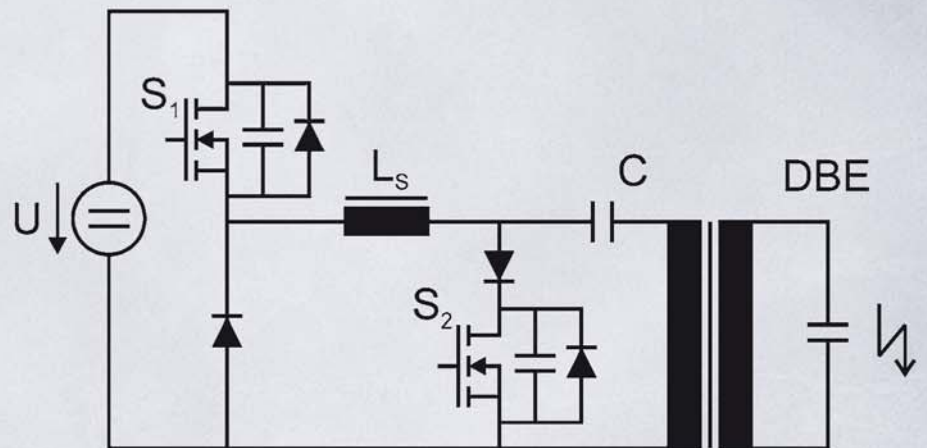


Ein adaptives Impuls-EVG zum Betrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungslampen



Hans-Peter Daub

**Ein adaptives Impuls-EVG zum Betrieb von
dielektrisch behinderten Gasentladungslampen**

Ein adaptives Impuls-EVG zum Betrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungslampen

von
Hans-Peter Daub

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH)
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, 2009

Impressum

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.uvka.de

KIT – Universität des Landes Baden-Württemberg und nationales
Forschungszentrum in der Helmholtz-Gemeinschaft



Diese Veröffentlichung ist im Internet unter folgender Creative Commons-Lizenz
publiziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

KIT Scientific Publishing 2010
Print on Demand

ISBN 978-3-86644-484-3

Ein adaptives Impuls-EVG zum Betrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungslampen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Elektrotechnik und Informationstechnik

der Universität Fridericiana Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Hans-Peter Daub

aus Pforzheim

Tag der mündlichen Prüfung:

04.05.2009

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. W. Heering

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. T. Leibfried

Karlsruhe 2009

Meinen Eltern,
Dominique,
Cécile,
Déborah

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe (TH) im Rahmen des BMBF Verbundprojekts *Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdrucklampen - FZK 13N8154* und im Rahmen des Industrieforschungsprojekts *Planilum*, das von der Firma Saint-Gobain France gefördert wurde.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Heering, der mir die Zeit am LTI ermöglicht hat und mir auch bei schwierigen Entscheidungen mit seinem Rat zur Seite gestanden ist.

Meinem Korreferent Herrn Prof. Dr.-Ing. T. Leibfried danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats und die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts.

Meinen Kollegen, Diplomanden, den wissenschaftlichen Hilfskräften und den guten Geistern des LTI danke ich für die allgegenwärtige Hilfsbereitschaft und die schöne Zeit am Institut:

Sebastian Bartlakowski, Antje Dau, Dominique Daub, Rüdiger Daub, Ingo Gabriel, Felix Geislhöringer, Michael Lambrecht, Patrik Langfeld, Günther Mürmann, Carsten Oppitz, Mark Paravia, Martin Perner, Stefan Pieke, Philipp Rabel, Markus Roth, Andreas Ruiss, Robert Sängler, Jörg Schroeter, Peter Schwarz-Kiene, Klaus Trampert, Richard Winkelmann und all den anderen ...

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	i
Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	xiii
Verwendete Zeichen und Symbole	xv
1 Einleitung	1
2 Betriebsarten - Stand der Technik	7
2.1 Die hochfrequente Sinusanregung	9
2.2 Der hochfrequente Rechteckbetrieb	12
2.3 Der Impulsbetrieb	18
2.4 Vor- und Nachteile der vorgestellten Konzepte aus elektri- scher Sicht	20
3 Elektrisches Lampenmodell einer DBE	23
3.1 Zündmechanismen in einer Gasentladung	23
3.1.1 Ionisierung durch Elektronen im Gas	23
3.1.2 Driftstrom von Elektronen und Ionen	24
3.1.3 Nachfolge-Lawinen und die Townsendsche Zündtheo- rie	27
3.1.4 Zündung im Kanalaufbau - die Streamer Theorie	29
3.2 Einfluss des Sekundärelektronenkoeffizients γ auf das Ent- ladungsverhalten	33
3.3 Elektrisches Modell einer DBE	35
3.3.1 Definition der Größen in einer DBE	35
3.3.2 Grundlegendes elektrisches Verhalten einer DBE	37
3.3.3 Elektronen- und Ionen-Laufzeiten in einer DBE	44
3.3.4 Simulationsmodell	46

4	Adaptives Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Pulse	69
4.1	Entwicklungsschritte zum adaptiven Betriebsgerät	70
4.1.1	Auxiliary Resonant Pole Inverter (ARPI)	70
4.1.2	Ladevorgang der DBE	71
4.1.3	Adaptives Betriebsgerät für den Rechteckbetrieb . .	76
4.2	Adaptives Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Pulse .	82
4.2.1	Rückzündung	82
4.2.2	Berechnung der Schaltzustände	87
4.2.3	Dimensionierung der Bauteile für das adaptive Betriebsgerät für unipolare Pulse	101
5	Simulation	107
5.1	Simulationssoftware	107
5.2	Implementierung des Lampenmodells und des Pulsgeräts in Simplorer	107
5.3	Simulationsergebnisse	115
5.3.1	Bestimmung der Betriebsgrößen	115
5.3.2	Bestimmung der Verluste	121
5.4	Einführung einer Lampen-Parallel-Kapazität	122
5.5	Betriebsweisen einer DBE mit Parallelkapazität C_{inter} . . .	124
5.6	Optimierung des Gerätewirkungsgrads	130
5.6.1	Variation des Übersetzungsverhältnis des Transformators	130
5.6.2	Variation der Zwischenkreisspannung	132
5.6.3	Optimierung des Parametersatzes	135
6	Messergebnisse	137
6.1	Verwendete Laborlampe	137
6.2	Auswahl und Dimensionierung induktiver Bauelemente für das Puls-EVG	137
6.3	Messung und Diskussion der elektrischen Betriebsgrößen eines Puls-EVGs	141
6.4	Einfluss von Speicherdrossel und Übersetzungsverhältnis .	149
6.4.1	Variation von Transformator und Drossel bei konstantem Spannungsanstieg	149
6.4.2	Variation von Transformator und Drossel bei konstanter Lampenleistung	152
6.5	Einfluss der Zwischenkreisspannung	153

7	Betrieb von Xe-Excimer Lampen am Puls-EVG	159
7.1	Variation des zeitlichen Spannungsanstiegs	159
7.2	Variation der Pulsweite	162
7.3	Variation der Leistungszufuhr nach Zündung der DBE . .	163
7.4	Vergleich: Leistungseinkopplung durch Einfachzündung und Doppelzündung	165
7.5	Vergleich homogene - filamentierte Betriebsart	167
7.6	Lampenwirkungsgrad	169
7.7	Vergleich mit einem auf dem Markt erhältlichen System . .	171
7.8	Adaptivität des Betriebsgeräts	174
8	Diskussion der Ergebnisse	177
8.1	Geräteeffizienz	177
8.2	Lampenmodell	180
8.3	Adaptives Impuls-EVG	181
9	Zusammenfassung und Ausblick	185
A	Anhang	189
A.1	Herleitung - Spannungsverlauf an S2 beim Ausschalten . .	189
A.2	Herleitung - Plasmastrom bei Lampenzündung	191
A.3	Schaltverhalten von MOSFET bei schnellem Spannungsan- stieg	193
Literaturverzeichnis		199

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzipieller Aufbau einer DBE	2
1.2	DBEGeometrien	2
1.3	Kaltkathodenröhre	4
1.4	Flachlampe	4
2.1	Schalt-Leistungs-Bereiche von Leistungshalbleitern über der Arbeitsfrequenz	8
2.2	Betriebsgerät für hochfrequente Sinusanregung	9
2.3	Äußere Spannung und äußerer Strom an einer DBE im Si- nusbetrieb	11
2.4	Betriebsgerät für hochfrequente Rechteckanregung	12
2.5	Schaltungstopologie zur Erzeugung bipolarer Pulsspannun- gen mit ZVS-Schaltentlastung	13
2.6	Schaltphasen und Stromflüsse des RPI	14
2.7	Schaltphasen und Stromflüsse des RPI	15
2.8	Ausgangsspannung des RPI bei verschiedenen Schaltphasen	17
2.9	Unipolares Vorschaltgerät der Firma Osram	18
2.10	Lampenstrom und Lampenspannung des Systems Xeradex 20 W mit Betriebsgerät	19
2.11	Verlauf von Spannung und Strom eines Betriebsgeräts mit Transformator, der in Sättigung getrieben wird	20
3.1	Elektronen-Ionisierungszahl α/p für verschiedene Edelgase [1]	25
3.2	Strom der Elektronen einer Lawine, die durch ein Startelek- tron ausgelöst ist; Strom der positiven Ionen einer Lawine, die durch ein Startelektron ausgelöst ist	25
3.3	Zündspannung für verschiedene Edelgase zwischen parallelen ebenen Elektroden bei 0 °C [1]	28
3.4	Elektronen und Ionenströme von Lawinen, wenn Nachfolge- Lawinen nur durch positive Ionen aus der Kathode heraus- gelöst werden [1]	29

3.5	Elektronenstrom für $\mu = 1$ bei Erzeugung der Nachfolge-Elektronen durch Photonen	30
3.6	Relativer Stromverlauf der Elektronenlawinen für verschiedene μ [1]	30
3.7	Feldverzerrung beim Kanalaufbau	31
3.8	Streamermechanismen	32
3.9	Barrierenanordnung von DBE	34
3.10	einseitig behinderte Entladungslampe mit identischer elektrischer Anregung	35
3.11	Reale Grössen in einer DBE	36
3.12	Lampenmodell im ungezündeten Zustand	37
3.13	Feldverlauf im Plattenkondensator	38
3.14	Verlauf der Gapspannung bei unterschiedlichen Anregungsarten	40
3.15	Ablauf der Entladung	41
3.16	Dynamisches Lampenmodell	46
3.17	Elektrisches Lampenmodell für unipolaren Pulsbetrieb	47
3.18	Elektrisches Lampenmodell unter Berücksichtigung der Elektronen- und Ionenströme	50
3.19	Modell für Gap mit Plasmastrom vor Lampenzündung	51
3.20	Schnittdarstellung der Laborlampe, an der die inneren Größen gemessen wurden	52
3.21	Verlauf der berechneten Plasmakapazität einer DBE	54
3.22	Plasmakapazität nach der Lampenzündung, in Abhängigkeit von der Anstiegsflanke	57
3.23	Spezifischer Plasmaleitwert, gebildet durch freie Elektronen im Gap, in Abhängigkeit vom Spannungsanstieg der Lampenspannung	59
3.24	Innere Größen bei der Simulation einer DBE	62
3.25	Lampenmodell zu dem Ablaufdiagramm aus Abbildung 3.26	63
3.26	Ablaufdiagramm für das Lampenmodell aus Abbildung 3.25	64
3.27	Vergleich: Spannungs- und Stromverläufe einer sinusangeregten DBE Entladung	66
3.28	Vergleich: Spannungs- und Stromverläufe einer pulsangeregten DBE Entladung	67
4.1	Schaltplan ARPI Schaltung	70
4.2	Ladevorgang einer Kapazität mit geladener Speicherdrossel	72

4.3	Ladevorgang einer Kapazität mit Transformator bei geladener Speicherdrossel	73
4.4	Spannungs- und Stromverlauf an einer ungezündeten DBE	75
4.5	Maximale Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung .	77
4.6	Betriebsgerät für bipolaren Rechteckbetrieb	78
4.7	Schaltzeitpunkte des adaptiven Betriebsgeräts für bipolaren Rechteckbetrieb	79
4.8	Schaltphasen des adaptiven Betriebsgeräts für bipolaren Rechteckbetrieb	80
4.9	Variation des Duty-Cycles zum Betrieb einer DBE	83
4.10	Leistungseinkopplung in Abhängigkeit von der Pulslänge .	84
4.11	Betriebsgerät für unipolare Pulse mit Rückspeisediode . .	85
4.12	Betriebsgerät für unipolare Pulse mit resonanter Rückspeisung	86
4.13	Ersatzschaltbild: Ladephase der Drossel	88
4.14	Ladephase der DBE	90
4.15	Ersatzschaltbild für den Ausschaltvorgang des Schalters S_2	91
4.16	Spannungsverlauf am Schalter S_2	92
4.17	Ersatzschaltbild für die Ladephase der DBE	93
4.18	Berechnete Spannungs- und Stromverläufe während der Ladephase der DBE	96
4.19	Ersatzschaltbilder der Zündphase	97
4.20	Ersatzschaltbilder der zweiten Zündphase (Rückzündung) .	99
4.21	Anordnung von Primär- und Sekundärwicklung eines Transformators, für eine gute Kopplung bzw. für geringe Streuinduktivitäten	102
5.1	Lampenmodell einer DBE in Simplerer für unipolare Pulse	108
5.2	Ersatzschaltbild Elektrodenimpedanz	108
5.3	Verlauf des Leitwerts von G-Elektronen	111
5.4	Plasmastrom und äußerer Lampenstrom vor Lampenzündung - Messung	112
5.5	Simulierte Schaltung	114
5.6	Verlauf des Drosselstroms	116
5.7	Verlauf Strom und Spannung von MOS2	118
5.8	Schalttopologien zum Betrieb einer DBE mit C_{inter}	125
5.9	Schaltverlauf der Schaltung mit 3 Schaltern und Entlastungskapazität zum Betrieb einer DBE mit C_{inter}	126

5.10	Spannungsverlauf an der DBE mit gleicher Lampenleistung und unterschiedlicher Systemscheinleistung	134
6.1	Planilum - DBE Lampe der Firma Saint-Gobain	138
6.2	Strom- und Spannungsverlauf an einer Planilum	139
6.3	Schaltplan des vermessenen unipolaren Pulsgeräts	141
6.4	Spannungen und Ströme an den einzelnen Bauelementen .	143
6.5	Spannungen und Ströme an den einzelnen Bauelementen .	144
6.6	Hystereseverluste des Kernmaterials N87	148
6.7	Resonanter Spannungspuls an der DBE	150
6.8	Variation von Transformatorverhältnis und Drosselinduktivität bei angestrebtem konstanten Spannungsanstieg . . .	151
6.9	Variation von Transformator und Drossel bei 60 W Lampenleistung	154
6.10	Spannungsanstieg über Pulslänge bei 60 W Lampenleistung	155
6.11	Variation der Zwischenkreisspannung bei konstanter Lampenleistung	156
6.12	Variation der Zwischenkreisspannung bei konstanter Lampenleistung	157
7.1	Variation der Lampenleistung ohne C_{inter}	160
7.2	Variation der Lampenleistung mit C_{inter}	161
7.3	Variation der Pulsweite	162
7.4	Oszillierende Lampenspannung in Abhängigkeit von der Pulsweite	163
7.5	Variation der Leistungszufuhr nach der Lampenzündung .	164
7.6	Vergleich: Leistungseinkopplung 80 W durch resonanten Puls und angeschnittenen Puls	166
7.7	Vergleich: homogener und filamentierter Lampenbetrieb . .	168
7.8	Leuchtdichte in Abhängigkeit von TT1	170
7.9	Lampenwirkungsgrad in Abhängigkeit von TT1	170
7.10	Variation der Betriebsfrequenz an einer DBE in koaxialer Bauform	172
7.11	Vergleich: Adaptives Betriebsgerät für unipolare Pulse und Planon Betriebsgerät	173
7.12	Koaxiallampe	174
7.13	Adaptivität des Betriebsgeräts	176
A.1	Ersatzschaltbild für den Ausschaltvorgang des Schalters S2	189

A.2	Ersatzschaltbild der Zündphase	192
A.3	Unterschiedliche MOSFET-Strukturen	194
A.4	MOSFET-Modelle	195
A.5	Schaltverläufe eines MOSFETs	197

Tabellenverzeichnis

0.1	Verwendete Formelzeichen und physikalische Größen Teil 1	xv
0.2	Verwendete Formelzeichen und physikalische Größen Teil 2	xvi
0.3	Verwendete Konstanten	xvi
0.4	Verwendete Abkürzungen	xvii
3.1	Ausbreitungs- und Driftgeschwindigkeiten von Elektronen, Ionen und Streamern [1]	33
3.2	Parameter für die Ionendriftgeschwindigkeit von einfach ionisierten Xenonatomen bzw. Xenonexcimeren und die zugehörige Driftgeschwindigkeit für $E/N = 70$ Td	45
3.3	Laufzeiten und Driftgeschwindigkeiten in einem Gap	46
3.4	Kapazitäten der Laborlampe im nicht gezündeten Zustand	53
3.5	Kapazitäten der Laborlampe im gezündeten Zustand bei Sinusanregung	55
3.6	Kapazitäten der Laborlampe bei Pulsanregung; Spannungsanstieg konstant	56
3.7	Gesamtkapazität und Plasmakapazität der Laborlampe bei Pulsanregung; Variation des Spannungsanstiegs	57
3.8	Spezifische Plasmaleitwerte für das Lampenmodell in Abhängigkeit von der Anregung	60
4.1	Werte für die Berechnung des Spannungsverlaufs	75
5.1	Elektrische Parameter der Planilum für das Lampenmodell	110
5.2	Bauteilgrößen für die Simulation	115
5.3	Kapazität C_4 zum Beschränken der maximalen Spannung auf 600 V an MOS2 in Abhängigkeit des Drosselstroms I_L .	120
5.4	Effektiv- und Maximalströme der einzelnen Bauteile	120
5.5	Leistungsumsatz in den einzelnen Bauteilen	122
5.6	Elektrische Größen der einzelnen Bauteilen im Betrieb mit $C_{inter} = 1000$ nF	123

5.7	Elektrische Größen im resonanten Betrieb für die Topologien aus Abbildung 5.8; $C_{inter} = 0$ pF; 1000 pF; 2000 pF . . .	128
5.8	Elektrische Größen im resonanten Betrieb für $u_{Trafo} = 4:1$; 3:1; 2:1	131
5.9	Elektrische Größen im resonanten Betrieb für verschiedene U_{DC}	133
5.10	Elektrische Größen im resonanten Betrieb für optimalen Gerätewirkungsgrad	136
6.1	Technische Größen der Planilum Laborlampe	138
6.2	Technische Angaben der benutzten Transformatoren	140
6.3	Technische Angaben benutzter Speicherdrosseln	141
6.4	Elektrische Bauteile der Schaltung	142
6.5	Verteilung der gemessenen Verluste im Betriebsgerät	145
6.6	Kernverluste der Speicherdrossel bei verschiedenen Maximalströmen und einer Betriebsfrequenz von 30 kHz und einer Kerntemperatur von 60°C	148
6.7	Einstellungen für die Messung: Parametervariation von Übersetzungsverhältnis und Speicherdrossel	150

