minimale und maximale Delay, ausgehend von der abfallenden Flanke des Triggerpulses bis zum linken und rechten Rand der abfallenden Flanke der Hüllkurve gemessen. Aus der Breite der Hüllkurve konnte

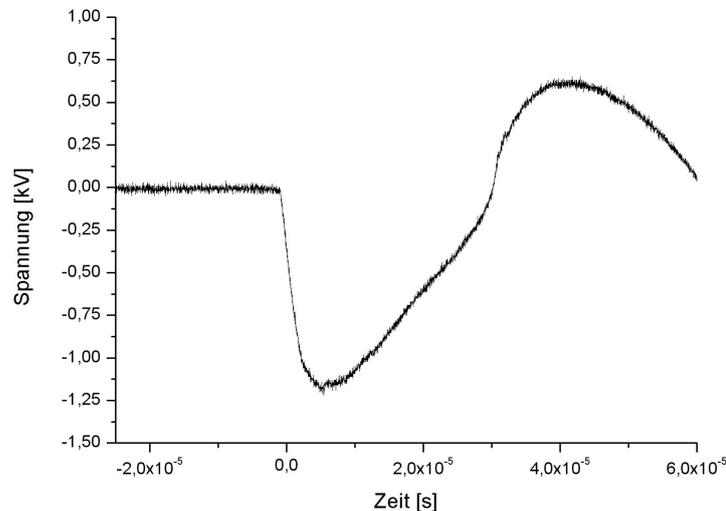


Abbildung 6.3: Triggerpuls mit einer Amplitude von 1,2 kV und einer Pulsbreite von 31 μs

direkt der Jitter bestimmt werden. Abbildung 6.4 zeigt die Jittermessungen bei einer Ladespannung von 15 kV und einem Druck von $5 \cdot 10^{-2}$ mbar. Zudem ist exemplarisch eine Kurve, die den Triggerpuls und den Delay zeigt eingefügt. Der höchste Wert des Jitters wurde bei den Arbeitsgasen Luft und Argon festgestellt. Bei Argon beträgt der Jitter 82 ns und der mittlere Delay 4,004 μs . Mit einem Jitter von 73 ns und einem mittleren Delay von 4,162 μs liegt Luft knapp darunter. Die Messungen mit Stickstoff ergaben einen Jitter von nur 71 ns und einem gemittelten Delay von 4,214 μs .

Der Delay ist eine Größe die stark vom experimentellen Aufbau abhängt. Besonders die Pulsanstiegszeit des Triggers spielt eine große Rolle für den Zündverzug. Da jedoch bei diesen Messungen stets der selbe Halbleitertrigger verwendet wurde, variieren die Delaywerte nur sehr gering.

Betrachtet man den Jitter, zeigt sich keine große Abweichung der einzelnen Arbeitsgase. Der Jitter hängt im wesentlichen von der Ionisierbarkeit der Gase ab. Laut Tabelle 6.2 liegen die Ionisationsenergien von Argon und Stickstoff sehr nahe zusammen. Luft dient hier eher als Vergleich, da sie zu fast 80 % aus Stickstoff besteht. In Abbildung 6.5 sieht man, dass auch die Wirkungsquerschnitte relativ nahe zusammenliegen.

Der Wirkungsquerschnitt von Stickstoff liegt leicht unter dem von Argon. Dennoch weist Stickstoff den geringeren Jitter auf. Die Anregungsenergie von Stick-

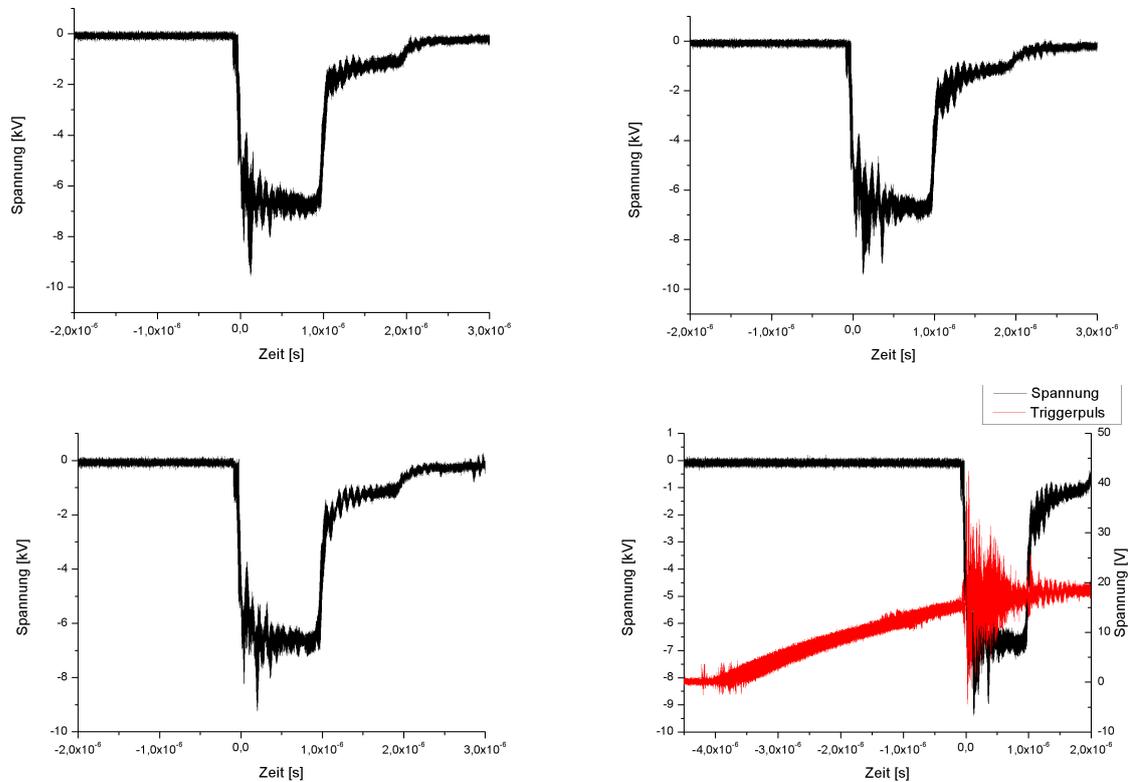


Abbildung 6.4: Jitter von Luft (links), Argon (rechts), Stickstoff (unten) und Triggerpuls mit Jitter bei Argon (unten rechts) bei $5 \cdot 10^{-2}$ mbar und 15 kV Ladespannung.

stoff liegt nur etwa bei der Hälfte der Anregungsenergie von Argon. Zudem können angeregte Atome und Moleküle, siehe Formel 1.26, leichter ionisiert werden, da nicht die vollständige Ionisierungsenergie aufgebracht werden muss. Da auch nicht ionisierende Stöße im Gas vorkommen, kann dieser Effekt zu einem kleineren Jitter von Stickstoff beitragen.