Verwendete Zeichen und Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
E	V/m	Elektrisches Feld
N	$1/\text{m}^3$	Gesamtteilchendichte
α	1/m	Erster Townsendscher Ionisationskoeffizient
d	m	Abstand
p	Pa bzw. Torr	Druck ($1 \text{ Pa} = 7,5006 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$)
I_0	A	Strom der durch Elektronen gebildet wird
τ_e	s	Laufzeit einer Elektronenlawine
τ_+	s	Laufzeit einer Ionenwolke
t	s	Zeit
u_e	m/s	Driftgeschwindigkeit eines Elektrons
u_+	m/s	Driftgeschwindigkeit eines Ions
γ_0	1	Oberflächenionisierungszahl
γ_1	1	Volumenionisierungszahl durch positive Ionen
γ_2	1	Ionisierungszahl durch Photonen an der Kathode
ζ	1	Anzahl der Elektronen, die an der Kathode durch ein Photon ausgelöst werden
U_Z	V	Zündspannung eines Gases
d_Z	m	Elektrodenabstand

Tabelle 0.1: Verwendete Formelzeichen und physikalische Größen Teil 1

Symbol	Einheit	Beschreibung
U_{DBE}	V	Äußere Spannung, die an einer DBE anliegt
U_{Wand}	V	Spannung die an der Wand bzw. an der Barriere einer DBE anliegt
U_{gap}	V	Spannung die über dem Gasraum (gap) einer DBE anliegt
I_{Plas}	A	Plasmastrom
I_{gap}	A	Verschiebungsstrom im Gasraum einer DBE
E_P	V/m	Elektrisches Feld im Gasraum, das durch Trennung von Ladungsträgern entsteht
E_0	V/m	Von aussen eingekoppeltes elektrisches Feld im Gasraum
E_m	V/m	resultierendes elektrisches Feld
A	m^2	Fläche
C	F	Kapazität
C_{plas}	F	Plasmakapazität
C_{gap}	F	Gapkapazität
Z_{Ion}	Ω	Plasmainpedanz

Tabelle 0.2: Verwendete Formelzeichen und physikalische Größen Teil 2

Konstante	Wert	Beschreibung
e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
A	26	empirische Konstante für das Paschengesetz
B	350	empirische Konstante für das Paschengesetz
ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
ϵ_r	1	Permittivitätszahl des Vakuums
k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Boltzmann-Konstante

Tabelle 0.3: Verwendete Konstanten

Abkürzung	Beschreibung
EVG	Elektrisches Vorschaltgerät
DBE	Dielektrisch behinderte Entladung
gap	Lücke; hier: Entladungsraum zwischen den Dielektrika
Excimer	Excited Dimer
LED	Light Emitting Diode
MOSFET	Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor
IGBT	Insulated Gated Bipolar Transistor
ZCS	Zero Current Switching
ZVS	Zero Voltage Switching
RPI	Resonant Pole Inverter
ARPI	Auxiliary Resonant Pole Inverter
ARCPI	Auxiliary Resonant Commutated Pole Inverter

Tabelle 0.4: Verwendete Abkürzungen

1 Einleitung

Bei der „Dielektrisch Behinderten Entladungslampe“, kurz DBE, handelt es sich um eine Strahlerart aus der Gruppe der Plasmastrahlungsquellen. Sie ist dadurch gekennzeichnet, dass mindestens eine der beiden Elektroden durch eine dielektrische Barriere vom Gasraum getrennt ist. Im nicht gezündeten Zustand kann solch eine Lampe mit einem Plattenkondensator verglichen werden. Im Gasraum (Gap) befindet sich ein Gasgemisch, bei dem in der Regel eine Komponente ein Edelgas ist. Wird an die Elektroden eine alternierende Spannung mit einem Spannungshub im kV-Bereich angelegt, so kann durch das im Gasraum erzeugte elektrische Feld eine Plasmaentladung entstehen. Die Entladung kann von 50 ns bis mehrere 100 ns andauern. Dies hängt vor allem von der Gasart, dem Gasdruck, der Lampegeometrie und der Barrierenkapazität ab. Durch den Ladungstransport im Gasraum baut sich während der Entladung ein inneres elektrisches Feld auf, das dem von außen eingekoppelten elektrischen Feld entgegenwirkt. Die Felder heben sich auf und die Entladung kommt zum Erliegen. In Kapitel 3 wird eingehend das Verhalten von Elektronen und Ionen während des Vorgangs der Entladung diskutiert. Mit den gewonnenen Erkenntnissen wird ein neuartiges Simulationsmodell vorgestellt.

Die möglichen Anordnungen von Elektroden und Dielektrika sind in Abbildung 1.1 zu sehen. Grundsätzlich wird zwischen einer einseitig- und einer beidseitig behinderten Barrierenentladung unterschieden. Bei der beidseitig behinderten Entladungslampe besteht der Vorteil darin, dass die Elektroden keinen direkten Kontakt zum Gasgemisch haben. Dadurch ist der Verschleiß der Elektroden praktisch ausgeschlossen. Außerdem können die Elektroden den Gasraum nicht verunreinigen. Bei der einseitig behinderten Entladung wird dieser Vorteil bewusst nicht genutzt. Dafür kann eine geringere Zündspannung und eine höhere Barrierenkapazität erreicht werden, die eine größere Leistungseinkopplung in das Plasma ermöglicht. Zudem ist die Elektronenemission von Metallelektrode und dielektrisch beschichteter Elektrode verschieden. Mögliche geometrische Ausführungen von Barrieren-Entladungslampen sind in Abbildung 1.2 zu sehen.

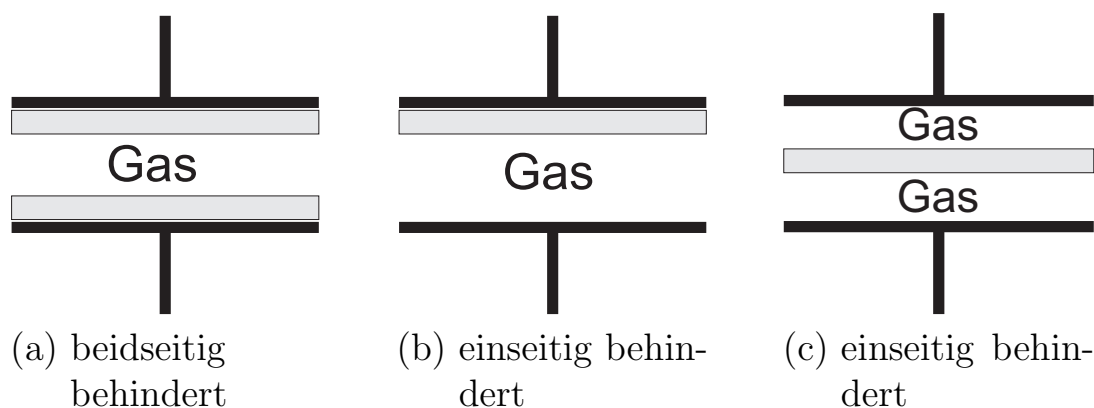


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau einer DBE; schwarz: Elektrode und Kontaktierung; grau: Dielektrikum

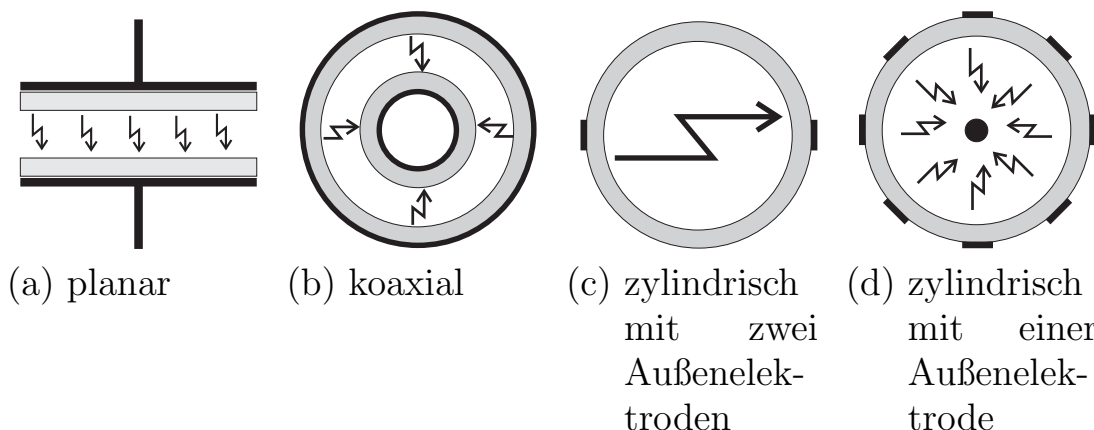


Abbildung 1.2: DBE-Geometrien; schwarz: Elektrode; grau: Dielektrikum

Anwendung finden die DBEs in der Oberflächenbehandlung von Materialien [2] und zur Ozonerzeugung, da mit ihnen hoch energetische ultraviolette Strahlung erzeugt werden kann. Mit den Plasmabildschirmen hat sich die Excimerentladung (Excimer = excited dimer [3]) auch im Bereich der sichtbaren Strahlungserzeugung etabliert. Hier wird die ultraviolette Strahlung mit Hilfe von Luminophoren in sichtbare Strahlung umgewandelt [4]. Mit der „Planon“ der Firma Osram und der „Planilum“ der Firma Saint-Gobain sind bereits Lichtquellen auf Basis der Excimerentladung in Flachbauweise auf dem Markt eingeführt worden. Sie sollen in der Allgemeinbeleuchtung und in der Hinterleuchtungstechnik eingesetzt werden. Speziell bei der dielektrisch behinderten Entladung auf der Basis von

Xenon-Excimeren besteht der Vorteil in der sofortigen Einsatzbereitschaft gegenüber Entladungslampen, deren Leuchtgas nach der Lampenzündung erst seinen Betriebsdruck erreichen muss. Es muss keine Einbrenndauer der Xenon-Excimer-Lampe berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil gegenüber Quecksilber(Hg)-Niederdruckentladungen, deren System-Wirkungsgrad bei der Erzeugung weißen Lichts zum heutigen Stand der Technik unübertroffen ist, liegt in der Temperaturunabhängigkeit. Während der optimale Lampenwirkungsgrad einer Hg-Niederdruckentladung, abhängig von der Füllung, nur bei einer Temperatur zu erreichen ist, bleibt der Wirkungsgrad einer Xenon-Excimer-Lampe in einem Bereich von -30°C bis $+85^{\circ}\text{C}$ [5] konstant. Die freie Formgebung der Flachlampe in bis zu drei Dimensionen und das flächenhafte, lambertförmige Strahlungsverhalten machen dieses Lampenprinzip auch für gestalterische Anwendungen interessant. Unter umweltpolitischen Gesichtspunkten besteht der Vorteil in der unbedenklichen Entsorgung von Xenon-Excimer-Lampen im Hausmüll.

Bei jeder Art von Barrierenentladung spielt das Betriebsgerät eine zentrale Rolle. Neben den Konstruktionsparametern der Lampe wie z.B. Lampengas, Fülldruck, Gapabstand und Dicke des Dielektrikums entscheidet die an die Lampe angelegte Spannungs-Zeit-Form und damit das Betriebsgerät darüber, ob eine effiziente oder ineffiziente Entladung in der Lampe stattfindet [6].

Parallel zu dieser Arbeit wurden DBE-Flachlampen entwickelt [7], [8], die in der Lichtwerbung und in der Architektur eingesetzt werden sollen. Stand der Technik ist hier immer noch die von Georges Claude 1910 erfundene Neonröhre und die mit Quecksilber gefüllte Kaltkathodenröhre (Abbildung 1.3), deren Technologie seit ca. 50 Jahren kaum weiterentwickelt wurde. Als flächenhafte Strahler gibt es in der Lichtwerbung die sehr kostenaufwendigen, in Form gebogenen Kaltkathodenstrahler oder die sich schnell verbreitende LED-Technik. Für beide Techniken gilt, dass sie von einer Plexiglasform überdeckt werden müssen, damit der flächenhafte Eindruck gewährleistet ist. Diese Abdeckung, die als Diffusor eingesetzt wird, wird von den Lichtquellen durchleuchtet, so dass ein flächenhafter Eindruck entsteht. Die Xenon-Excimer-Flachlampe (Abbildung 1.4) ermöglicht hier eine kostengünstigere Herstellung von flachen, großen Leuchtschriften und -formen. Zusätzlich stellt diese Art der Lampe eine Innovation auf dem Markt der Lichtwerbung dar. Da hier individuelle Lampen mit unterschiedlichen Größen und Formen in Frage kommen, ist eine Vor-



Abbildung 1.3: Kaltkathodenröhre



Abbildung 1.4: Flachlampe

aussetzung für den Erfolg dieser Flachlampen ein Betriebsgerät, das auf unterschiedlich große Lampen mit unterschiedlich großen Kapazitäten und unterschiedlichen Leistungsaufnahmen eigenständig adaptiert. Betriebsgeräte, die nicht die Fähigkeit der Adaptation besitzen, sind für jeweils nur eine spezielle Lampe geeignet.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Betriebsgerät zu entwickeln, das unterschiedlich große Xenon-Excimer Strahler effizient betreibt und zusätzlich auf unterschiedlichen Lampenflächen mit gleicher Zündspannung eigenständig adaptiert. Dabei wird die Adaptation ausschließlich durch zeitliche Änderung der Schaltsignale für die Leistungshalbleiter angestrebt. Um diese Arbeit auch mit Simulationswerkzeugen zu unterstützen, ist ein weiterer Punkt die Entwicklung eines neuartigen elektrischen Simulationsmodells, das nicht nur für Sinusanregung sondern auch für Pulsanregung geeignet ist. Mit diesem Modell kann das Verhalten der Leistungsaufnahme bereits im Planungsstadium simuliert werden, so dass auch Konsequenzen durch Größenänderung der Entladungsfläche berücksichtigt werden können. Das konzipierte und aufgebaute adaptive Puls-Betriebsgerät für DBE-Lampen wurde im Laufe dieser Arbeit patentiert [9].

Diese Arbeit ist ein Teil eines Teamprojektes am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe, bei dem das System DBE-Lampe und Betriebsgerät erforscht wurde. Dabei wurde das Verhalten der Lampe in Abhängigkeit von der Anregungsart von K.E. Trampert untersucht [10]. Das in dieser Arbeit entwickelte Impuls-EVG wurde für die erwähnte Arbeit [10]

herangezogen. Ein Teil der DBE-Lampen, die zur Entwicklung des Impuls-EVG benötigt wurden, wurden von dem Projektpartner gebaut und zur Verfügung gestellt.

2 Betriebsarten - Stand der Technik

Seit der Beobachtung der Barrierenentladung durch Werner von Siemens wurden viele Betriebsgeräte für DBEs entwickelt. Anfänglich erzeugten diese niederfrequente alternierende Spannungsformen mit ausreichenden Amplituden, um einen elektrischen Durchbruch im Gasraum zu erzeugen [11]. Erst mit dem Siegeszug der Halbleitertechnologie konnten mit Hilfe von MOSFET- und IGBT-Schaltern hochfrequente Betriebsgeräte gebaut werden. Dabei haben die unterschiedlichen Halbleiterschalter verschiedene Einsatzbereiche. Die MOSFET-Technologie ist für hohe Betriebsfrequenzen am meisten geeignet, aufgrund der geringsten Schaltzeiten und folglich auch der geringsten Schaltverluste. Für jede Bauteiltechnologie konkurrieren die Größen Schaltfrequenz, Maximalspannung und Maximalstrom miteinander. In Abbildung 2.1 sieht man, dass mit zunehmender Leistung, die geschaltet werden muss, die erreichbare Schaltfrequenz abnimmt.

Zu Beginn der Entwicklung von Betriebsgeräten für DBE, basierend auf der Halbleitertechnologie, begnügte man sich damit, die Barrierenentladungen mit einer Betriebsfrequenz von 50 Hz bis 300 kHz und einer sinusförmigen Lampenspannung zu betreiben. Nachdem sich herausgestellt hatte, dass unter anderem die Anstiegsflanke der Lampenspannung maßgebend für den Lampenwirkungsgrad ist, wurden Betriebsgeräte gebaut, die rechteckähnliche Spannungsformen erzeugen, so dass in der Anstiegsflanke der Lampenspannung ein großes $\frac{dU}{dt}$ erzeugt wird. Dabei variiert die Betriebsfrequenz im Bereich von 1 kHz bis 300 kHz und das Tastverhältnis im Bereich von 1 % bis 50 %. Trotz des Vorhandenseins der unterschiedlichsten Betriebsgeräte ist die optimale Betriebsart einer Barrierenentladung bis heute noch nicht vollständig bekannt.

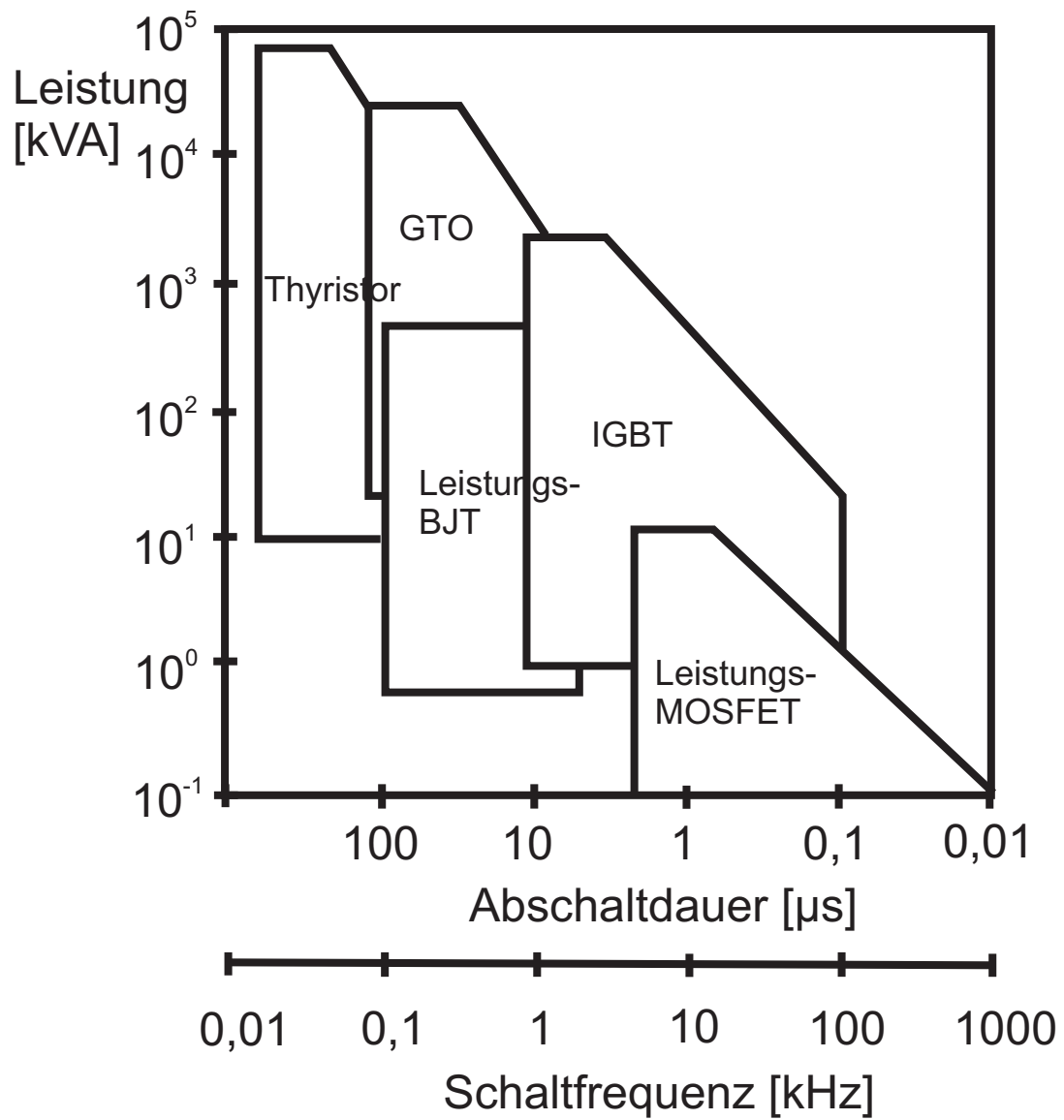


Abbildung 2.1: Schalteleistungsbereiche von Leistungshalbleitern über der Arbeitsfrequenz [12]

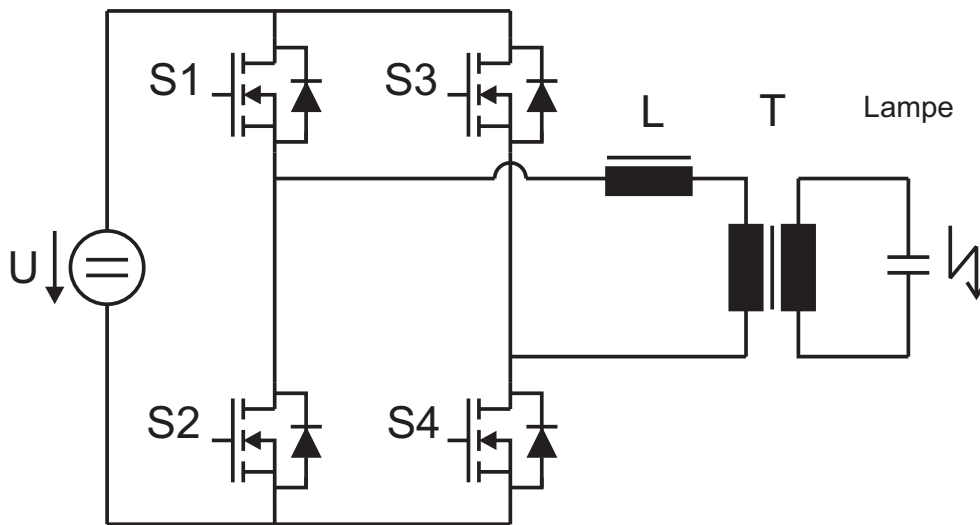


Abbildung 2.2: Betriebsgerät für hochfrequente Sinusanregung [13]

Um eine Barrierentladung im hochfrequenten Bereich betreiben zu können, stehen grundsätzlich drei Anregungsarten zur Verfügung:

- die Sinusanregung
- die Rechteckanregung
- die Pulsanregung

Jedes dieser Prinzipien hat seine Vor- und Nachteile, die im Folgenden diskutiert werden.

2.1 Die hochfrequente Sinusanregung

Die Anregung einer Barrierentladung durch eine hochfrequente sinusförmige Wechselspannung ist bis heute die verbreitetste Art, eine DBE zu betreiben. Vor allem im Leistungsbereich oberhalb 500 Watt wird diese Anregung genutzt, da der Wirkungsgrad (90 %) dieses Schaltprinzips noch nicht übertroffen werden konnte. Kunze et al. [13] veröffentlichten 1992 die Untersuchung einer Schaltungstopologie zum resonanten Betrieb von Barrierentladungen mit einer Ausgangsleistung von bis zu 2,2 kW. Bei der Schaltungstopologie handelt es sich, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, um eine Voll- oder H-Brücke, in deren Mitte sich eine Drossel L und ein Transformator T in Reihe geschaltet befinden. Die Gesamtkapazität

der Barrierentladung (DBE), die auf der Sekundärseite des Transformators T angeschlossen ist, bildet mit der primärseitigen Drossel L einen Resonanzkreis, dessen Resonanzfrequenz sich zu

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L \cdot u^2 \cdot C}} \quad (2.1)$$

ergibt, wenn von einem idealen Transformator ohne Streuinduktivität ausgegangen wird. Dabei ist u das Wicklungsverhältnis des Transformators von Sekundärseite zu Primärseite:

$$u = \frac{w_{sek}}{w_{prim}} \quad (2.2)$$

Abhängig von der Zeitdauer t_1 , in der die Schalter S1 und S4 geschlossen (leitend) sind, steigt der durch die Drossel L begrenzte Strom an. Dadurch steigt auch die Spannung am Transformator und an der Barrierentladung an.

Bei Erreichen der Zündspannung wird das Lampengas kurzzeitig leitend und es fließt ein Plasmastrom im Zeitbereich von 50 ns bis 300 ns. Bei dieser Betriebsart ist es jedoch nicht möglich, den gesamten Entladungsraum synchron zu einem Zeitpunkt zu zünden. Es werden immer nur zeitlich und räumlich versetzte Einzelfilamente gezündet, so dass bei Erreichen der Zündspannung stochastisch verteilte Entladungsströme (Plasmastrome) auftreten [14]. Dieses stochastische Zündverhalten ist im äußeren Stromverlauf der DBE in Abbildung 2.3 zu sehen. Dem Ladestrom der Lampenkapazität sind hochfrequente Stromspitzen überlagert, die durch das stochastisch verteilte Zünden einzelner Filamente erzeugt werden. Im Gegensatz zu anderen Schaltprinzipien bricht die Lampenspannung bei dieser Betriebsart nur unwesentlich ein.

Sobald die Schalter S1 und S4 geöffnet werden (nicht leitender Zustand), fallen sowohl der Drosselstrom als auch der Ladestrom der Lampe sinusförmig ab. Dieser Schaltvorgang ist verlustbehaftet, da er während des maximalen Drosselstroms erfolgt (ZCS wird nicht eingehalten). Die Schaltverluste können aber durch Snubber-Kapazitäten parallel zu den Schaltern reduziert werden. Zusätzlich wird damit gewährleistet, dass der Spannungsanstieg an den Schaltern nicht die vorgegebenen Grenzwerte überschreitet. Durch die Energie, die in der Drossel L noch gespeichert ist, wird ein Strom über die Inversdioden der Schalter S2 und S3 getrieben. Die Versorgungsspannung wirkt dem Stromfluss der Drossel entgegen und der

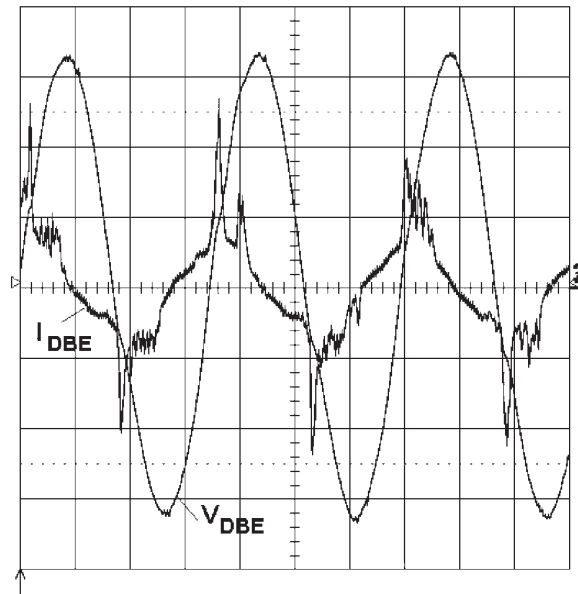


Abbildung 2.3: Äußere Spannung und äußerer Strom an einer DBE im Sinusbetrieb, $f = 20 \text{ kHz}$, 1 kV/div , 20 mA/div , $10 \mu\text{s/div}$ [15]

Drosselstrom geht auf null zurück. Wegen des kapazitiven Verhaltens der Barrierenentladung eilt die Phase des Stroms der Lampenspannung um ca. 90° voraus, so dass erst beim Nulldurchgang des Lampenstroms bzw. des Drosselstroms das Maximum der Lampenspannung erreicht wird. Um weitere Zündvorgänge in der Lampe zu erhalten, muss nun die Lampenspannung umgepolt werden. Dazu werden die Leistungshalbleiter S2 und S3 geschlossen (leitender Zustand). Damit nur geringe Einschaltverluste entstehen, müssen S2 und S3 spannungsfrei eingeschaltet werden (ZVS Bedingung). Dies geschieht, solange der Strom über die Inversdioden der zu schaltenden MOSFETs fließt. Idealerweise werden die MOSFETs zum Zeitpunkt des Stromnulldurchgangs des Drosselstroms eingeschaltet. Durch die Versorgungsspannung U , die dem kommutierten Drosselstrom entgegenwirkt, dreht sich der Drosselstrom um und fließt in die entgegengesetzte Richtung. Der Drosselstrom steigt an. Die Lampenspannung sinkt, wird umgepolt und steigt mit entgegengesetztem Vorzeichen wieder an. Von nun an wiederholt sich der Schaltzyklus.

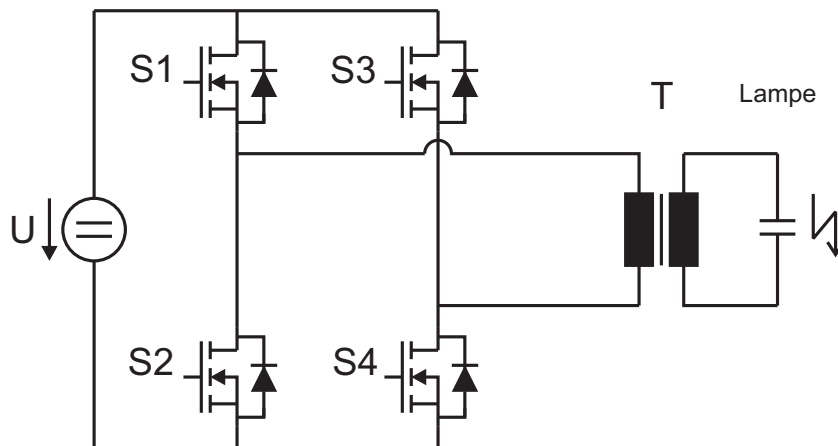


Abbildung 2.4: Betriebsgerät für hochfrequente Rechteckanregung

2.2 Der hochfrequente Rechteckbetrieb

Nachdem sich herausgestellt hatte, dass die Flankensteilheit der anliegenden Lampenspannung einen wesentlichen Einfluss auf den Lampenwirkungsgrad hat [6], wurden vermehrt Untersuchungen an DBEs gemacht, die mit rechteckigen Spannungsformen und einem Duty cycle von 50 % betrieben werden. Als das naheliegendste Schaltungskonzept erscheint das Schaltungskonzept aus Kapitel 2.1 ohne die Induktivität L (Abbildung 2.4). Aufgrund des nicht idealen Transformators bestimmen dessen Streuinduktivitäten über die eigentliche Spannungsform an der DBE. Abhängig von der gewünschten Betriebsfrequenz, die im Bereich zwischen 20 kHz und 100 kHz liegt, der Zündspannung, die im Bereich von 2 kV bis 15 kV liegen kann, und einer Versorgungsspannung der Schaltung, im Bereich von ca. 300 V bis 800 V, muss die primäre Windungszahl des Transformators für kleine Betriebsfrequenzen so ausgelegt sein, dass der Kern nicht in Sättigung gerät [16]. Die sich daraus ergebende hohe Windungszahl führt zu einem zu großen ohmschen Verlusten und zum andern zu einer großen Streuinduktivität des Transformators. Die Streuinduktivität wiederum begrenzt die Anstiegszeit der Lampenspannung. Zusätzlich bildet die Streuinduktivität mit der Kapazität der DBE einen Resonanzkreis in dem hochfrequente Störanteile erzeugt werden. Sollen mit dem Betriebsgerät steile Spannungsflanken erzeugt werden, so ist es notwendig die Streuinduktivität des Transformators so klein wie möglich zu halten. Die Geschwindigkeiten der Anstiegs- und Abfallflanke werden durch die Kombination Transformator, Schaltereigenschaft und Last (DBE) festge-

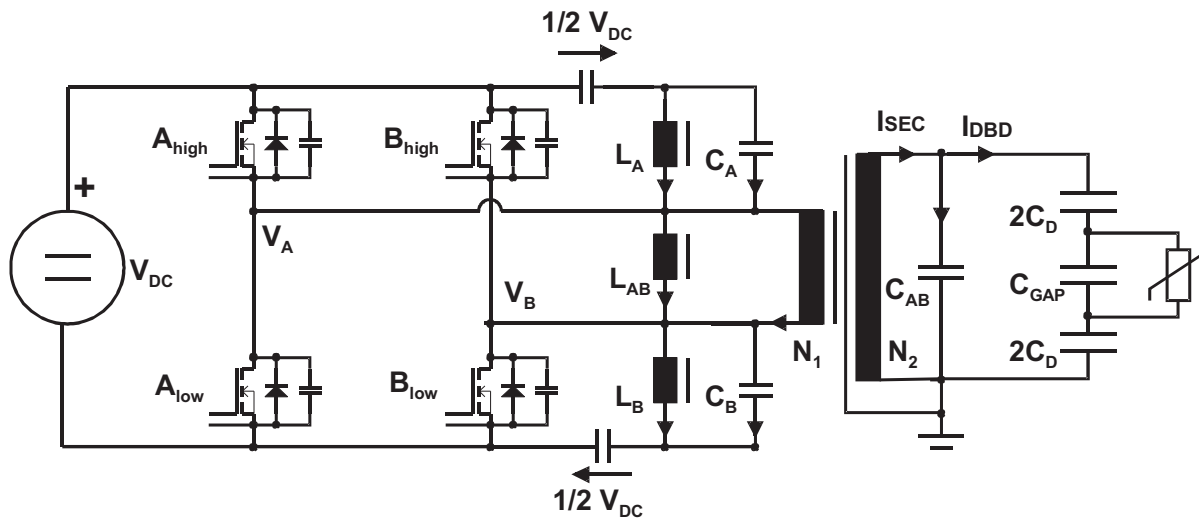


Abbildung 2.5: Schaltungstopologie zur Erzeugung bipolarer Pulsspannungen mit ZVS-Schaltentlastung [15]

legt. Die Verluste in diesem Betriebsgerät sind hier erheblich größer als im Sinusbetrieb. Bedingt durch die Form der Lampenspannung, die keine große Induktivität in Reihe zum Transformator zulässt, ist keinerlei resonantes Schalten möglich.

Um die Anstiegs- und Abfallzeit aktiv zu beeinflussen, wurde am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe ein Betriebsgerät auf der Basis eines Resonant Pole Inverters (RPI) entwickelt [15], bei dem sowohl die steigende als auch die fallende Flanke unabhängig voneinander eingestellt werden können. In Abbildung 2.5 ist der Schaltplan für dieses Prinzip zu sehen. Während der Umladezeiten der DBE hat das Betriebsgerät den Charakter einer Stromquelle. Für dieses Verhalten ist primär die Induktivität L_{AB} verantwortlich, die parallel zum Transformator liegt. Solange Spannung am Transformator anliegt, wird die Drossel geladen. Sobald einer der Schalter geöffnet wird, wird ein Umladevorgang eingeleitet. Die Drossel treibt den Strom konstant in dieselbe Richtung weiter und lädt oder entlädt aktiv die Kapazität der DBE. Unterstützt wird die Induktivität L_{AB} durch die Induktivitäten L_A und L_B . Dabei beeinflusst die Induktivität L_A die Anstiegszeit und die Induktivität L_B die Abfallzeit des Spannungspulses. Verständlicher wird das Schaltprinzip durch Erläuterung der einzelnen Schaltzustände und Stromverläufe anhand der Abbildung 2.6.