Desweiteren wurden Jittermessungen mit Wasserstoff als Entladegas und einem anderen Pulsgenerator für den Triggerpuls durchgeführt. Für diese Messungen wurde ein Pulsgenerator mit einem Kabel als Energiespeicher und einem Pseudofunkenschalter als schnelles Schaltelement verwendet. Im Folgenden wird der Pulsgenerator Pseudofunkpulser genannt. Dieser Pulsgenerator liefert eine Leerlaufspannung von 6,2 kV bei einer Pulsbreite von $1 \mu\text{s}$ und besitzt einen Jitter von 1 ns. Die Abbildung 6.6 zeigt diesen Spannungspuls direkt am Ausgang des Pulsgenerators.

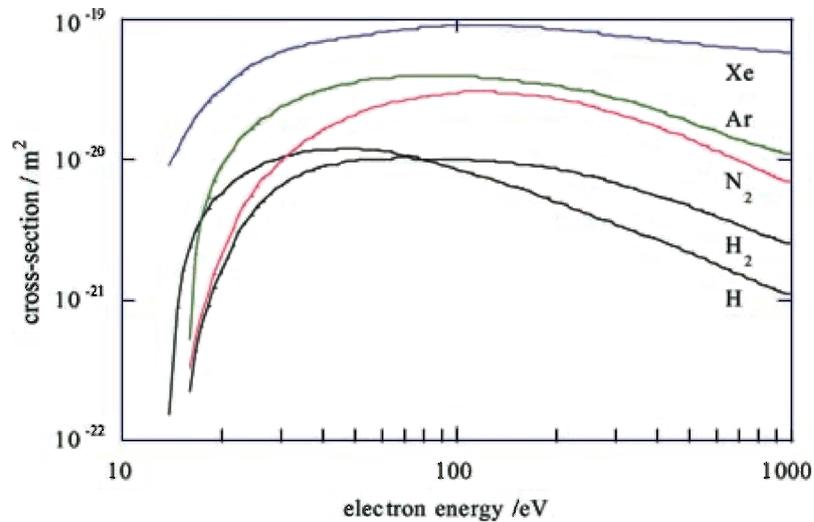


Abbildung 6.5: Wirkungsquerschnitte zur Ionisation verschiedener Gase [Bra00]

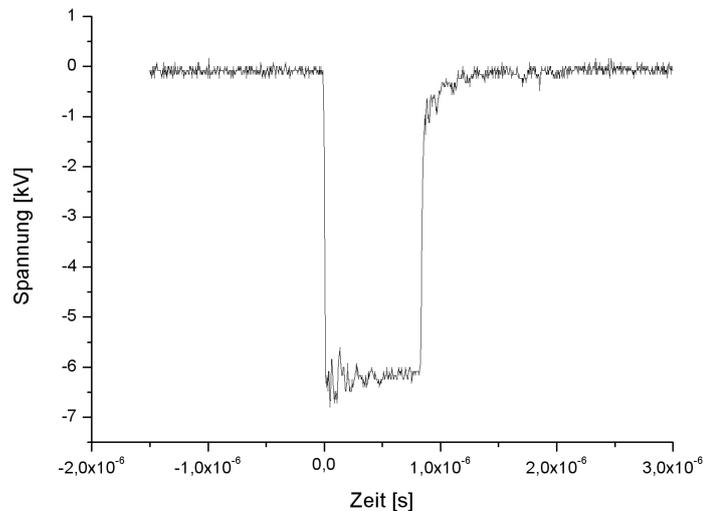


Abbildung 6.6: Triggerpuls mit einer maximalen Amplitude von 6,2 kV und einer Pulsbreite von 1 μ s.

Die Pulsformen der Messungen mit dem Pseudofunkttrigger weichen von denen des Halbleitertriggers ab, da sie unter unterschiedlichen Bedingungen durchgeführt wurden. Die Erdung des Labors mit dem Pseudofunkttrigger ist nicht so niederinduktiv, wie die der Messungen mit dem Halbleitertrigger.

Die Jittermessungen wurden im Druckbereich zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und $5 \cdot 10^{-2}$ mbar

durchgeführt. Es wurden jeweils die Mittelwerte von 100 Einzelmessungen aufgezeichnet. Abbildung 6.7 zeigt die Delay und Jittermessung von Wasserstoff bei einem Druck von $4 \cdot 10^{-2}$ mbar und einer Ladespannung von 15 kV.

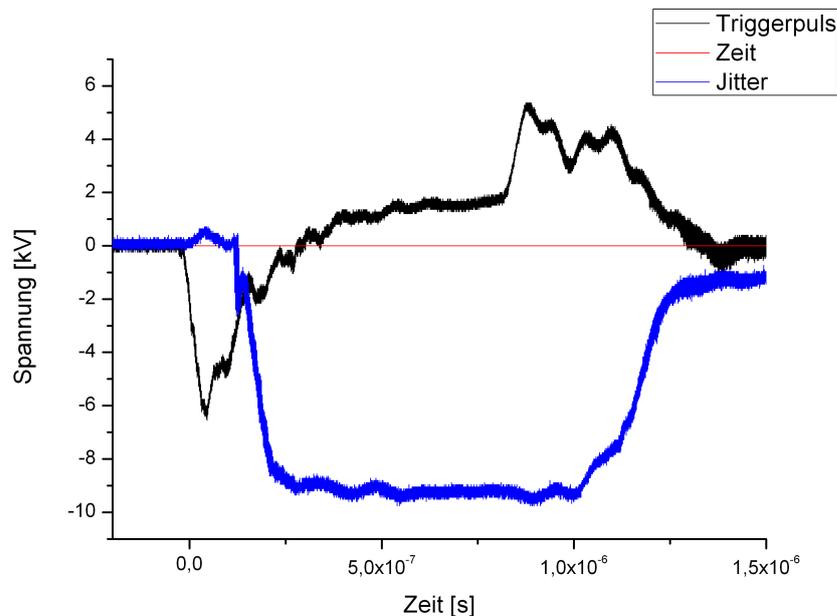


Abbildung 6.7: Messungen mit Wasserstoff als Arbeitsgas ergaben einen Delay von 108 ns und einen Jitter von 13 ns bei einer Ladespannung von 15 kV. Der Arbeitsdruck betrug $4 \cdot 10^{-2}$ mbar.