1. Schalter A_{high} und B_{low} sind leitend. An dem Transformator liegt

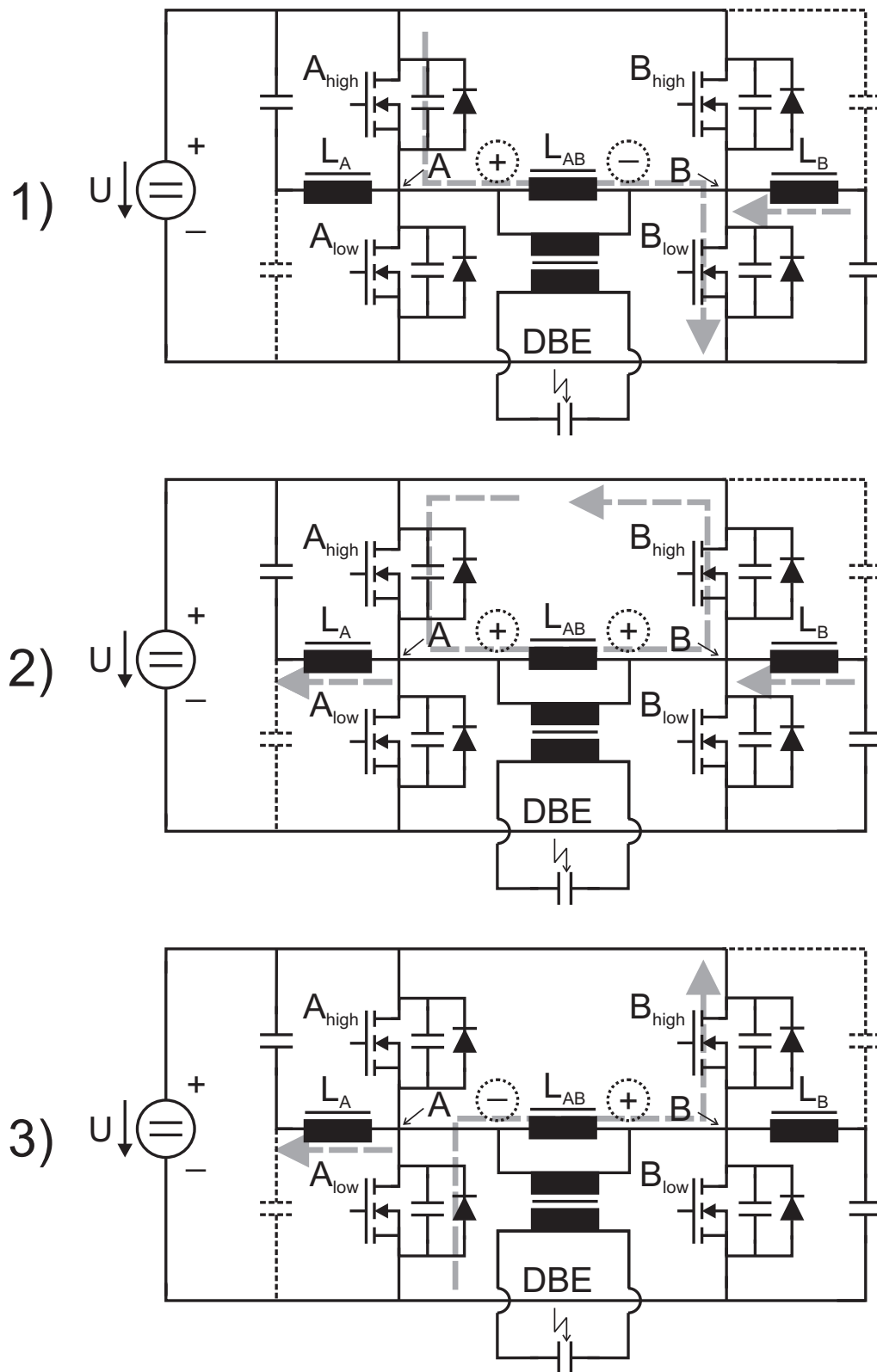


Abbildung 2.6: Schaltphasen und Stromflüsse des RPI

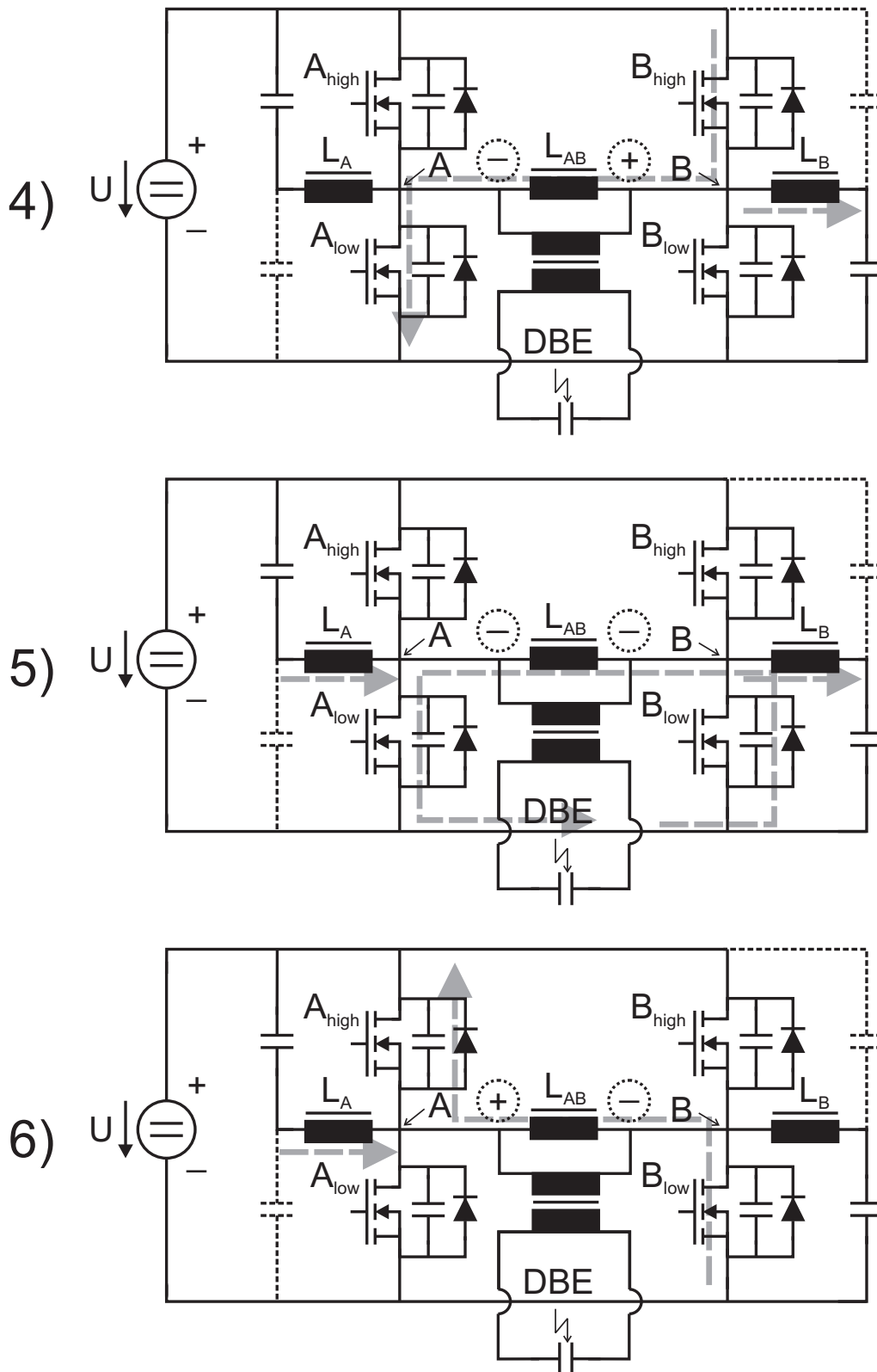


Abbildung 2.7: Schaltphasen und Stromflüsse des RPI

eine positive Spannung an. Gleichzeitig fließen über die Induktivitäten L_{AB} und L_B Ladeströme wie im Bild eingezeichnet. In diesen Induktivitäten wird Energie gespeichert.

2. Sobald der Schalter B_{low} ausgeschaltet wird, wird das Potential an dem Anschlusspunkt B auf Versorgungsspannung gehoben. Dies geschieht durch die Ströme, die von den Induktivitäten L_{AB} und L_B in Richtung des Anschlusspunkts B getrieben werden. Dadurch liegen beide Anschlussklemmen des Transformators auf dem selben Potential. Die Inversdiode des Schalters B_{high} wird leitend und es kann spannungslos (ZVS-Bedingung) der Schalter B_{high} eingeschaltet werden. Es liegt keine Spannung am Transformator an, d. h. die Ausgangsspannung ist null. Mit den Drosselströmen, die während der Ausschaltzeit des Schalters B_{low} fließen, kann die abfallende Flankensteilheit der Lampenspannung zusätzlich eingestellt werden. Es bildet sich ein Kreisstrom über der oberen Masche aus, der so lange fließt bis die Drossel L_{AB} aufgrund von ohmschen Verlusten ihre gesamte Energie verloren hat oder bis der Schalter A_{high} nicht leitend gemacht wird. Gleichzeitig wird die Induktivität L_A geladen, die zwischen den Potentialen Versorgungsspannung und $\frac{\text{Versorgungsspannung}}{2}$ liegt.
3. Der Schalter A_{high} wird ausgeschaltet. Das Potential des Anschlusspunkts A wird auf null Volt gezogen, so dass an der Lampe eine negative Anstiegsflanke erzeugt wird. Beschleunigt wird das Absinken der Spannung durch die Ströme, die von den Induktivitäten L_{AB} und L_A getrieben werden. Während dieses Vorgangs wird die Inversdiode des Schalters A_{low} leitend, der Schalter A_{low} kann spannungslos eingeschaltet werden.
4. Nachdem die Induktivität L_{AB} ihre gesamte Energie in die Versorgungsspannung zurückgespeist hat, dreht sich die Stromrichtung in der Drossel um. Die Drossel wird wieder geladen, wobei der Ladestrom in die entgegengesetzte Richtung fließt. Zusätzlich wird die Induktivität L_B geladen. Die angelegte Spannung am Transformator aus Schaltzyklus 3 bleibt bestehen.
5. Um die Lampenspannung auf null zu reduzieren, wird nun der Schalter B_{high} geöffnet. Der Punkt B der Vollbrücke sinkt auf null Volt,

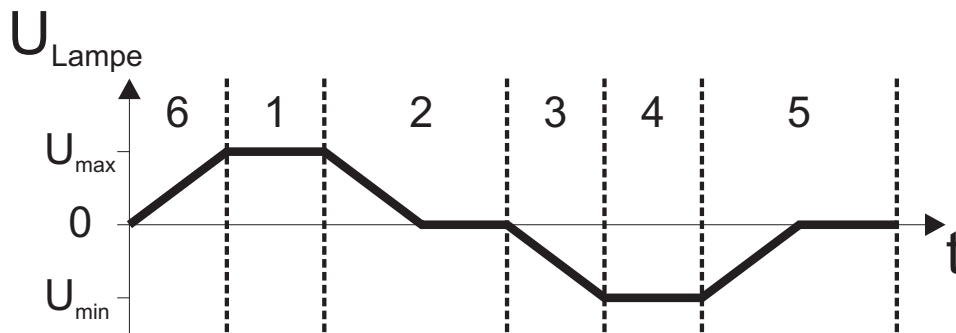


Abbildung 2.8: Ausgangsspannung des RPI bei verschiedenen Schaltphasen

unterstützt durch die Ströme, der Induktivität L_{AB} und der Induktivität L_B . Es bildet sich ein Kreisstrom in der unteren Masche, der von der Induktivität L_{AB} getrieben wird. Dieser Kreisstrom fließt über die Inversdiode des Schalters B_{low} . Der Schalter B_{low} wird unter ZVS-Bedingung geschlossen. Gleichzeitig wird die Induktivität L_A über den Schalter A_{low} geladen.

6. Für den nächsten Umladevorgang, d. h. für die Einleitung der nächsten positiven Spannungsflanke, wird der Schalter A_{low} geschlossen, während ein Strom über ihn fließt. Die Spannung am Punkt A steigt an, unterstützt durch die Drosselströme L_{AB} und L_A . Die Drosselströme fließen über die Inversdiode des Schalters A_{high} . Dies ermöglicht das spannungsfreie Einschalten des Schalters A_{high} .

In Abbildung 2.8 ist die Ausgangsspannung mit den zugehörigen Zeitpunkten aufgetragen. In diesem Schaltprinzip dominieren die ohmschen Verluste, die dadurch entstehen, dass kontinuierlich Drosselströme über zwei jeweils wechselnde MosFets bzw. deren Inversdioden fließen. In [15] wird angegeben, dass der Gerätewirkungsgrad bei einer Betriebsfrequenz von 20 kHz 20 % und bei einer Betriebsfrequenz von 200 kHz 70 % beträgt. Da lampenbedingt nur bei einer Änderung der Lampenspannung elektrische Leistung in die DBE eingekoppelt werden kann, ist dieses Schaltprinzip für geringe Betriebsfrequenzen aufgrund der ständig fließenden Drosselströme nicht geeignet.

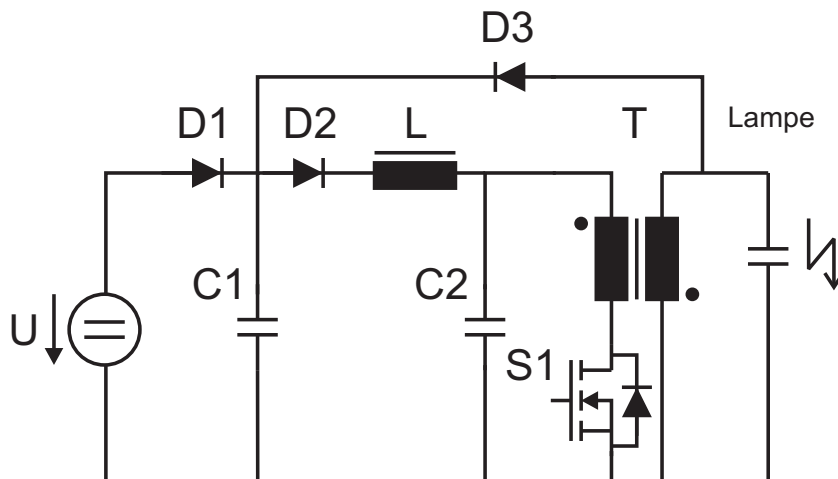


Abbildung 2.9: Unipolares Vorschaltgerät der Firma Osram [19]

2.3 Der Impulsbetrieb

1998 berichteten Vollkommer und Hitschke [17] über eine Betriebsweise von Excimer Strahlern, die den Lampenwirkungsgrad im Gegensatz zum Sinusbetrieb bis zu einem Faktor drei verbesserten. Im Jahr 2000 wurde diese Aussage von Carman und Mildren [18] bestätigt. Diese Betriebsweise beinhaltet einen Spannungspuls, mit einer Anstiegszeit der Lampenspannung von ca. 90 V/ns , einer Pulsweite von etwa $1 \mu\text{s}$ und einer Pulspause im Bereich von ca. $10 \mu\text{s}$ bis $310 \mu\text{s}$. Um diese Betriebsart in einer Massenproduktion einzusetzen, wurde bei der Firma Osram ein Betriebsgerät entwickelt [19], das in Abbildung 2.9 zu sehen ist. Es hat einen elektrischen Gerätewirkungsgrad von bis zu $\eta_{el} = 88\%$ [20]. Das Prinzip der Pulserzeugung besteht in einem Kondensator C_2 , der sich beim Schließen des Schalters $S1$ über der Primärseite des Transformators bzw. des Impulsübertragers entlädt. Wegen des entgegengesetzten Wicklungssinns von Primär- und Sekundärseite des Transformators wird an der Lampe ein negativer Spannungsanstieg in Bezug auf Masse erzeugt. Während des negativen Spannungsanstiegs zündet die DBE. Die erzeugte negative Lampenspannung schwingt nach Erreichen der Maximalspannung zurück. Dabei bilden die Lampenkapazität und die Induktivität des Impulswandlers (Transformator) einen Schwingkreis. Die in den positiven Bereich umschwingende Lampenspannung ist über die Rückspeisediode $D3$ mit der Zwischenkreisspannung verbunden, so dass die Restenergie des Lampenkreises in den Kondensator $C1$ zurückgespeist wird. Während der

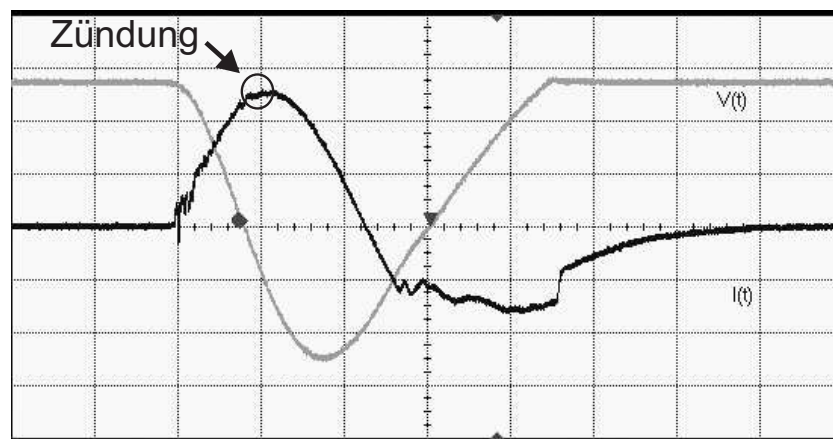


Abbildung 2.10: Lampenstrom und Lampenspannung des Systems Xeradex 20 W mit Betriebsgerät; $t = 500 \text{ ns/div}$; $U = 1 \text{ kV/div}$; $I = 200 \text{ mA/div}$

Rückspeise-Phase kann kein Schwingen aufkommen. Lampenstrom und Lampenspannung sind für dieses Konzept in Abbildung 2.10 zu sehen.

Die Drossel L wirkt in dieser Schaltung zusammen mit der Diode $D2$, der Kapazität $C2$ und dem Schalter $S1$ als Hochsetzsteller. Je nach Bedarf kann die Höhe der anliegenden Spannung an der Primärseite des Impulswandlers über die Abstimmung der Bauteile variiert werden.

Um einen optimalen Gerätewirkungsgrad zu erhalten, muss zusätzlich auf geringe Schaltverluste des Schalters $S1$ geachtet werden. Beim Einschalten wird der Entladestrom aus der Kapazität $C2$ durch die Streuinduktivität des Impulswandlers gehemmt, so dass der Stromfluss beim Einschalten begrenzt wird. Nachdem der Kondensator $C2$ völlig entladen ist, kann während des Zurückschwingens des Lampenschwingkreises der Schalter stromlos geöffnet werden, da die Stromrichtung auch an der Primärseite des Impulswandlers dreht. Die Inversdiode des MOSFET wird leitend und es kann spannungsfrei ausgeschaltet werden. Da es sich hier um resonante Schaltvorgänge handelt, kann die Länge des Spannungspulses unter Beibehalten des optimalen Wirkungsgrads nur dann geändert werden, wenn die resonanten Bauelemente, einschließlich der Lampenkapazität, auf die gewünschte Pulsform angepasst werden.

Ein Überblick über weitere Schaltkonzepte um den Impulsbetrieb zu ermöglichen ist in [21] zusammengestellt. Hier werden verschiedene Arten von hauptsächlich resonanten Inverterkonzepten genutzt, um eine DBE zu betreiben. Ein unkonventionelles Prinzip ist die Idee, den Transformator-

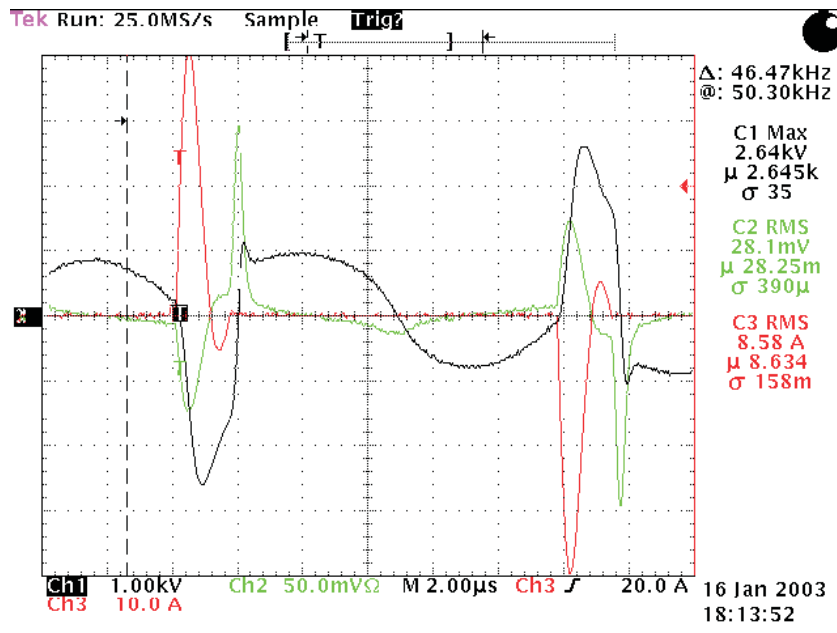


Abbildung 2.11: Verlauf von Spannung und Strom eines Betriebsgeräts mit Transformator, der in Sättigung getrieben wird [21]; Ch1: Lampenspannung (1 kV/div); Ch2: Lampenstrom (20 A/div); Ch3: Primärstrom (10 A/div)

kern in Sättigung zu treiben, so dass die Spannung über dem Transformator zusammenbricht [22]. Nachdem die Lampe gezündet hat, bricht die Spannung, die über dem Transformator anliegt, zusammen (Abbildung 2.11), da der Transformator kern in Sättigung gerät. Dadurch wird die Lampenkapazität kurzgeschlossen. Es wird eine Rückzündung mit schnell abfallender Spannungsflanke erzeugt.

2.4 Vor- und Nachteile der vorgestellten Konzepte aus elektrischer Sicht

Um das beste Betriebsgerät zur Anregung einer dielektrisch behinderten Entladungslampe zu finden, reicht es nicht aus, die elektrischen Gerätewirkungsgrade zu vergleichen. Es muss das gesamte System, d.h. Betriebsgerät und Lampe, in Betracht gezogen werden. Die von der Lampe absolut emittierte Leistung darf nicht unterschlagen werden. Hier werden zunächst die elektrischen Konzepte gegenübergestellt.

- Der größte Vorteil bei der **hochfrequenten Sinusanregung** ist die Tatsache, dass mit dieser Betriebsweise bis heute die größte bekannte Leistung in eine DBE eingekoppelt wird. So wurde am Lichttechnischen Institut mit nur einem Betriebsgerät 4 kW elektrische Wirkleistung in einen Excimerstrahler über eine längere Betriebszeit eingekoppelt [23]. Dies ist nur dann möglich, wenn der elektrische Wirkungsgrad im Bereich $\eta_{el} > 90\%$ ist, damit möglichst wenig Wärme von den elektrischen Bauelementen abgeführt werden muss. Abgesehen von der hohen Energieeinkopplung in die Lampe, die mit dem hochfrequenten Sinusbetrieb möglich ist, hat der Lampenwirkungsgrad die geringste Effizienz unter allen Betriebsarten. Somit ist der Systemwirkungsgrad trotz des hohen elektrischen Gerätewirkungsgrads im Vergleich zu gepulsten Betriebsarten schlechter.
- Der geringe Lampenwirkungsgrad des Sinusbetriebs hängt unter anderem auch mit der geringen Anstiegs- und Abfallflanke der Lampenspannung zusammen. Der **Rechteckbetrieb** nimmt sich dieser Problematik an. Mit ihm werden steile Anstiegsflanke erzeugt. Damit handelt man sich jedoch das Problem höherer Verluste in den Schaltern ein, da bei steilen Spannungsflanken resonantes Schalten nur noch eingeschränkt möglich ist. Wie bereits in Kapitel 2.2 angesprochen, ist der Transformator das Element mit den höchsten Anforderungen. Im Gegensatz zum Sinusbetrieb, bei dem der Transformator nur für die Betriebsfrequenz ausgelegt sein muss, treten beim idealen Rechteckbetrieb alle Frequenzen auf. Beim nicht idealen Rechteckbetrieb sind die Anforderungen immer noch sehr hoch. Dabei spielen die Streuinduktivität, die parasitäre Kapazität und die Sättigung des Kerns, die mit der Spannungs-Zeit-Fläche zusammenhängt, eine große Rolle.
- Bei dem Rechteckbetrieb, der mit einer reinen H-Brücke ohne zusätzliche Schaltkomponenten realisiert wird, ist die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung von der Lampenkapazität und der Impedanz der vorgeschalteten Gleichspannungsquelle abhängig. Mit dem **RPI-Rechteckbetrieb mit variabler Flankensteilheit** ist diese Abhängigkeit nicht mehr gegeben. Steht ein optimaler Transformator zur Verfügung, kann mit dieser Schaltung ein bipolares Spannungssignal im kV-Bereich erzeugt werden, bei dem sowohl die an-

steigende als auch die abfallende Flanke genau vorgegeben sind und nicht von der Last bestimmt werden. Dabei werden die Geschwindigkeiten der Spannungsflanken mit den Hilfsinduktivitäten L_A und L_B eingestellt. Problematisch sind die Verluste, die in dieser Schaltung entstehen. Bedingt durch das Schaltprinzip, fließen während des Betriebs ununterbrochen Blindströme, die für eine resonante Schaltweise notwendig sind. Somit sind die Schaltverluste gering, die ohmschen Verluste dafür umso höher. Ein weiterer Schwachpunkt bei dieser Schaltweise ist die eingeschränkte Einstellbarkeit des Puls-Pausen-Verhältnisses. In [24] wurde veröffentlicht, dass sich gerade bei kurzen Pulsen im Bereich von ca. $1\ \mu s$ bis $3\ \mu s$ die optimale Betriebsart für DBEs befindet. Diese Pulslängen können mit dem Betriebsgerät nicht erreicht werden.

- Der unipolare **Impulsbetrieb** kommt sowohl in der Anregung der Lampe, als auch im Gerätewirkungsgrad $\eta_{el} = 88\%$ dem Optimum am Nächsten. Durch das verlustarme Schalten und die effektive Rückspeisung nicht benötigter Energie in die Spannungsversorgung, wird dieses Schaltprinzip zusammen mit der Lampe zu einem effizienten System. Trotz dieser verlustarmen Schaltweise ist das Gerät im Stande Spannungsanstiegszeiten im Bereich von $6,5\ \text{kV}/\mu s$ zu generieren. Diese Schaltweise eignet sich jedoch nur für Lampenleistungen im Bereich von ca. 20 W bis 100W. Da der Kern des Transformators magnetisch nur in eine Richtung angesteuert wird, wird für höhere Leistungen das notwendige Kernvolumen zu groß. Zudem werden die Ströme in dem Schalter bei hohen Lampenleistungen zu groß. Damit ist dieses Prinzip, trotz des geringen Bauteileaufwands, nicht mehr wirtschaftlich. Der hohe Gerätewirkungsgrad setzt ein genaues Anpassen des Betriebsgeräts an die Lampe voraus, da die Lampe mit den Komponenten des Betriebsgeräts einen Schwingkreis bildet. Ist eine Veränderung der Betriebsfrequenz erwünscht, so müssen die Bauelemente des Schwingkreises auf die neue Betriebsfrequenz angepasst werden.

3 Elektrisches Lampenmodell einer DBE

Das Hauptziel dieser Arbeit ist der Entwurf und die Realisierung einer Schaltung, die eine Barrierenentladung optimal anregt. Es wurden verschiedene Schaltvarianten simuliert, um deren Tauglichkeit festzustellen. Dabei kann sich das Verhalten einer simulierten Schaltung der Wirklichkeit nur soweit annähern, wie sich das Modell der Last annähert. Bereits bestehende Modelle unterscheiden sich in ihrem Anspruch der physikalischen Genauigkeit und der damit verbundenen Komplexität. Es gibt bereits einige Versuche das Entladungsverhalten einer DBE zu simulieren [25], [26], [15]. Die meisten globalen Modelle, die für eine Schaltungssimulation geeignet wären, befassen sich mit der Sinusanregung. Für simulierte Spannungspulse sind diese jedoch nicht geeignet. Zusätzlich ist das Erstellen eines DBE-Modells schwierig, da noch nicht alle dominanten Mechanismen vollständig verstanden sind. Im Folgenden wird auf die wesentlichen Entladungsmechanismen in einer DBE eingegangen, um mit diesen Erkenntnissen auf ein makroskopisches Modell zu schließen, welches das elektrische Verhalten einer DBE in Hinsicht auf Lampenspannung, Lampenstrom und somit auch Lampenleistung nachbildet. Das Modell soll in der Lage sein das Verhalten einer DBE sowohl bei Sinusanregung als auch bei Pulsanregung wiederzugeben.

3.1 Zündmechanismen in einer Gasentladung

3.1.1 Ionisierung durch Elektronen im Gas

Unabhängig von der Art einer Gasentladung wird die erste Zündung dadurch eingeleitet, dass ein ausreichend großes elektrisches Feld E im Entladungsraum auf ein freies Elektron eine Kraft ausübt und dieses in Feldrichtung beschleunigt. Durch die Grundionisierung des Gases aufgrund

von kurzwelliger Höhenstrahlung und thermischer Bewegung ist das Vorhandensein eines freien Elektrons immer gewährleistet [1]. Befindet sich das Elektron an der Stelle $x = 0$, so führt es aufgrund von Stößen mit neutralen Atomen eine ungeordnete Bewegung aus. Im Mittel schreitet es jedoch in Richtung des elektrischen Feldes voran. Hat das Elektron ausreichend Energie aufgenommen, so wird mit dieser ein neutraler Stoßpartner ionisiert und es entsteht ein weiteres freies Elektron. Dabei gibt das ursprüngliche Elektron seine Energie ab und muss von Neuem beschleunigt werden, um ein weiteres Atom zu ionisieren. Es entsteht eine Elektronenlawine, die sich auf die Anode hin bewegt. Die Anzahl der Elektronen verhält sich nach folgender Formel:

$$N = N_0 \cdot \exp(\alpha d) \quad (3.1)$$

N_0 ist die Zahl der Startelektronen an der Stelle $x = 0$. d ist der Abstand von dem Ausgangspunkt $x = 0$ in Feldrichtung und α ist die Elektronenionisierungszahl oder Erster Townsendscher Ionisierungskoeffizient. α gibt an, wie viele Ionen im Mittel durch ein Elektron auf einer Wegstrecke von 1 cm in Feldrichtung erzeugt werden. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, hängt α zum einen von dem Verhältnis $\frac{E}{p}$ ab und zum andern direkt von p , so dass gilt:

$$\alpha = p \cdot f\left(\frac{E}{p}\right)$$

3.1.2 Driftstrom von Elektronen und Ionen

Werden N_0 Elektronen von der Kathode ausgelöst oder befinden sich diese vor der Kathode und werden durch ein anliegendes Feld in Richtung der Anode beschleunigt, wie im Fall der DBE, so bewirken diese einen Elektronenstrom

$$\begin{aligned} I_e(t) &= \frac{e}{\tau_e} \cdot N_0 \cdot \exp(\alpha x) \\ &= \frac{e}{\tau_e} \cdot N_0 \cdot \exp(\alpha u_e t) \quad \text{für } 0 \leq t \leq \tau_e \quad . \end{aligned}$$

Dieser Strom (Abbildung 3.2 links) fließt nur so lange, bis die Elektronenlawine an die anodenseitige Barriere des Gasraums gelangt. Bei Erreichen der Barriere sinkt der Strom auf null. τ_e ist die Laufzeit dieser Lawine, die

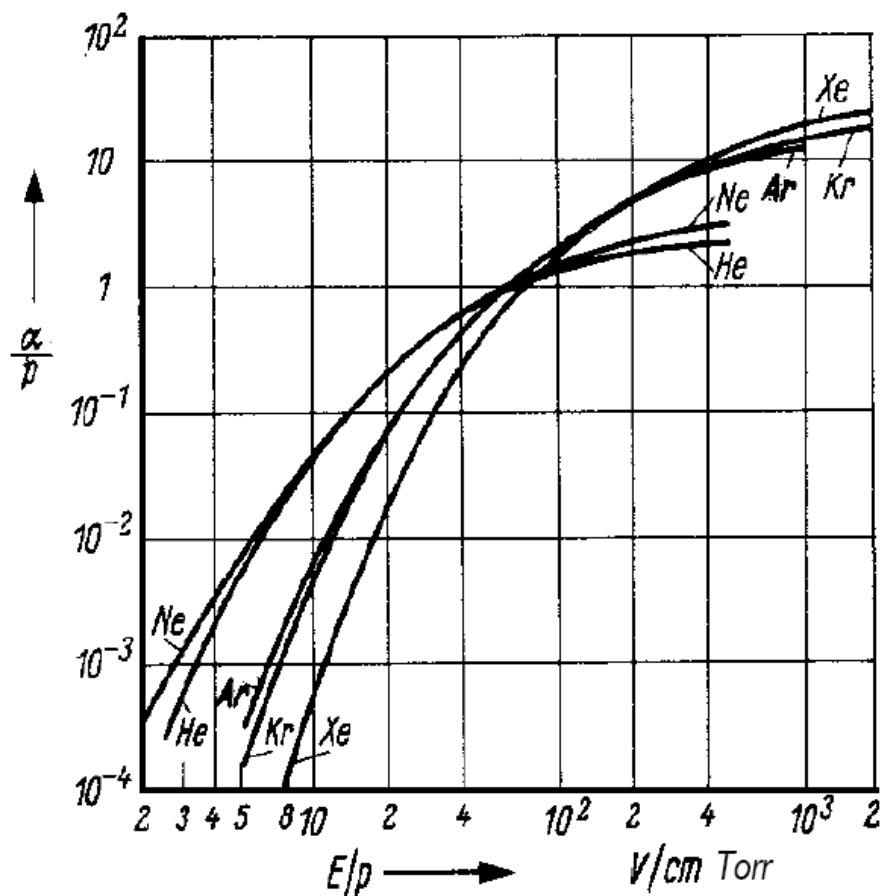


Abbildung 3.1: Elektronen-Ionisierungszahl α/p für verschiedene Edelgase [1]

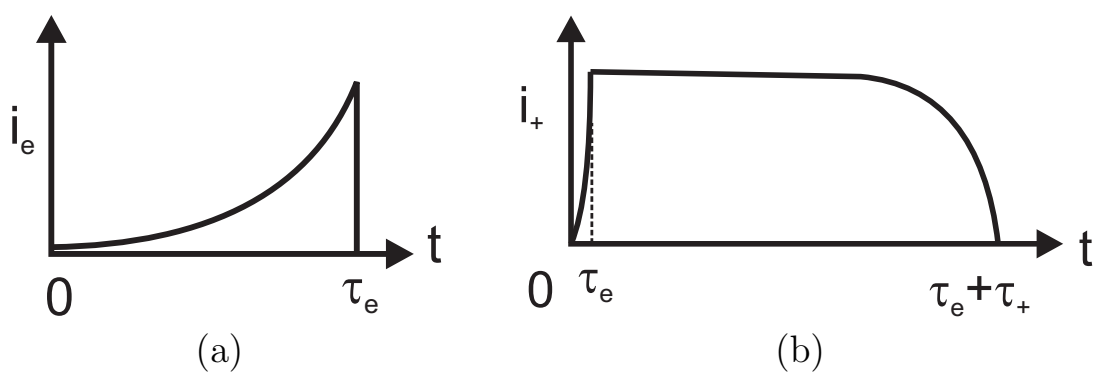


Abbildung 3.2: (a) Strom der Elektronen einer Lawine, die durch ein Startelektron ausgelöst ist; (b) Strom der positiven Ionen einer Lawine, die durch ein Startelektron ausgelöst ist [1]

sich aus der Driftgeschwindigkeit u_e der Elektroden im angelegten Feld und der geometrischen Ausdehnung in Feldrichtung des Entladungsraums d ergibt¹.

$$\tau_e = \frac{d}{u_e}$$

Durch die erheblich größere Masse der entstandenen Ionen erscheinen diese im Vergleich zu den Elektronen zunächst als stationär. Für die Driftgeschwindigkeit der Ionen u_+ im Feld gilt $u_+ \ll u_e$. Der Ionenstrom, der während der Laufzeit der Elektronenlawine fließt, beträgt [1]:

$$\begin{aligned} I_+(t) &= \frac{e N_0}{\tau_+} \cdot \left(\exp(\alpha u_e t) - \exp\left(\alpha \cdot \frac{u_+ u_e}{u_+ + u_e} \cdot t\right) \right) \quad \text{für } 0 \leq t \leq \tau_e \\ &\approx \frac{e N_0}{\tau_+} \cdot (\exp(\alpha u_e t) - \exp(\alpha u_+ t)) \\ &\approx \frac{e N_0}{\tau_+} \exp(\alpha u_e t) \end{aligned}$$

Während der Laufzeit der Elektronenlawine wächst der Ionenstrom und der Elektronenstrom exponentiell an (Abbildung 3.2). Ist die Laufzeit der Elektronenlawine beendet, d.h. ist $t > \tau_e$, werden keine weiteren Ionen gebildet, wenn davon ausgegangen wird, dass die Ionenwolke keine weiteren Atome ionisiert. Solange $u_+ \cdot t \ll d$ gilt, ist der Ionenstrom annähernd konstant.

$$\begin{aligned} I_+(t) &= \frac{e N_0}{\tau_+} \cdot \left(\exp(\alpha d) - \exp\left(\alpha \cdot \frac{u_+ u_e}{u_+ + u_e} \cdot t\right) \right) \quad \text{für } \tau_e \leq t \leq \tau_+ \\ &\approx \frac{e N_0}{\tau_+} \cdot (\exp(\alpha d) - \exp(\alpha u_+ t)) \end{aligned}$$

Gegen Ende der Laufzeit nimmt der positive Ionenstrom ab und geht auf Null zurück.

¹Im Falle der DBE wird die Ausdehnung des Entladungsraums in Feldrichtung als Gapabstand bezeichnet.

3.1.3 Nachfolge-Lawinen und die Townsendsche Zündtheorie

Gelangt nun die Ionenwolke an die Kathode des Entladungsraums, so kann diese abhängig vom Kathodenmaterial eine gewisse Anzahl an neuen Elektronen herauslösen. Die Anzahl an Elektronen, die von einem Ion herausgelöst werden kann, wird mit der Oberflächen-Ionisierungszahl γ_0 bezeichnet, d.h. nach dem Auftreffen der Ionenwolke auf der Kathode sind

$$N_1 = \gamma_0 \cdot \exp(\alpha d)$$

neue Elektronen an der Kathodenoberfläche entstanden. Die Gewinnung von Elektronen über Volumenionisierung durch positive Ionen wird mit dem Koeffizienten γ_1 beschrieben.