Der Graph zeigt einen mittleren Delay von nur 108 ns, was auf den deutlich kürzeren Triggerpuls zurückzuführen ist. Die Pulsanstiegszeit des Triggers beträgt hier nur 19 ns gegenüber den $2,854 \mu\text{s}$ beim Halbleitertrigger. Der Delay verkürzt sich somit um etwa einen Faktor 40 im Vergleich mit den Messungen des Halbleiterpulsers. Darüber hinaus lässt sich, aufgrund dem weniger verrauschten Signal des Spannungspulses des Pseudofunkentriggers, die Triggerung des Oszilloskops deutlich präziser einstellen.

Auch bei der Jittermessung wurde eine deutliche Verbesserung festgestellt. Aus Abbildung 6.7 kann ein Jitter von 13 ns bei einer Ladespannung von 15 kV und einem Druck von $4 \cdot 10^{-2}$ mbar entnommen werden. Dies ist wiederum durch die präzisere Triggerung bzw. der deutlich kürzeren Pulsanstiegszeit des Pseudofunkentriggers zu erklären. Der schnelle Spannungsanstieg des Triggerpulsengenerators hat einen präziseren Spannungszusammenbruch, der maßgeblich den Jitter beeinflusst, zur Folge.

Zum Vergleich, inwiefern sich das Arbeitsgas auf den Jitter auswirkt, wurden am selben Aufbau Messungen mit Luft durchgeführt. Eine Messung bei 15 kV ist in Abbildung 6.8 wiedergegeben.

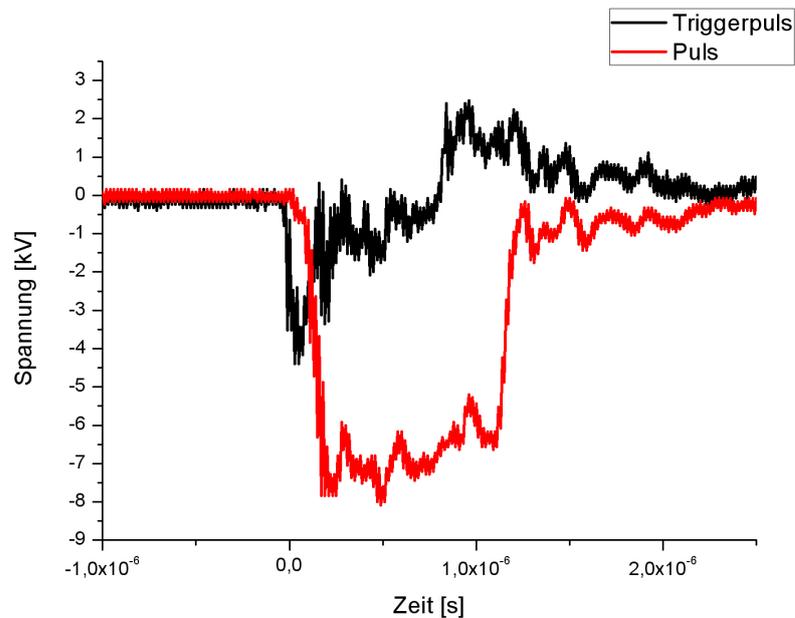


Abbildung 6.8: Delay- und Jittermessung bei Luft mit einer Ladesspannung von 15 kV und einem Arbeitsdruck von $3 \cdot 10^{-2}$ mbar. Der mittlere Delay beträgt hier 139 ns; der Jitter liegt bei 33 ns.

Der Graph zeigt einen Delay von 139 ns und einen Jitter von 33 ns, was eine Verschlechterung gegenüber den Werten der Messungen mit Wasserstoff bedeutet. Jedoch wäre gegensätzliches Entladeverhalten zu erwarten, da nach Abbildung 6.5 der Wirkungsquerschnitt von Wasserstoff unter dem von Stickstoff, was den Hauptbestandteil von Luft ausmacht, liegt.

Hier spielt womöglich die Wandwechselwirkung eine große Rolle. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Wasserstoffmoleküle ist zwar für ionisierende Stöße kleiner, jedoch steigt gleichzeitig die Wechselwirkung mit den Wänden, weshalb mehr Sekundärelektronen aus diesen gebildet werden können. Die dadurch gebildeten Ionen sind deutlich leichter, als die des Stickstoffs und können auch schneller beschleunigt werden, was weitere Sekundärelektronenbildung begünstigt. Durch die ambipolare Diffusion ist zwar der Fluss der Elektronen wesentlich begünstigt, gleichzeitig macht aber die Reibung der deutlich größeren und schwereren Stickstoffionen diese zu langsam um Sekundärelektronen

an der Kathode herauszuschlagen. Zudem kommt es auch schneller zur Ausbildung einer positiven Raumladung im Bereich vor der Kathode, was abermals zur Beschleunigung der Elektronen beiträgt, um Energien zu erreichen sie an ionisierenden Stößen im Gas teilzunehmen zu lassen.

Die Wandwechselwirkung hat auch einen positiven Einfluss auf die Wiederverfestigung der Gase. Wobei auch hier die schnelleren und leichteren Wasserstoffionen nicht mehr an ionisierenden Stößen teilnehmen, da sie durch Stöße mit der Wand schneller rekombinieren und Energie abgeben. Dadurch kommt es auch zu einer schnelleren Wiederverfestigung des Wasserstoffs.

Beide Effekte, der schnellere Entladungsaufbau und die schnellere Wiederverfestigung, bewirken eine Reduzierung der Delay- und Jitterwerte.

Die einzelnen Delay- und Jitterwerte der unterschiedlichen Triggerpulsgeneratoren und Arbeitsgase sind nochmal in der Tabelle 6.3 gegenübergestellt.

Halbleiterpulser

Gas	Delay [μs]		Jitter [ns]
	min	max	
Argon	3,963	4,045	82
Stickstoff	4,178	4,249	71
Luft	4,162	4,235	73

Pseudofunkenpulser

Gas	Delay [μs]		Jitter [ns]
	min	max	
Luft	0,177	0,210	33
Wasserstoff	0,101	0,114	13

Tabelle 6.3: Delay- und Jitterwerte von Argon, Stickstoff, Luft und Wasserstoff bei 15 kV Ladespannung und einem Druck von $5 \cdot 10^{-2}$ mbar der unterschiedlichen Triggerpulsgeneratoren.