Ein weiterer Prozess zur Erzeugung von Elektronen an der Kathode wird durch Photonen hervorgerufen. Dabei wird davon ausgegangen, dass jedes Photon, das an der Kathode ankommt, ζ neue Elektronen befreit. Wie viele Photonen wirklich an der Kathode ankommen, hängt von der Geometrie des Entladungsgefäßes bzw. der Elektrodenanordnung ab. Dabei wird die Zahl der ankommenden Photonen an der Kathode um so größer, je kleiner der Plattenabstand (Gap) gegenüber den Plattendimensionen (Elektrodenflächen) ist. Die Gewinnung neuer Elektronen an der Kathode durch Photonen bei Vorhandensein einer Ausgangszahl von Elektronen wird auch wieder mit einem Koeffizienten γ_2 bezeichnet. Alle drei Ionisierungsmechanismen, die zur Gewinnung von Sekundärelektronen beitragen, werden zum Zweiten Townsendschen Ionisierungskoeffizient $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$ zusammengefasst. Die Townsendsche Zündbedingung besagt, dass der Strom zwischen zwei planparallelen Elektroden aufrecht erhalten wird, wenn gilt:

$$\mu = \gamma (\exp(\alpha d) - 1) = 1 \quad (3.2)$$

Wird diese Bedingung erfüllt, entstehen in der Entladung soviel Elektronen, dass der Stromfluss nicht abreißt. Voraussetzung für diese Zündbedingung ist, dass Verzerrungen des von außen aufgeprägten elektrischen Feldes durch Raumladungen zu vernachlässigen sind.

Werden α und γ aus Gleichung 3.2 in Abhängigkeit von dem Verhältnis von Feldstärke zu Druck E/p geschrieben, so ergibt sich, dass die benötigte Zündspannung für eine selbständige Entladung von dem Produkt aus

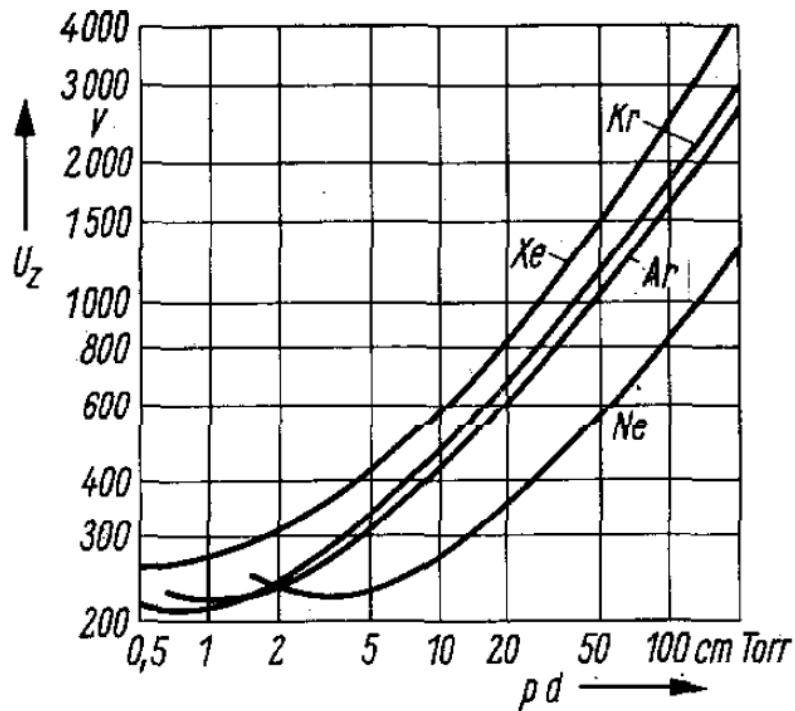


Abbildung 3.3: Zündspannung für verschiedene Edelgase zwischen parallelen ebenen Elektroden bei 0 °C [1]

Elektrodenabstand und Gasdruck abhängt. Diese Abhängigkeit wird in dem Paschengesetz beschrieben und in Abbildung 3.3 für Edelgase dargestellt.

$$\begin{aligned}
 U_Z &= \Phi(p d_Z) \\
 &= B \cdot \frac{p d_Z}{\ln(p d_Z) + \ln \frac{A}{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})}}
 \end{aligned}$$

A und B sind empirische Konstanten, mit denen die Funktion an die gemessenen Zündspannungen angepasst wird. Im Bereich von $\frac{E}{p} = 200$ bis 800 V/cm Torr (mit $1 \text{ Torr} = 133,32 \text{ Pa}$) gelten für Xenon die Werte $A = 26$ und $B = 350$.

Sind nun N_0 Startelektronen an der Kathode vorhanden und werden diese durch ein Feld E zur Anode beschleunigt, so werden neue Startelektronen an der Kathode durch Photonen oder Ionen erzeugt. (In Edelgasen, bei Verwendung sehr reiner Elektroden, werden die Anfangselektronen für die Nachfolge-Lawine überwiegend durch positive Ionen aus der Kathode ausgelöst [1]). Die neuen Startelektronen werden in dem elektrischen Feld

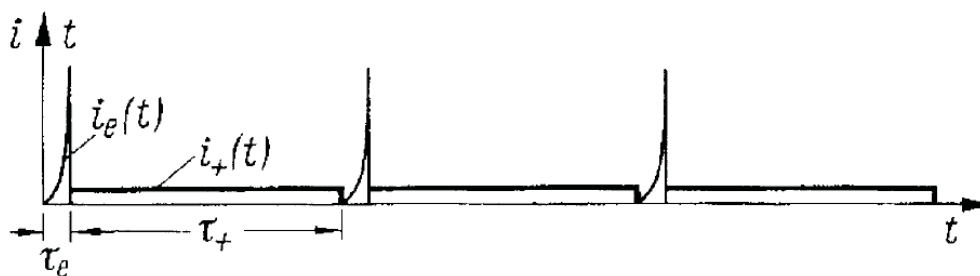


Abbildung 3.4: Elektronen und Ionenströme von Lawinen, wenn Nachfolge-Lawinen nur durch positive Ionen aus der Kathode herausgelöst werden [1]

beschleunigt. Eine Nachfolge-Lawine entsteht. Würden alle Sekundärelektronen ausschließlich durch positive Ionen aus der Kathode gelöst, kann erst eine Nachfolge-Lawine von der Kathode starten, wenn die Ionenwolke an der Kathode ankommt. Elektronen- und Ionenstrom wären, abhängig von den Laufzeiten, zeitlich zum größten Teil getrennt. Der zeitliche Stromverlauf ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Dabei ist τ_e die Laufzeit der Elektronenlawine und τ_+ die Laufzeit der Ionenwolke.

Werden die Nachfolge-Elektronen durch Photonen aus der Kathode ausgelöst, so verkürzt sich der zeitliche Abstand der einzelnen Elektronenlawinen. Geht man davon aus, dass Photonen bereits emittiert werden, bevor eine Elektronenlawine an der Anode angelangt ist, so überlagern sich die Elektronenströme verschiedener Elektronenlawinen wie in Abbildung 3.5 skizziert. Gilt nun $\mu < 1$ für Gleichung 3.2, so bricht die Folge der Nachfolge-Lawinen nach wenigen Gliedern ab. Diese Zündbedingung gilt auch für die DBE-Entladung, da nur eine begrenzte Anzahl an Elektronen aus dem kathodenseitigen Dielektrikum herausgelöst werden kann. Zum Vergleich werden Elektronenlawinen und ihre Nachfolge-Lawinen bei verschiedenen μ in Abbildung 3.6 dargestellt.

3.1.4 Zündung im Kanalaufbau - die Streamer Theorie

Wie bereits erwähnt, hat die Townsendsche Zündtheorie nur dann ihre Gültigkeit, wenn keine wesentlichen Verzerrungen des angelegten äußeren Feldes durch Raumladungen (z.B. Ionenansammlungen) entstehen. Bei

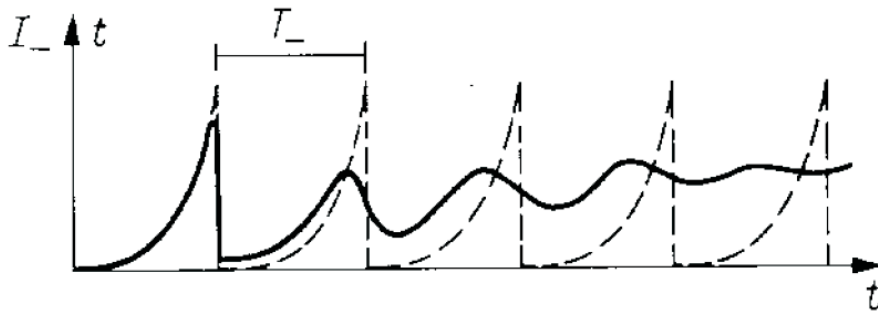


Abbildung 3.5: Elektronenstrom für $\mu = 1$ bei Erzeugung der Nachfolgerelektronen durch Photonen; Photonen werden emittiert, wenn eine Elektronenlawine die Anode erreicht (*gestrichelt*); Photonen werden bereits während der Laufzeit der Elektronenlawine emittiert (*durchgezogen*) [1]

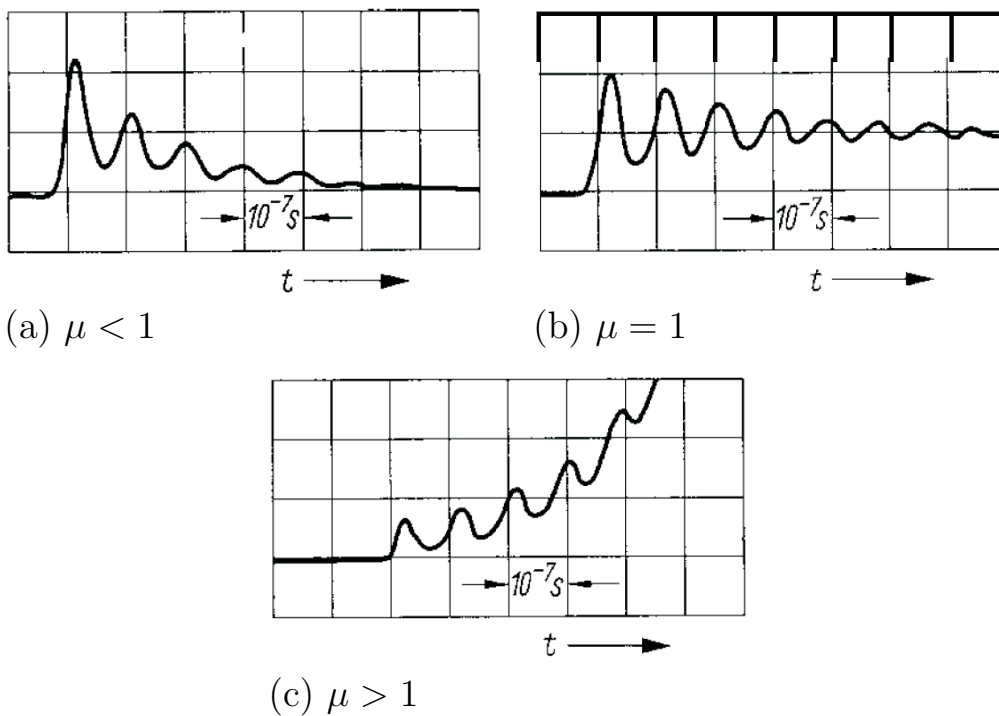


Abbildung 3.6: Relativer Stromverlauf der Elektronenlawinen für verschiedene μ [1]

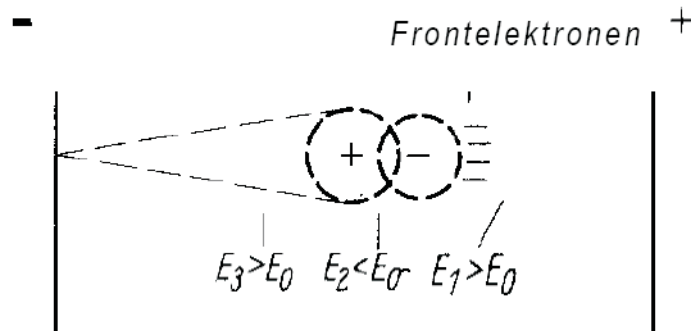


Abbildung 3.7: Feldverzerrung beim Kanalaufbau

Werten von $\alpha \cdot d > 20$ kommt es zu einer Überhöhung der inneren Feldstärke, die in der Größenordnung der äußeren Feldstärke liegt und damit zu einer Veränderung des Aufbaus der Elektronenlawinen. Die Ionenausbeute ist erheblich größer als die in der Townsendentladung. An dem Ort, an dem sich die größte positive Raumladungsdichte befindet, ist der Ursprung eines Streamers, unabhängig davon, ob er sich in Richtung der Kathode (kathodenseitiger Streamer) oder in Richtung der Anode (anodenseitiger Streamer) ausbreitet. Die Feldstärke im Entladungsraum wird wie in Abbildung 3.7 in drei Bereiche unterteilt.

1. Bereich zwischen Kathode und Ionenansammlung: das Feld E_3 ist größer als das ursprünglich von aussen angelegte Feld E_0
2. Bereich zwischen Ionenansammlung und Elektronenlawine: $E_2 < E_0$
3. Bereich zwischen Elektronenlawine und Anode: $E_1 > E_0$

Unterstützt wird der Streameraufbau wesentlich durch die Photoionisierung des Gases [27]. Sekundärelektronen aus der Kathode sind für diesen Prozess von geringer Relevanz.

Im Folgenden wird die Theorie für den kathodenseitigen Streamer erklärt, der in Abbildung 3.8 (a) schematisch für zwei Zeitpunkte abgebildet ist: Die erste Elektronenlawine wandert von der Kathode in Richtung der Anode. Noch bevor diese Elektronenlawine die Anode erreicht, werden durch Photonen, die aus dem Bereich der positiven Raumladungen emittiert werden Atome ionisiert [28] [27]. Es entstehen kathodenseitig nun neue Elektronen an verschiedenen Orten, die an den Bereich des Lawinenkanals angrenzen. Da sich die neu gebildeten Elektronen in einem sehr starken

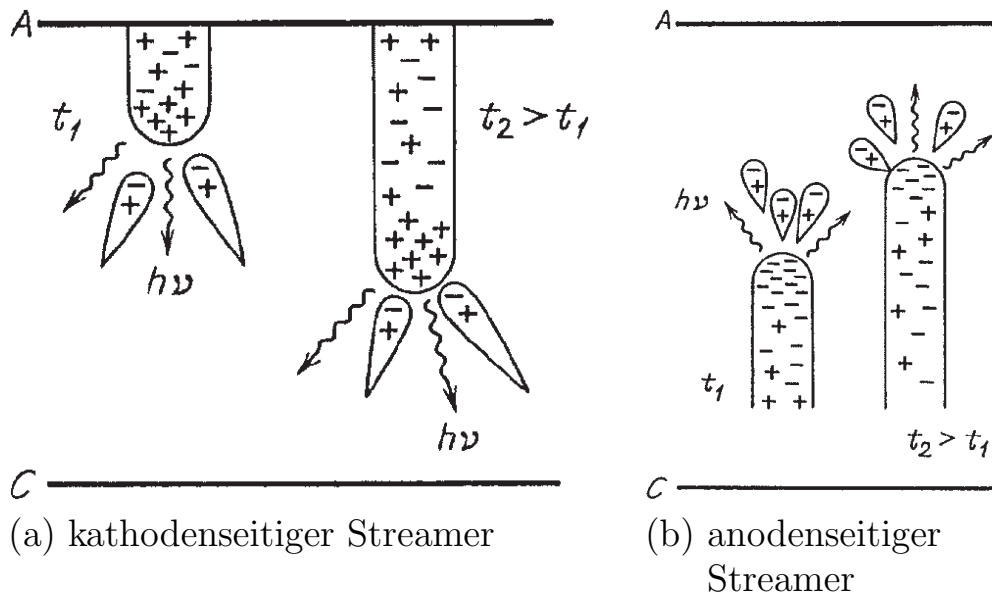


Abbildung 3.8: Streamermechanismen [27]

elektrischen Feld befinden, werden sie in Richtung der positiven Raumladung bzw. der Anode beschleunigt. Weitere Elektronenlawinen entstehen. Diese ionisieren Atome vor dem positiven Raumladungsfeld. Die sekundären Elektronenlawinen bilden mit dem Ionenfeld der primären Elektronenlawine ein quasi neutrales Feld. Weitere Photonen werden in Richtung Kathode emittiert. Sekundäre Ionen ziehen wiederum neu gebildete Elektronen an. Der Streamer breitet sich in Richtung Kathode aus, bis er dort zum Erliegen kommt.

Der anodenseitige Streamer verhält sich annähernd wie eine fortschreitende Elektronenlawine. Dabei kommt es anodenseitig zusätzlich zur Photoionisierung von Atomen.

Zwischen Anode und Kathode bildet sich ein Plasmaschlauch aus. Zum Vergleich stehen Driftgeschwindigkeiten von Elektronenlawinen, Ionen und Streamern in Tabelle 3.1. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamer ist aufgrund von Photoionisierung größer als die Driftgeschwindigkeit der Elektronenlawinen bei der Townsendzündung. Zur Streamerentladung sei angemerkt, dass diese bevorzugt in Anordnungen mit großflächigen Elektroden entsteht (z.B. koplanare Anordnung einer DBE).

3.2 Einfluss des Sekundärelektronenkoeffizients γ auf das Entladungsverhalten

	Ausbreitungs- bzw. Driftgeschwindigkeit [cm/s]
Elektronenlawine (Townsend)	10^7
Ionen	10^4 (annähernd ortsfest)
Kanal anodenseitig	7 bis $9 \cdot 10^7$
Kanal kathodenseitig	1 bis $2 \cdot 10^8$

Tabelle 3.1: Ausbreitungs- und Driftgeschwindigkeiten von Elektronen, Ionen und Streamern [1]

3.2 Einfluss des Sekundärelektronenkoeffizients γ auf das Entladungsverhalten

Bei allen Gasentladungslampen beginnt die Entladung mit dem Durchbruch einer Elektronenlawine. Dieser primären Elektronenlawine folgen weitere sekundäre Lawinen. Wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben hängt die Anzahl und die Dimension der sekundären Lawinen elementar davon ab, wie groß die Elektronen-Generationsrate γ an der Kathode ist. Bei Gasentladungslampen, deren elektrisch leitende Elektroden sich im Gasraum befinden, besteht die Möglichkeit, dass kontinuierlich sekundäre Elektronenlawinen entstehen. Somit kann diese Anordnung in eine selbständige Entladung übergehen (Abbildung 3.6 (c)).

Bei beidseitig behinderten Entladungslampen ist die Anzahl der sekundären Elektronenlawinen beschränkt, da nur eine begrenzte Anzahl von Elektronen aus dem Dielektrikum ab- bzw. herausgelöst werden kann. Die Entladung ist nicht in der Lage, in eine selbständige Entladung überzugehen (Abbildung 3.6 (a)). Zusätzlich baut sich im Gasraum ein dem äußeren elektrischen Feld entgegengesetztes Feld auf. Dieses innere Feld wird durch die Ionen im Entladungsraum und den an der Anode angelagerten Elektronen erzeugt. Die Elektronen können an der durch ein Dielektrikum getrennten Anode nicht abfließen, so dass mit jeder Elektronenlawine das im Gasraum vorhandene Gegenfeld anwächst und das resultierende Feld geschwächt wird. Nach einigen Elektronenlawinen ist das resultierende Feld so stark reduziert, dass weitere Sekundärelektronen von der Kathode nicht mehr genügend Energie erhalten, um Atome zu ionisieren. Die Entladung

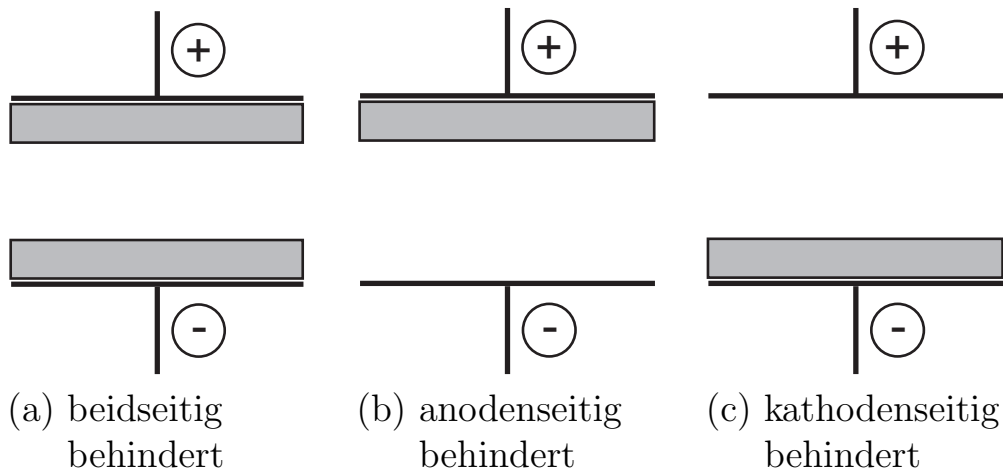


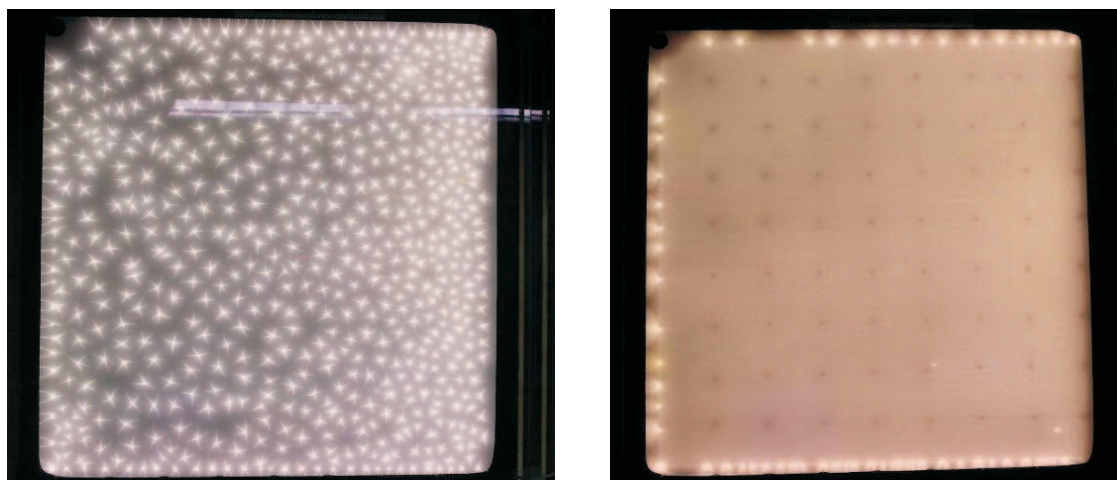
Abbildung 3.9: Barrieraanordnung von DBE

kommt zum Erliegen.

Bei einseitig behinderten Entladungen² hängt der Abbruch der Entladung von der Polarität der Elektroden ab. Ist die Anode mit einer Barriere versehen und ragt die Kathode in den Entladungsraum (Abbildung 3.9 (b)), so ist der Sekundärelektronenkoeffizient γ groß. Die Zufuhr von Elektronen aus der Kathode wird nicht beschränkt. Die Abbruchbedingung wird von dem inneren Gegenfeld vorgegeben, das dadurch entsteht, dass Elektronen, die an der Anode ankommen, nicht abfließen können. Ragt hingegen die Anode direkt in den Entladungsraum und ist die Kathode durch ein Dielektrikum von dem Gasraum getrennt (Abbildung 3.9 (c)), so ist γ klein. Da die Elektronen aufgrund der metallischen Anode abfließen können, kommt die Entladung nicht durch ein anwachsendes Gegenfeld zum Erliegen, sondern dadurch, dass keine weiteren Elektronen aus der Kathode herausgelöst werden können.

Die Abbruchbedingung kann entscheidend über das Entladungsverhalten einer DBE sein. Zum Vergleich wurde eine einseitig behinderte Entladungslampe mit unipolaren Pulsen betrieben. Der Puls wurde so eingestellt, dass die DBE im kathodenseitig behinderten Betrieb keine filamentierte, sondern eine homogene Entladungsform hat. Danach wurden die Lampenanschlüsse vertauscht (anodenseitig behinderter Betrieb) und die elektrischen Parameter zur Anregung der DBE beibehalten. Der einzige Unterschied ist, dass die Lampe in Abbildung 3.10 (a) anodenseitig behindert und in

²Eine Elektrode ist durch ein Dielektrikum vom Gasraum getrennt, die andere Elektrode hat direkten Kontakt mit dem Gasraum.



(a) anodenseitig behinderte Entladung (γ ist gross) (b) kathodenseitig behinderte Entladung (γ ist klein)

Abbildung 3.10: einseitig behinderte Entladungslampe mit identischer elektrischer Anregung

Abbildung 3.10 (b) kathodenseitig behindert betrieben wurde. Dadurch ist die Entladung in der Lampe einmal filamentiert (anodenseitig behindert) und einmal homogen (kathodenseitig behindert). (Die unterschiedlichen Farbtöne der beiden Bilder hängen von der Belichtungszeit der Kamera ab.) Der einzige offensichtliche Unterschied in der Lampe bestand aus einem unterschiedlich großen Sekundärelektronenkoeffizienten γ .

3.3 Elektrisches Modell einer DBE

Um ein Modell zu erstellen, das den elektrischen Eigenschaften einer DBE aus makroskopischer Sicht entspricht, wurden Messdaten herangezogen, die als Vorgabe für das Modell dienen. Anders als in bestehenden elektrischen Modellen [26] [25] wird bei diesem Modell darauf Wert gelegt, dass es sowohl bei Sinusanregung als auch bei Pulsanregung anwendbar ist.

3.3.1 Definition der Größen in einer DBE

In Abbildung 3.11 werden die Größen erklärt, die in dieser Arbeit benutzt werden. Zunächst besteht die untersuchte DBE aus zwei Glasplatten, die zum einen als Behälter für das Gas dienen und zum andern als Barriere

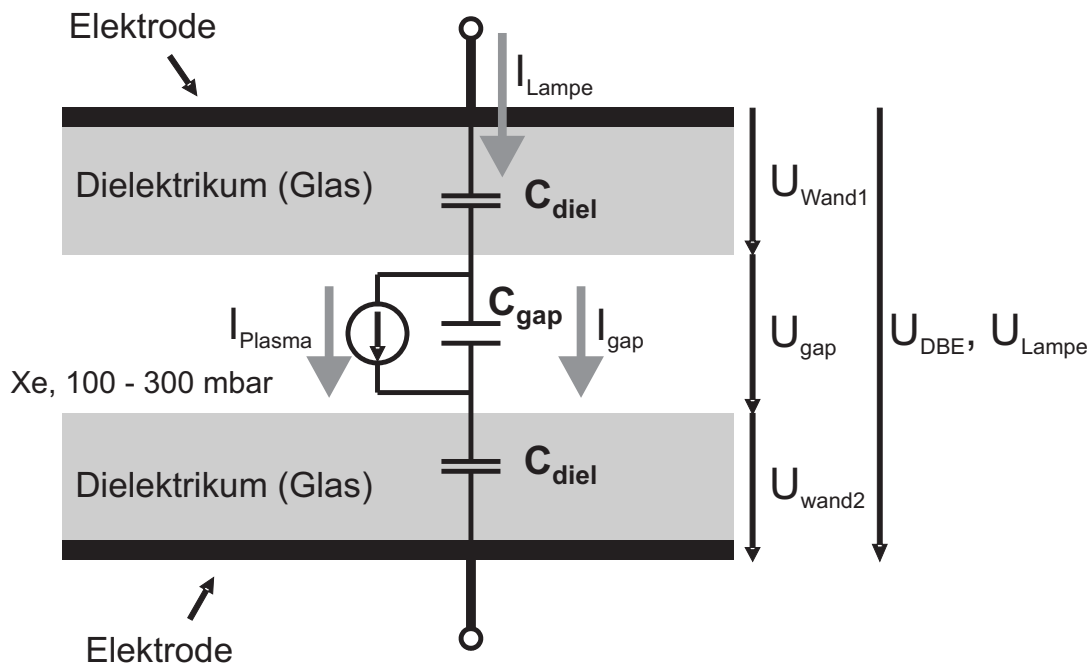


Abbildung 3.11: Reale Grössen in einer DBE

bzw. Dielektrikum (Dielektrisch Behinderte Entladung). Auf den Aussen-seiten der Glasplatten befinden sich Elektroden, von denen zumindest eine licht- bzw. strahlungsdurchlässig ist. An diesen Elektroden wird die **äußere Spannung** oder auch **Lampenspannung** angelegt. Diese Spannung wird mit U_{Lampe} oder U_{DBE} bezeichnet. Die außen angelegte Lampenspannung teilt sich in zwei Spannungsbereiche auf: die **Wandspannung** bzw. **Barrierenspannung** (U_{Wand} , $U_{Barriere}$), die über dem gesamten Dielektrikum abfällt und die **Gapspannung** U_{gap} , die über dem Gasraum anliegt. Kommt es zur Zündung der DBE, so fließt im Gap ein Strom. Dieser Strom, der als **Plasmastrom** I_{Plas} bezeichnet wird, wird in vielen Veröffentlichungen mit Hilfe einer spannungs- und zeitabhängigen Stromquelle beschrieben. Somit setzt sich der äußere Lampenstrom auf den ersten Blick aus den Komponenten I_{gap} und I_{Plas} zusammen. Damit sind alle direkt oder indirekt messbaren elektrischen Größen einer DBE beschrieben. Im Folgenden wird das Verhalten der Stromquelle im Gap analysiert und es werden Lösungsvorschläge gemacht, wie die Stromquelle nachgebildet werden kann.

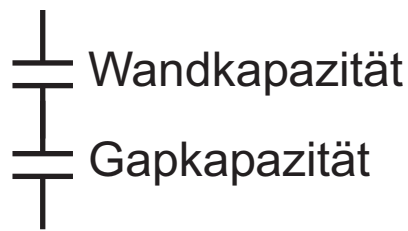


Abbildung 3.12: Lampenmodell im ungezündeten Zustand

3.3.2 Grundlegendes elektrisches Verhalten einer DBE

Betrachtet man die DBE im dynamischen nicht gezündeten Fall unter elektrischen Gesichtspunkten, so entspricht eine dielektrisch behinderte Entladungslampe zwei Kapazitäten, die in Reihe geschaltet sind (Abbildung 3.12). Die Spannung, die über der Wand und diejenige, die über dem Gasraum abfällt, verhält sich wie ein kapazitiver Spannungsteiler. Aus der Stromkontinuität folgt, dass das Produkt aus anliegender Lampenspannung mal Lampenkapazität gleich dem Produkt aus Wandspannung mal Wandkapazität bzw. dem Produkt aus Gapspannung mal Gapkapazität ist.

$$\int Idt = U_{DBE} \cdot C_{DBE} = U_{Wand} \cdot C_{Wand} = U_{gap} \cdot C_{gap}$$

Wird von außen eine Spannung an die Lampe angelegt, beginnt ein Verschiebungsstrom I_D zu fließen, der proportional zur Kapazität und zum Spannungsanstieg pro Zeit ist.

$$I_D = C \frac{dU}{dt}$$

Sind freie Ladungsträger im Gap vorhanden, so kommen zu dem Verschiebungsstrom Driftströme hinzu, die durch das angelegte Feld erzeugt werden (Kapitel 3.1.2). Ist das angelegte Feld nicht ausreichend groß, d.h. es entstehen keine Elektronenlawinen, findet keine Ionisierung und kein Lawineneffekt statt. Die Driftströme existieren dann nur so lange, bis die Elektronen an der Anode bzw. die Ionen an der Kathode angelangt sind. Erst wenn das angelegte Feld ausreichend groß ist, kann eine Elektronenlawine entstehen, die wiederum einen Driftstrom darstellt. Ohne Berücksichtigung weiterer Entladungsmechanismen in einer DBE kann zum Zeitpunkt kurz nach der ersten Elektronenlawine eine Feldverzerrung im Gasraum festgestellt werden. Diese Feldverzerrung basiert zunächst darauf, dass sich die viel schnelleren Elektronen an der Anode anlagern und

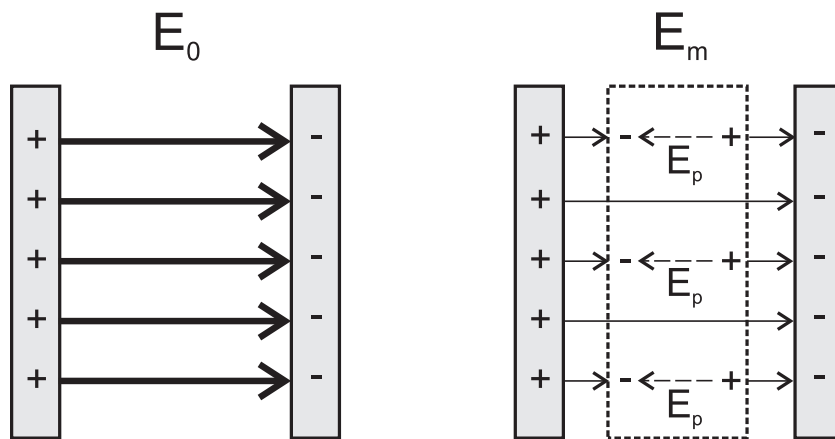


Abbildung 3.13: Feldverlauf im Plattenkondensator - links: ohne Dielektrikum; rechts: mit Dielektrikum

im Gasraum ein Ionenfeld zurücklassen. Die getrennten Raumladungen spannen ein elektrisches Feld E_P auf, das dem von außen angelegten Feld E_0 entgegengesetzt verläuft.

Um auf das kapazitive Verhalten einer DBE schließen zu können, bei der Raumladungen getrennt werden, wird zunächst das Verhalten eines Plattenkondensators betrachtet, in dem ein Dielektrikum eingebracht ist. Im vereinfachten Fall des Plattenkondensators berechnen sich die Kapazitäten der Wand und der Gapkapazität nach

$$C = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{A}{d} \quad (3.3)$$

Dabei ist A die Fläche der Elektrodenplatten, d der Elektrodenabstand, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die Permittivitätszahl. Befindet sich zwischen den beiden Kondensatorelektroden Vakuum, so ist die Permittivitätszahl $\epsilon_r = 1$ und die Kapazität des Kondensators entspricht der Vakuumkapazität. Wird ein Dielektrikum zwischen die Kondensatorelektroden gebracht (Abbildung 3.13), so richten sich die Ladungen des Dielektrikums im elektrischen Feld \vec{E}_0 des Kondensators aus und erzeugen ein Gegenfeld \vec{E}_P im Dielektrikum. Dieses Gegenfeld, das von den Polarisationsladungen des Dielektrikums erzeugt wird, schwächt das ursprüngliche Feld \vec{E}_0 . Das resultierende Feld ergibt sich zu

$$E_m = E_0 - E_P$$

Das Verhältnis aus ursprünglichem Feld zu resultierendem Feld ist die Dielektrizitätszahl ϵ_r .