6.3.1 Jitter in Abhängigkeit der Ladespannung

Abbildung 6.9 zeigt den Jitter in Abhängigkeit der Ladespannung, bei Messungen mit Wasserstoff mit unterschiedlichen Druckbereichen, aufgetragen gegen die Ladespannung. Der Jitter nimmt mit zunehmender Ladespannung und mit

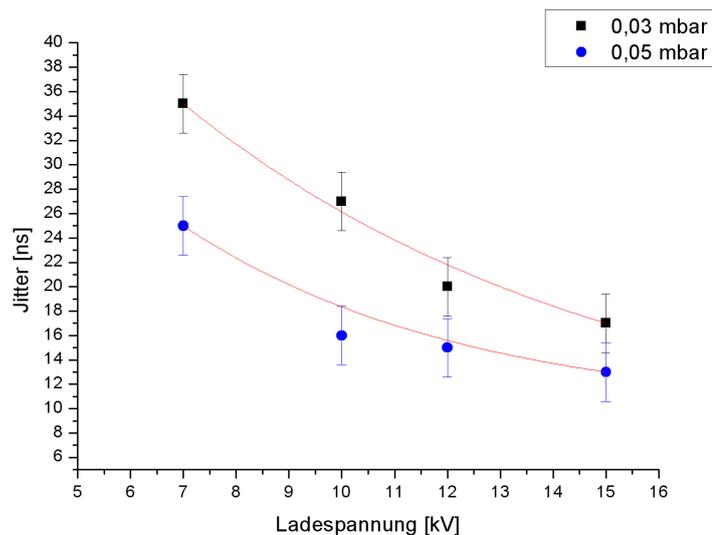


Abbildung 6.9: Jitter aufgetragen gegen die Ladespannung im Druckbereich von $3 \cdot 10^{-2}$ mbar bis $5 \cdot 10^{-2}$ mbar mit Wasserstoff als Arbeitsgas.

zunehmenden Druck ab, bzw. die Differenz der beiden Kurven wird mit zunehmender Spannung geringer. Bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-2}$ mbar beträgt der Jitter bei 7 kV Ladespannung 35 ns und beträgt nur noch 17 ns bei einer Ladespannung von 15 kV. Bei $5 \cdot 10^{-2}$ mbar beträgt der Jitter bei 7 kV Ladespannung 25 ns und verringert sich auf 13 ns bei 15 kV.

Mit zunehmendem Druck nähert man sich dem Bereich der Durchbruchspannung, in dem das Arbeitsgas leichter ionisiert werden kann. Mit einer höheren Potentialdifferenz der Elektroden kommt es zu einem schnelleren Lawinaufbau im Plasma und einem damit verbundenen schnelleren Potentialausgleich. Dies bewirkt ein insgesamt besseres Schaltverhalten, u.a. auch, wie hier zu sehen ist, ein Herabsinken des Jitters. Auffällig ist hier, dass selbst eine Druckerhöhung von nur $2 \cdot 10^{-2}$ mbar eine deutliche Jitterverkleinerung bewirkt.

6.4 Pulsform

In Hinblick auf die Untersuchung von dielektrischen Barriereentladungen ist eine möglichst rechteckige Pulsform erstrebenswert. Beispielsweise kann die Ausbildung von Streamern an der ansteigenden und abfallenden Flanke des Pulses klar getrennt und unabhängig voneinander untersucht werden. Zudem bietet diese Pulsform Vorteile für die Untersuchung von Reaktionen im Arbeitsgas, wie z.B. Penningeffekt oder das Nachionisieren von metastabilen Zuständen. Darüber hinaus lassen sich die Pulsparameter, wie Pulsamplitude, Pulsbreite und Pulsrepetitionsraten, weitgehend unabhängig voneinander variieren. Zur Optimierung der Pulsform wurden die im Folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt.

6.4.1 Pulsform in Abhängigkeit der Impedanzanpassung

Impedanzwiderstände

Die DBD verhält sich aufgrund der isolierten Elektrodenoberfläche rein kapazitiv. Zündet man nun den Schalter, bewegt sich eine Wanderwelle aus dem Koaxialkabel und wird aufgrund der kapazitiven Last reflektiert. Dieser reflektierte Teil der Wanderwelle würde zu unerwünschten Überlagerungen führen und sich negativ auf die Pulsform auswirken. Deshalb wird parallel zur DBD ein Impedanzwiderstand gegen Erde geschaltet, um diese Reflexionen zu vermeiden. Nach dem Durchzünden beginnt die PFL zu schwingen. Der gesamte Aufbau verhält sich wie ein RC-Schwingkreis, in dem die DBD die Kapazität und die PFL mit der äußeren Verkabelung die Induktivität darstellt. Durch dieses Schwingen und weiterer Überlagerung kann die gesamte Pulsform beeinträchtigt werden, was mit den Impedanzwiderständen unterbunden werden soll.

Es wurden verschiedene Impedanzwiderstände getestet. Diese Widerstände, dargestellt in Abbildung 6.10, können grob in drei Kategorien unterteilt werden.

Eine Variante besteht aus einer Kupferbox, Kupferrohr oder einem elektrisch leitenden Drahtnetz als Gehäuse, das zum einen zur Abschirmung dient und zum anderen sich sehr niederinduktiv verhält. In dieses Gehäuse wurden die Widerstände eingelötet. Der Spannungspuls wurde mit einem Kabel durch den

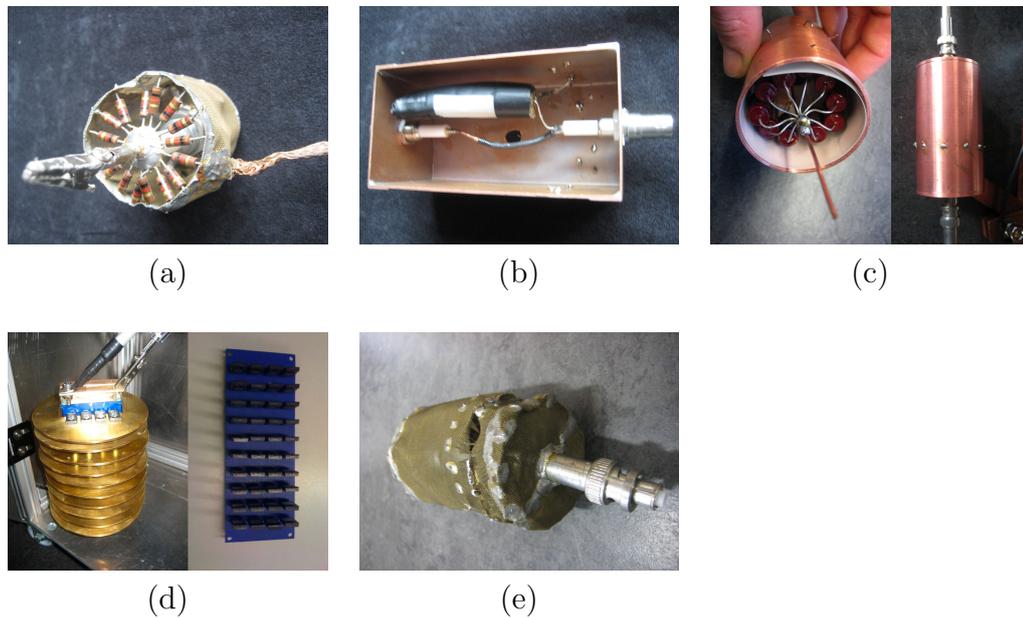


Abbildung 6.10: Impedanzwiderstände
 66 Ω Radialsymmetrisch (a), 75 Ω Keramikwiderstand (b),
 76 Ω Radialsymmetrisch (c), 80 Ω Niederinduktiv (d),
 69 Ω Radialsymmetrisch (e)

Innenraum des Gehäuses geleitet, wobei der Widerstand vom Kabel zum geerdeten Gehäuse angelötet wurde. Um die parasitäre Induktivität zu minimieren wurden mehrere Widerstände verwendet und diese parallel und radialsymmetrisch angeordnet. Die Gesamtinduktivität aus den einzelnen Widerständen setzt sich folgendermaßen zusammen [Stö04]

$$\frac{1}{L_{ges}} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \dots + \frac{1}{L_N} \quad (6.1)$$

und wird ab einer gewissen Anzahl von Widerständen vernachlässigbar klein. Auch vernachlässigbar klein ist hier die Induktivität des Aufbaus, da auf sehr kurze Kabelstrecken geachtet wurde.

Ein weiterer Aufbau bestand aus einer, wie oben beschriebenen, Kupferbox, in die ein Keramikwiderstand, mit nicht zu vernachlässigender Induktivität, eingelötet war.

Zudem wurde ein weiterer niederinduktiver Impedanzwiderstand angefertigt. Hier wurden 40 Einzelwiderstände (je 2 Watt) mit vernachlässigbarer parasitärer Induktivität auf einer Platine in Reihe geschaltet. Zusätzlich wurden diese, zur höheren Leistungsbelastbarkeit, mit Kühlrippen versehen und gegen

ungewollte Überschläge in Epoxidharz eingegossen. In Reihe geschaltete Induktivitäten verhalten sich nach

$$L_{ges} = L_1 + L_2 + \dots + L_N \quad (6.2)$$

was zu einer Addition der Einzelinduktivitaten führt [St04]. Außerdem muss hier die Induktivität der Leiterbahnen beachtet werden. Dieser Widerstand wird im Folgenden als „80 Ω Niederinduktiv“ bezeichnet.

Pulsform

Um die oben beschriebenen Überlagerungen zu minimieren wurden Pulsformen für die unterschiedlichen Impedanzwiderstände aufgenommen und miteinander verglichen. Die Ergebnisse sind der Abbildung 6.11 zu entnehmen.

Die Pulsform variiert insgesamt nur sehr gering mit den unterschiedlichen Impedanzwiderständen. Auffallend ist, dass bei den symmetrisch aufgebauten Impedanzwiderständen die Stufe an der abfallenden Flanke zeitlich deutlich kürzer ausfällt, als bei den anderen Vergleichswiderstanden. Gegenteiliges Verhalten zeigt sich besonders bei dem Kemramikwiderstand, der keine vernachlässigbare Induktivität besitzt, und bei dem 80 Ω Niederinduktiv-Widerstand. Grund hierfür ist der durch Induktion erzeugte Gegenstrom der das „Abfließen“ des Pulses bremst und sich in der Stufe der abfallenden Pulsflanke zeigt. Offensichtlich sind die Einzelinduktivitaten und Leiterbahnen des 80 Ω Niederinduktiv Widerstandes nicht zu vernachlässigen. Das Pulsplateau dieses Widerstands fällt hingegen besonders eben aus.

Zur Übersichtlichkeit sind die Daten der einzelnen Impedanzwiderstände in der Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Es wurde jeweils 15 kV Spannung angelegt. Die Amplituden der einzelnen Pulse variieren leicht in Abhängigkeit des Impedanzwiderstandes, da dieser als Spannungsteiler zur Kabelimpedanz wirkt. Im impedanzangepassten Fall sollte die Pulsamplitude theoretisch genau die halbe Ladespannung betragen.

Die Pulsbreite ist durch die Kabellänge vorgegeben und kann über die Änderung dieser variiert werden. Die in der Tabelle 6.4 angegebenen Pulsbreiten wurden bei 50 % der Amplitude gemessen und sind somit leicht von den Pulsanstiegsraten abhängig.

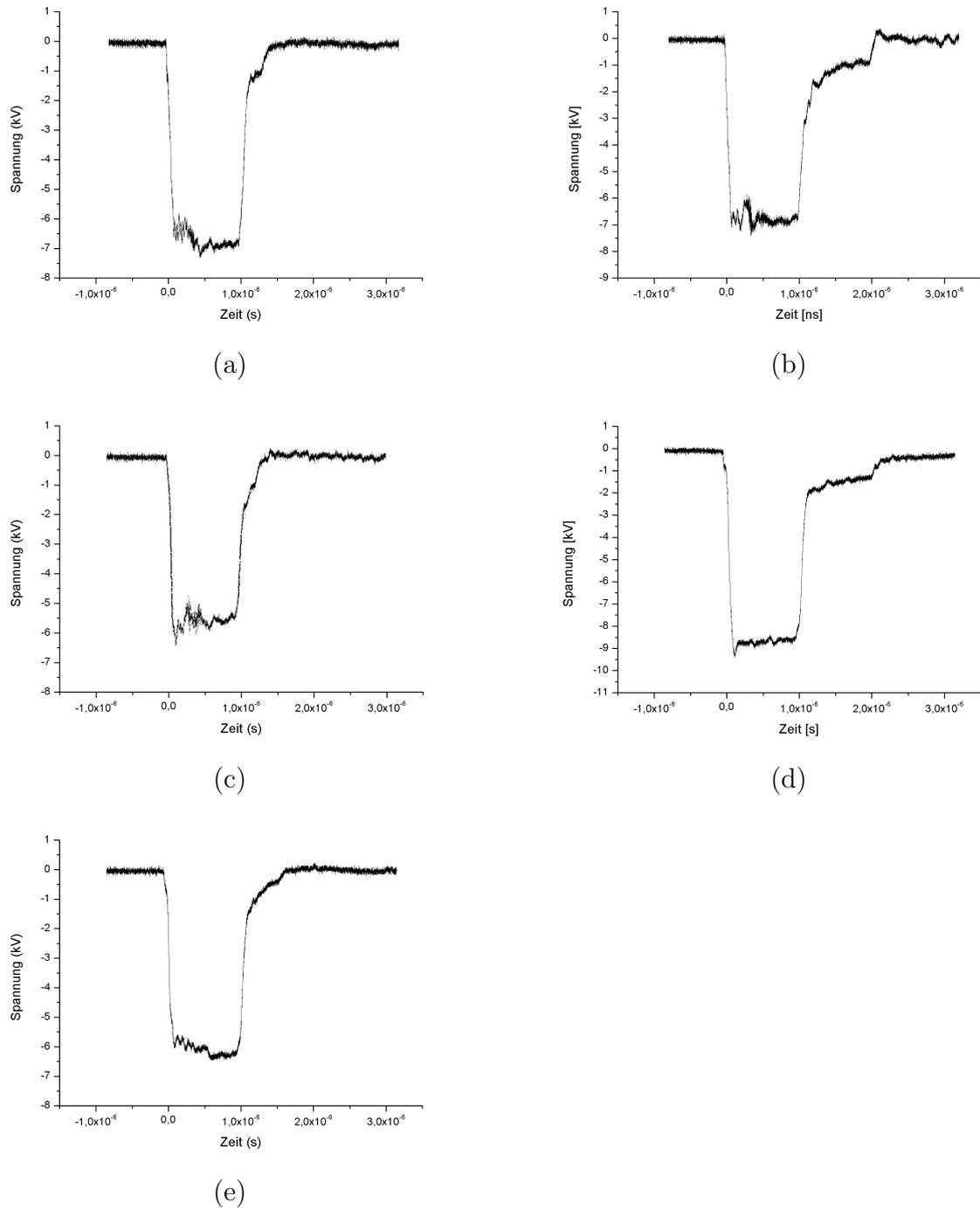


Abbildung 6.11: Impedanzabhängigkeit der Pulsform
 66Ω Radialsymmetrisch (a), 75Ω Keramikwiderstand (b),
 76Ω Radialsymmetrisch (c), 80Ω Niederinduktiv (d),
 69Ω Radialsymmetrisch (e)

Die Spannungsabfallraten wurden ohne Last mit dem Hochspannungstastkopf, der die Spannung mit einer Übersetzung von 1000:1 an das Oszilloskop weitergibt, gemessen. Daher würden die Spannungsabfallraten mit Last andere Werte annehmen, die zusätzlich von der Induktivität und des Widerstandes der Last abhängig sind.

Impedanzwiderstand	Amplitude [kV]	Pulsbreite [μ s]	Spannungs- abfallrate [kV/ns]
66 Ω Radialsymmetrisch	6,6	1,021	0,070
75 Ω Keramikwiderstand	6,7	1,038	0,053
76 Ω Radialsymmetrisch	5,5	0,989	0,124
80 Ω Niederinduktiv	8,6	1,017	0,108
69 Ω Radialsymmetrisch	6,2	1,029	0,057

Tabelle 6.4: Daten der einzelnen Pulse der unterschiedlichen Impedanzwiderstände

Die Spannungsabfallraten der 66 Ω und 69 Ω radialsymmetrischen Impedanzwiderstände liegen mit 57 V/ns und 70 V/ns recht Nahe zusammen, wobei der 76 Ω radialsymmetrische Widerstand mit 124 V/ns deutlich höher liegt. Die Erstgenannten besitzen ein Gehäuse aus Messingdrahtnetz, das Gehäuse des Letzteren besteht aus einem Kupferrohr mit einer Wandstärke von 1,5 mm. Das Kupferrohr weist als Materialeigenschaft eine deutlich höhere Leitfähigkeit auf und besitzt zudem aufgrund der größeren Querschnittsfläche einen geringeren ohmschen Widerstand. Darüber hinaus trägt die Geometrie zu einer geringeren Induktivität bei und ermöglicht einen schnellen Potentialausgleich, der eine höhere Spannungsabfallrate zur Folge hat.

Zusammengefasst findet man die Parameter des entwickelten Kabelpulsers in Tabelle 6.5. Die angegebenen Werte sind den durchgeführten Messungen entnommen.

Parameter	Bereich
Spannungsamplitude	2 - 9 kV
Pulsbreite	100 - 1000 ns
Repetitionsraten	1 -10 Hz
Spannungsanstiegszeiten	\geq 40 ns
Spannungsabfallzeiten	\geq 40 ns

Tabelle 6.5: Parameter des Kabelpulsengenerators und ihre Variationsbereiche.

Variationsmöglichkeiten sind durchaus gegeben, z.B. kann die Pulsbreite über die Kabellänge variiert werden. Es sind durchaus auch längere Pulse möglich. Die Repetitionsraten des Schalters werden durch das Triggersystem und durch den Ladewiderstand limitiert. Beides ist veränderbar bis die Wiederverfestigungszeit des Schalters der limitierende Faktor wird. Die Pulsantiegszeit hängt zum einen von der Länge des Triggerpulses und zum anderen von der verwendeten Triggermethode, die die Startelektronen bereitstellt, ab.

6.4.2 Pulsform in Abhängigkeit unterschiedlicher Arbeitsgase

Zur Darstellung der Pulsform unterschiedlicher Arbeitsgase wurde je ein Puls mit Wasserstoff und Luft aufgenommen. Als Impedanzwiderstand wurde der 80Ω niederinduktive Widerstand gewählt, da sich dieser im Laufe der Untersuchungen als sehr robust gegenüber vielen Schaltzyklen erwies und zudem sehr konstante Pulsformen lieferte, da es selbst bei hohen Ladespannungen nicht zu ungewollten überschlägen kam.

Beide Pulse wurden bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-2}$ mbar und einer Ladespannung von 15 kV aufgenommen. Abbildung 6.12 zeigt die Pulsform mit Wasserstoff, in Abbildung 6.13 ist die Pulsform mit Luft als Arbeitsgas dargestellt.

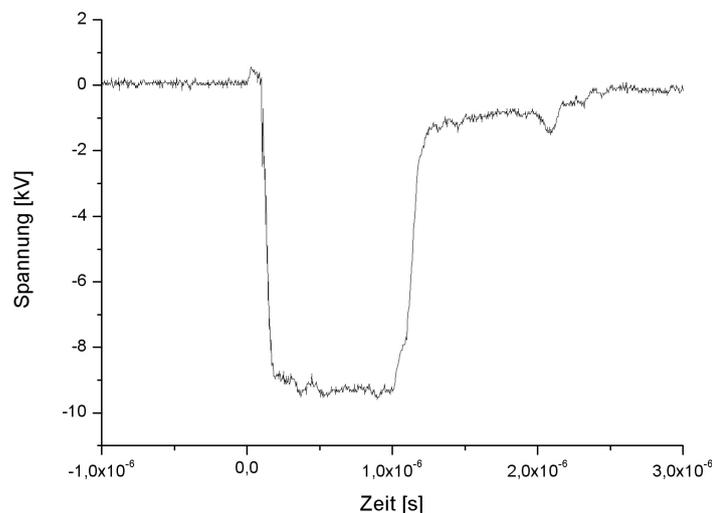


Abbildung 6.12: Pulsform von Wasserstoff bei 15 kV Ladespannung und $5 \cdot 10^{-2}$ mbar. Es ergab sich eine Amplitude von 9,2 kV und eine Pulsbreite von $1,016 \mu\text{s}$.

Die jeweilige Spannungsamplitude, die Pulsbreite, sowie die Spannungsabfallraten und die Spannungsanstiegszeiten sind der Tabelle 6.6 gegenübergestellt.

Arbeitsgas	Spannungsabfallrate [kV/ns]	Spannungsanstiegszeit [ns]	Spannungsabfallzeit [ns]
Wasserstoff	0,138	67	204
Luft	0,108	80	110

Tabelle 6.6: Daten der einzelnen Pulse zu unterschiedlichen Arbeitsgasen.

Der mit Wasserstoff aufgenommene Spannungspuls weist mit 9,2 kV eine etwas höhere Amplitude auf als die der mit Luft mit 8,6 kV. Die Pulsbreiten sind nahezu identisch, wobei die Spannungsabfallrate bei Wasserstoff etwas höher und die Spannungsanstiegszeit etwas niedriger liegt, als die der Luft. Bei beiden Pulsen liegen die Spannungsabfallzeiten deutlich niedriger als die Anstiegszeiten und die mit Wasserstoff unter der mit Luft.

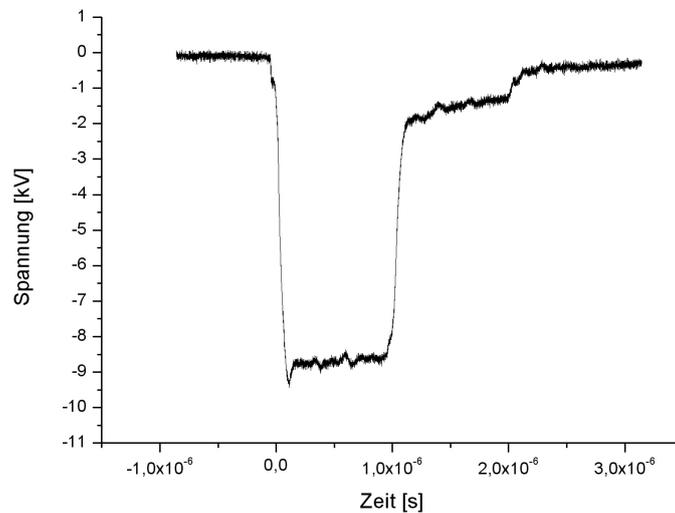


Abbildung 6.13: Pulsform von Luft bei 15 kV Ladespannung und einem Druck von $5 \cdot 10^{-2}$ mbar. Die Amplitude beträgt 8,6 kV und die Pulsbreite liegt bei $0,017 \mu s$.

7 Ausblick

Mit dem kurzen Triggerpuls konnten Repetitionsraten von 10 Hz erreicht werden. Diese wurden zum einen durch die Repetition des Triggerpulses und zum anderen durch den Ladewiderstand limitiert, schließen aber eine Erhöhung der Repetitionsraten durch weitere Untersuchungen nicht aus.

Zur Verbesserung der Delay- und Jitterwerte, sowie der Pulsanstiegsraten können weitere Schalteruntersuchungen durchgeführt werden. Eine Abhängigkeit des Schaltverhaltens von der Elektrodengeometrie insbesondere des Durchmessers der Hohlkathodenbohrlöcher werden untersucht. Auch die laufende Entladung des Schalters kann über optische Untersuchungen mit variierenden Elektrodengeometrien optimiert werden. Zudem können Untersuchungen des Einflusses des Elektrodenmaterials auf die Entladung das Schaltverhalten verbessern. Laut der Firma PLANSEE besitzt Molybdän einen Schmelzpunkt von 2620 °C, deshalb können abbrandfestere Legierungen, wie z.B. Wolfram/Kupfer oder Molybdän/Kupfer die Elektrodenerosion weiter mindern.

Eine präzisere Bereitstellung der Startelektronen im Schalter würden zu einer Optimierung der Delay- und Jitterwerte beitragen. Hierzu sind Untersuchungen unterschiedlicherer Triggermethoden nötig. Beispielsweise ein radialsymmetrisches hochdielektrisches Triggersystem um die Anode aus einer Piezokeramik, wie sie etwa von der Firma PI Ceramic hergestellt wird, soll untersucht werden.

Das Schalterkonzept des Lorentz-Drift-Schalters, ist vielversprechend insbesondere durch die niedrige Elektrodenerosion und kann, nach diversen Optimierungen, auch als „Sealed-Off“-System aufgebaut werden.

Weiterhin ist geplant den Kabelpulsgenerator für optische und elektrische Untersuchungen an dielektrisch behinderten Entladungen zu verwenden.

Literaturverzeichnis

- [B⁺86] BEYER, MANFRED et al.: *Hochspannungstechnik - Theoretische und praktische Grundlagen*. Springer Verlag, 1986.
- [Beh01] BEHRINGER, K.: *Spektroskopische Diagnostik von Nichtgleichgewichtsplasmen*. Vorlesungsskript, 2001.
- [Bra00] BRAITHWAITE, N ST J: *Introduction to gas discharges*. IOP Publishing Ltd, 2000.
- [BS35] BECKEN, O. und R. SEELIGER: *Über den Mechanismus der Bogenentladung*. *Annalen der Physik*, 416(7):609–635, 1935.
- [Dem05] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Experimentalphysik 3*. Springer Verlag, 2005.
- [Din05] DINU, EMILIA GABRIELA: *Dielektrisch behinderte Barriereentladungen für großflächige Plasmabehandlungen*. Doktorarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2005.
- [Dra56] DRAWIN, H.-W.: *Wirkungsquerschnitte von neutralen Wasserstoff-, Helium- und Argonatomen gegenüber Elektronenstoß*. *Zeitschrift für Physik*, 146:295–313, 1956.
- [EB60] EUGEN BADAREU, IOVITZU POPESCU, IANCU IOVA: *Beiträge zur Klärung des Mechanismus des Doppelkathodeneffektes*. *Annalen der Physik*, 460(5-6):308–326, 1960.
- [Frö02] FRÖHLICH, PROF. DR. K.: *Elektrische Energiesysteme*. Zürich, 2002.
- [Fuß01] FUSSMANN, GERD: *Einführung in die Plasmaphysik*. Vorlesung an der Humboldt Universität zu Berlin, 2001.

- [GW76] GILL, P. und C. E. WEBB: *Electron energy distributions in the negative glow and their relevance to hollow cathode lasers*. IOP Publishing Ltd, 10, 1976.
- [Hop09] HOPPE, ANDY: *Das interaktive Periodensystem der Elemente (PSE)*. Webpage, 2009. <http://www.periodensystem.info/periodensystem/>.
- [I⁺07] IBERLER, M. et al.: *Investigation of a High Voltage Lorentz drift based gas discharge switch*. Technischer Bericht, GSI Annual Report, 2007.
- [Ibe97] IBERLER, MARCUS: *Grundlegende Untersuchungen an dielektrischen Triggermethoden für Niederdruckgasentladungssysteme*. Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [J⁺99] JACOBY, J. et al.: *Experimental study to accumulate, accelerate and focus a massive plasma beam onto a target*. Fusion Engineering and Design, 1999.
- [Jac08] JACOBY, JOACHIM: *Plasmaphysik und Fusion*. Vorlesung, Wintersemester 2007/2008.
- [Kog01] KOGELSCHATZ, U.: *Filamentary and Diffuse Barrier Discharges*. APP Spring Meeting (Greifswald), 2001.
- [KS99] KNEUBÜHL, F. K. und M. W. SIGRIST: *Laser*, Band 5. Teubner Studienbücher Physik, 1999.
- [Kuh08] KUHN, HELGA: *Neuer Bericht von UNICEF und WHO - 2,5 Milliarden Menschen noch immer ohne hygienische Sanitäreinrichtungen*. Webpage, 2008. <http://www.unicef.de/54xx00.html>.
- [Lee07] LEE, BYUNG-JOON: *Investigation of High Pressure Microdischarges as Sources of Intense Vacuum Ultraviolet Radiation*. Doktorarbeit, Naturwissenschaftliche Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2007.
- [Leh08] LEHMANN, DR. T.: *Entsorgung von Quecksilberabfällen*. Website, 2008. <http://userpage.chemie.fu-berlin.de/tlehmann/sonderab/quecksilber.html>.

- [Lie05] LIEBERMANN, MICHAEL A.: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. Wiley-Interscience, New Jersey 2005.
- [Liu02] LIU, M. SC. SHUHAI: *Electrical modeling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges*. Doktorarbeit, Universität Fridericiana Karlsruhe, 2002.
- [NIS09] NIST, U.S. DEPARTMENT OF COMMERCE: *National Institute of Standards and Technology*. Webpage, August 2009. <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Elements/index.html>.
- [Ott08] OTTO, JOHANNA: *Optische und elektrische Kurzzeitmessungen an einem durch Lorentz-Kraft beschleunigten Entladungsplasma*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 2008.
- [Pas16] PASCHEN, F.: *Bohrs Heliumlinien*. *Annalen der Physik*, 355(16):901–940, 1916.
- [Pet07] PETZENHAUSER, ISFRIED JOSEF: *Untersuchungen an mehrstufigen Pseudofunkenschaltern für den Einsatz an den Kickermagneten des SIS100/300 Schwerionensynchrotrons der GSI*. Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2007.
- [Ram32] RAMBERG, W.: *Über den Mechanismus des elektrischen Lichtbogens*. *Annalen der Physik*, 404(3):319–352, 1932.
- [Rot01] ROTH, J. REECE: *Industrial Plasma Engineering Volume 2*. IoP (Institute of Physics Publishing), 2001.
- [Rot03] ROTH, J. REECE: *Industrial Plasma Engineering Volume 1*. IoP (Institute of Physics Publishing), 2003.
- [Sla09] SLAVIK, ANGELIKA: *Verbot von Quecksilber - Das gefährliche Element*. Webpage, 2009. <http://www.sueddeutsche.de/wissen/378/459024/text/>.
- [SMF90] SOMERVILLE, I. C., S. J. MACGREGOR und O. FARISH: *An efficient stacked-Blumlein HV pulse generator*. *Measurement Science and Technology*, 1(9):865–868, 1990.

- [Sta03] STARK, J.: *Zur Kenntnis des Lichtbogens*. Annalen der Physik, 317(12):673–713, 1903.
- [Stö04] STÖCKER, HORST: *Taschenbuch der Physik*, Band 5. Verlag Harri Deutsch, 2004.
- [TL00] TEPPER, J. und M. LINDMAYER: *Investigations on two Different Kinds of Homogenous Barrier Discharges at Atmospheric Pressure*. HAKONO VII (Greifswald, Germany), 2000.
- [TMF98] TUEMA, F. A., S. J. MACGREGOR und R. A. FOURACRE: *The design and performance of a low-impedance, self-matched transmission line pulse generator*. Meas. Sci. Technol. 9, 1998.
- [Tra08] TRAMPERT, KLAUS ERHARD: *Ladungstransportmodell dielektrisch behinderter Entladungen*. Doktorarbeit, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Universität Karlsruhe (TH), 2008.
- [vK06] KEUDELL, PROF. A. VON: *Einführung in die Plasmaphysik*. Bochum, 2006.
- [VR07] VORONOV, DR. ALEXEI und SILKE REBER: *Fluidbehandlungsanlage, insbesondere Wasserentkeimungsanlage*. Offenlegungsschrift, 11 2007. <http://www.patentde.com/20071115/DE102006022004A1.html>.
- [vS57] SIEMENS, WERNER VON: *Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrähnen*. Annalen der Physik und Chemie, 178(9):66–122, 1857.
- [Wie76] WIESEMANN, KLAUS: *Einführung in die Gaselektronik*. Teubner Studienbücher, 1976.
- [Wie08] WIETOSKA, DIPL-ING. THOMAS: *Optimierung der Ansteuerung von Ablenkmagneten in Teilchenbeschleunigern unter besonderer Berücksichtigung halbleiterbasierter Lösungen*. Doktorarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [Zoh02] ZOHN, HARTMUT: *Plasmaphysik*. Vorlesung an der LMU München, Wintersemester 2001/2002.