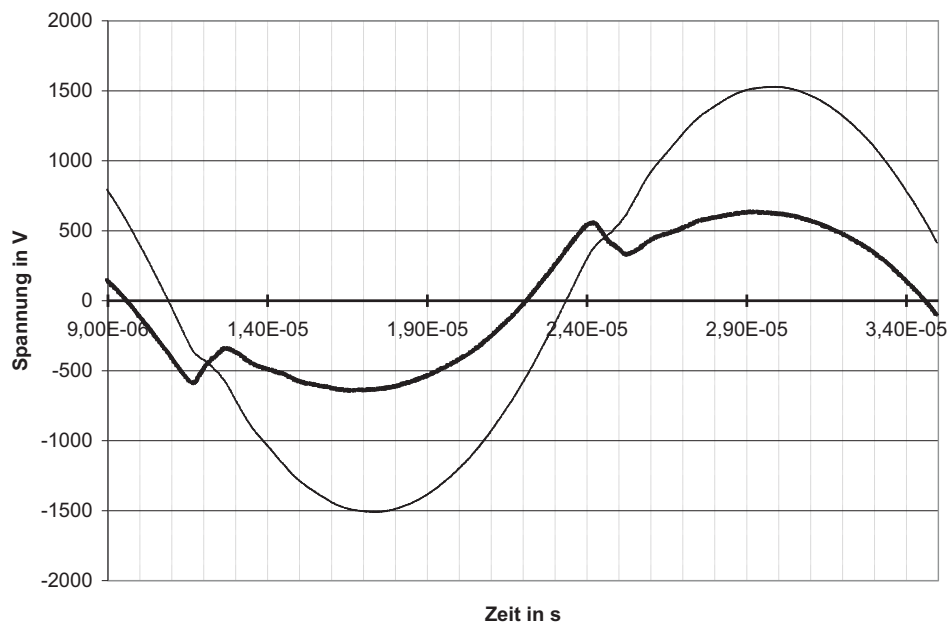
$$\frac{E_0}{E_m} = \epsilon_r \geq 1$$

Wird nun solch ein Dielektrikum in das Feld eines Kondensators eingebracht, sinkt das resultierende elektrische Feld und es können zusätzliche Ladungsträger an den Elektroden des Kondensators gespeichert werden. Dadurch steigt die Kapazität bei Errichten eines Gegenfelds im Innern des Kondensators an. Ist der Kondensator mit einer Spannungsquelle verbunden, während das resultierende elektrische Feld E_m absinkt, so fließen zusätzliche Ladungsträger auf den Kondensator. Ist der Kondensator nicht mit einer Spannungsquelle verbunden, sinkt die äußere Spannung. Dabei gilt für ein homogenes Gegenfeld:

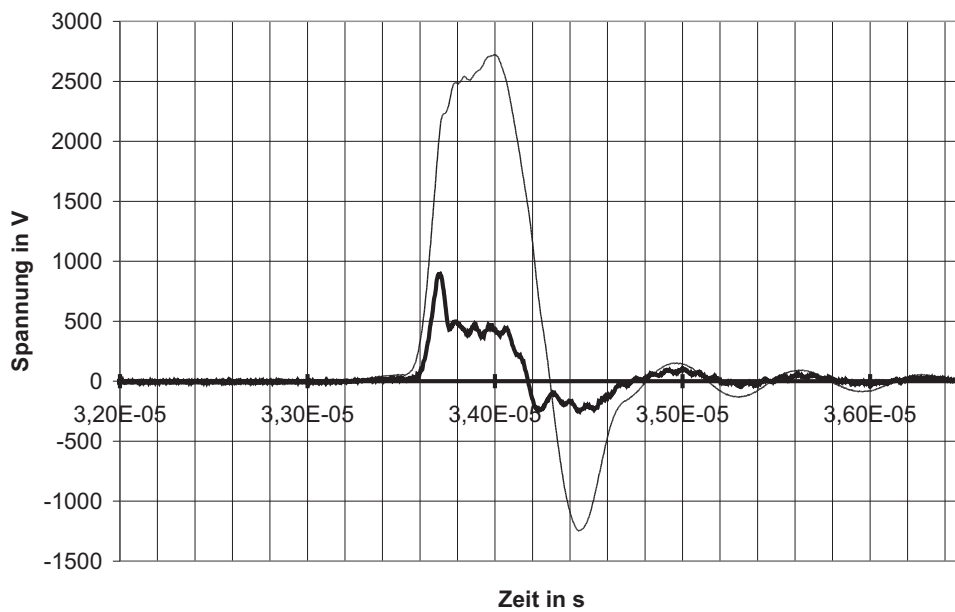
$$\frac{E_0}{E_m} = \frac{U_0}{U_m} = \frac{C_m}{C_0} = \epsilon_r$$

Die Gapspannung an einer DBE verhält sich näherungsweise wie wenn in einem Plattenkondensator ein Dielektrikum eingeschoben wird. Wird die Zündspannung erreicht, d.h. werden im Gasraum der DBE Ladungsträger erzeugt und getrennt, so baut sich ein internes elektrisches Gegenfeld auf. Dies hat zur Folge, dass die Gapkapazität ansteigt und die Gapspannung einbricht, da aufgrund der Barriere nicht ausreichend Ladungsträger nachfließen können. In Abbildung 3.14 ist die Gapspannung sowohl für den Sinusbetrieb, als auch für den Pulsbetrieb dargestellt. Dabei unterscheidet sich die DBE von einer Kapazität mit Dielektrikum im Verhalten der Dielektrizitätszahl. Die theoretische Dielektrizitätszahl einer DBE hat keinen festen Wert. Bei dem internen Feld im Gap handelt es sich um eine dynamische Größe. Vor allem im Sinusbetrieb gibt es Momente, in denen sich das äußere und das innere Feld konstruktiv überlagern. Für diesen Fall gilt $E_m > E_0$; für die Dielektrizitätszahl bedeutet dies $\epsilon_r < 1$. Als weitere Besonderheit existiert der Fall, dass im Gap Raumladungen getrennt sind, jedoch kein äußeres Feld vorhanden ist (Pulsbetrieb). Dies bedeutet $\epsilon_r \rightarrow 0$, die Kapazität bzw. DBE hat den Charakter einer Spannungsquelle und induziert Ströme in den äußeren Stromkreis. Im Folgenden wird die Verteilung der Raumladungen im Gap und die dazugehörigen äußeren Spannungen für den Sinusbetrieb und den Pulsbetrieb betrachtet.

3 Elektrisches Lampenmodell einer DBE



(a) Sinusanregung



(b) Pulsanregung

Abbildung 3.14: Verlauf der Gapspannung bei unterschiedlichen Anregungsarten; dünne Linie: Lampenspannung - dicke Linie: Gapspannung

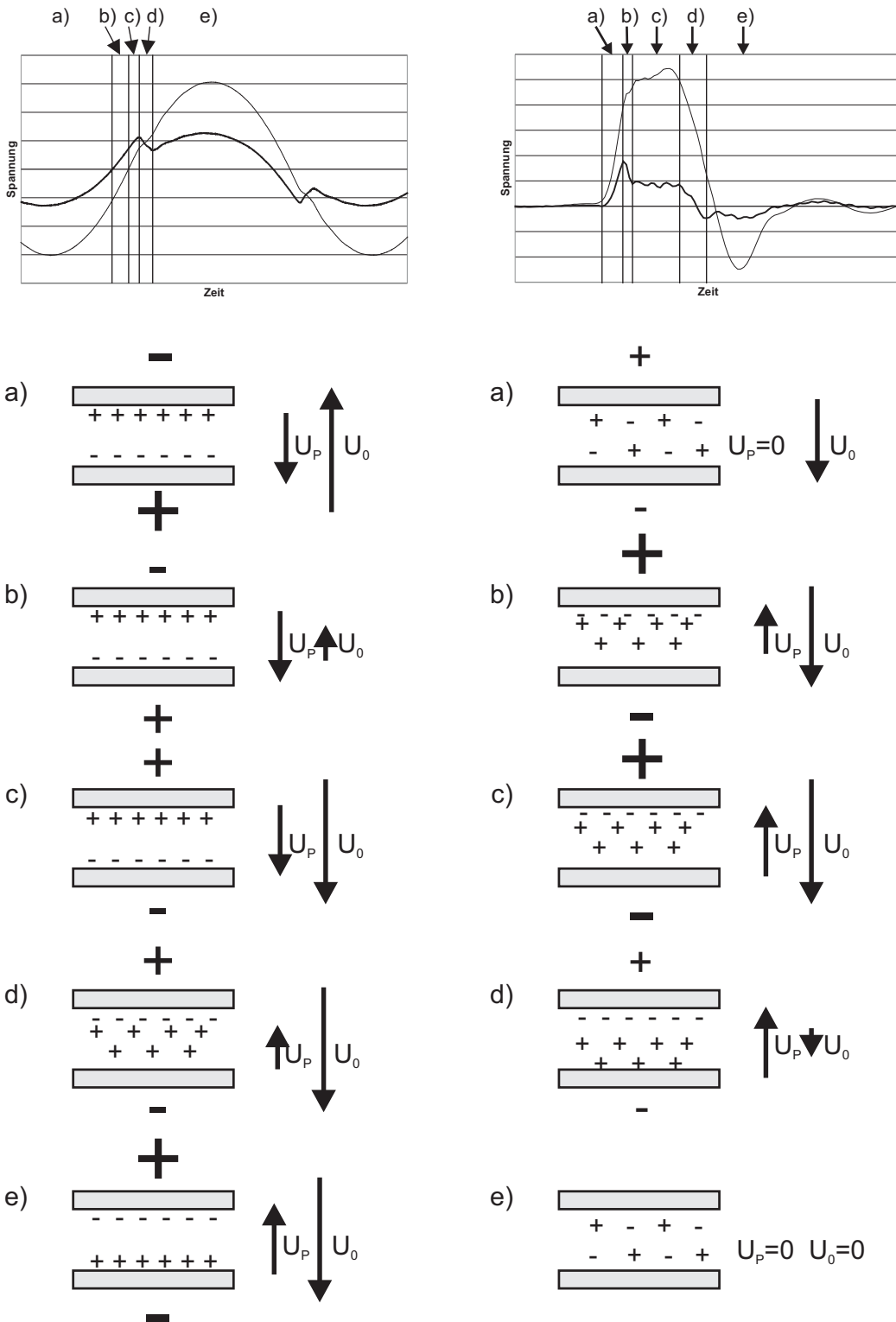


Abbildung 3.15: Ablauf der Entladung (Spannungs-Zeit-Diagramme: dünne Linie - äußere Lampenspannung; dicke Linie - Gapspannung)

Ladungsverteilung im Fall des Sinusbetriebs: (Abbildung 3.15 linke Spalte)

- a) Die Sinusspannung befindet sich in der negativen Halbperiode. Die Entladung hat bereits stattgefunden. Durch die von außen angelegte Spannung U_0 werden die im Gasraum erzeugten Ladungsträger getrennt. Die Ionen haben sich an der Kathode angelagert, die Elektronen an der Anode. Durch die Trennung der Ladungsträger wird ein elektrisches Feld und somit eine Spannung U_P erzeugt, die der äußeren Spannung entgegenwirkt. Die resultierende Spannung, die im Gap anliegt, ist kleiner als wenn sie mit dem kapazitiven Spannungsteiler berechnet werden würde.
- b) Die äußere negative Spannung sinkt auf null Volt. Aufgrund der getrennten Ladungsträger im Gap wird die Gapspannung bereits positiv, obwohl die Lampenspannung noch negativ ist. Es gilt:

$$U_G = U_0 + U_P$$

- c) Die Spannung U_P und die Lampenspannung U_0 überlagern sich konstruktiv, so dass das innere Feld schnell zu großen Werten ansteigt.
- d) Die Bedingung für den Lawinendurchbruch wird erreicht. Es entsteht eine Elektronenlawine, die sehr schnell zur Anode wandert. Dabei hinterlässt die Elektronenlawine eine durch Ionen erzeugte positive Raumladung im Gap. Unabhängig davon, ob es zu einem Kanaldurchbruch kommt (Streamer) oder nicht, erlischt die Entladung nach kurzer Zeit. Trotz des Anstiegs der äußeren Lampenspannung bricht die Gapspannung während des Zündzeitpunkts ein. Da die Elektronen und Ionen durch das äußere Feld getrennt werden, erzeugen sie ein Gegenfeld, das die resultierende Gapspannung reduziert.
- e) Die äußere Lampenspannung steigt weiter an. Da die Entladung zum Erliegen gekommen ist, d.h. da keine weiteren Ladungsträger durch Ionisierung erzeugt werden, folgt die Gapspannung der äußeren Lampenspannung im Sinne des kapazitiven Spannungsteilers, bis die äußere Spannung den Maximalwert erreicht hat und wieder sinkt.

Ladungsverteilung im Fall des Pulsbetriebs: (Abbildung 3.15 rechte Spalte)

- a) Im Gap existiert kein Feld, das durch getrennte Ladungsträger erzeugt wird. Die Spannung U_P ist null. Falls Ionen und Elektronen im Gap existieren, sind diese nicht räumlich getrennt, sondern so durchmischt, dass nach außen kein elektrisches Feld wirkt. Die äußere Lampenspannung U_0 steigt bis zur Zündspannung an. Die am Gap anliegende Spannung verhält sich in erster Näherung wie beim kapazitiven Spannungsteiler.
- b) Die Bedingung für die Lampenzündung wird erreicht. Es entstehen eine oder mehrere Elektronenlawinen, die weitere Ladungsträger generieren. Aufgrund des von außen eingeprägten elektrischen Feldes werden die Ladungsträger getrennt. Dabei lagern sich die Elektronen vor der Anode an, die Ionen sind aufgrund ihrer Trägheit annähernd ortsfest im Entladungsraum. Zusammen erzeugen sie ein Gegenfeld zum von außen eingeprägten Feld, das die resultierende Gapspannung in ca. 60 ns einbrechen lässt. (In diesem Beispiel bricht die Gapspannung um ca. 400 V ein.)
- c) In diesem Zeitraum, der ca. $2 \mu\text{s}$ dauert, bewegen sich freie Ionen in Richtung der Kathode. Trotz ansteigender Lampenspannung fällt die Gapspannung leicht ab.
- d) Eine weitere Zündung wird dadurch eingeleitet, dass die äußere Spannung auf null Volt abgesenkt wird. Aufgrund der getrennten Ladungsträger, wird die Gapspannung bereits negativ obwohl die äußere Spannung noch positiv ist. Da das von außen eingeprägte Feld sinkt, überwiegt das Feld bzw. die Anziehungskraft der getrennten Ladungsträger. Sie bewegen sich aufeinander zu. Es kommt zu einer weiteren Entladung, die auch Rückzündung genannt wird.
- e) Es folgt eine Pause bzw. eine Ruhephase, in der annähernd keine Spannung an der Lampe anliegt. In diesem Zeitraum haben die Elektronen und Ionen Zeit, um sich so zu verteilen bzw. zu rekombinieren, dass der Gasraum als quasi feldfrei angesehen werden kann.

3.3.3 Elektronen- und Ionen-Laufzeiten in einer DBE

Um eine zeitliche Vorstellung über Driftgeschwindigkeiten und Laufzeiten von den Elektronen und Ionen zu bekommen, die sich im Gap bewegen, wurden anhand von Literaturwerten grobe Überschlagsrechnungen gemacht. Diese Werte sollen darüber Aufschluss geben, welches zeitabhängige elektrische Verhalten von welchem Ladungsträger beeinflusst wird. Um mit Literaturwerten die gewünschten Werte zu ermitteln, muss zunächst das **reduzierte Feld** E/N [$\frac{\text{V}}{\text{m}} \cdot \text{m}^3$] berechnet werden. Dabei ist E das elektrische Feld, das auf die Elektronen bzw. die Ionen wirkt und N die Gesamteilchendichte.

$$N = \frac{\text{Teilchenzahl}}{\text{Volumen}} = \frac{p}{k \cdot T} \left[\frac{\text{N/m}^2}{\text{J/K} \cdot \text{K}} \right]$$

Mit

$$p = 300 \text{ mbar} = 3 \cdot 10^4 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \quad (\text{Gasdruck in der Lampe})$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \quad (\text{Boltzmann-Konstante})$$

$$T = 300 \text{ K}$$

ergibt sich für die in dieser Arbeit benutzten Lampen eine Gesamteilchendichte N von

$$N = 7,24 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3},$$

die der Atomdichte für Edelgase (hier Xenon) entspricht. Bei einer Zündspannung im Gap von ca. 1000 V, einem Gapabstand von ca. 2 mm und der Annahme, dass keine Feldverzerrung im Entladungsraum vorhanden ist, ergibt sich die reduzierte Feldstärke zu

$$E/N = \frac{1000 \text{ V}}{2 \text{ mm}} \cdot \frac{1}{7,24 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}} = 69 \cdot 10^{-21} \text{ Vm}^2 = 69 \text{ Td} \quad ,$$

mit $10^{-21} \text{ Vm}^2 = 1 \text{ Td}$ (Townsend).

Elektronenlaufzeit: Für eine reduzierte Feldstärke von 70 Td wird in [29] eine Elektronen-Driftgeschwindigkeit von $4 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ angegeben. (Dieser

Wert wurde über das BOLSIG Programm berechnet [30].) Mit einem Gapabstand von ca. 2 mm benötigt ein Elektron bei einer reduzierten Feldstärke von 70 Td 50 ns um das Gap zu durchlaufen.

$$t_e = \frac{d}{v_e} = \frac{2 \text{ mm}}{4 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 50 \text{ ns}$$

(Alle Berechnungen gelten für den idealen Fall, d.h. dass keine Feldverzerrung im Gap vorhanden ist. Somit ist dieser Wert für die anfängliche Townsend-Entladung gültig)

Ionenlaufzeit: In derselben Arbeit wird die Driftgeschwindigkeit von Ionen angegeben [29]. Sie berechnet sich zu

$$v_i = \frac{E/N}{a + b\sqrt{|E/N|}}$$

Mit den Parametern a und b für einfach ionisierte Xenonatome und einfach ionisierte Xenonexcimere ergeben sich die entsprechenden Driftgeschwindigkeiten für eine reduzierte Feldstärke von 70 Td. In Tabelle 3.2 sind die entsprechenden Werte aufgetragen. Bei einem Gapabstand von ca. 2 mm

	a	b	v_i [m/s]
Xe^+	0,343	0,0373	106,9
Xe_2^+	0,235	0,0193	176,6

Tabelle 3.2: Parameter für die Ionendriftgeschwindigkeit von einfach ionisierten Xenonatomen bzw. Xenonexcimeren und die zugehörige Driftgeschwindigkeit für $E/N = 70$ Td

benötigen die Ionen mit den angegebenen Driftgeschwindigkeiten $18,7 \mu\text{s}$ für die einfach ionisierten Xenonatome bzw. $11,32 \mu\text{s}$ für die einfach ionisierten Xenonexcimere, um das Gap zu durchlaufen. (Auch hier gilt wieder: alle Berechnungen gelten für den idealen Fall, d.h. dass keine Feldverzerrung im Gap vorhanden ist.)

Zusammenfassend werden nochmals die Driftgeschwindigkeiten und die Laufzeiten für ionisierte Xe-Atome bzw. Excimere und Elektronen für die reduzierte Feldstärke $E/N = 70$ Td in Tabelle 3.3 angegeben. Ist die Zeit,

	v [m/s]	τ [μ s]
Xe^+	106,9	18,7
Xe_2^+	176,6	11,32
e	40000	0,05

Tabelle 3.3: Laufzeiten und Driftgeschwindigkeiten in einem Gap von 2 mm und einer reduzierten Feldstärke von 70 Td

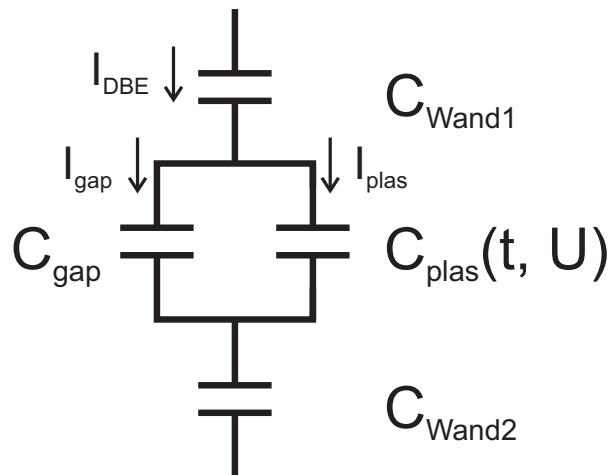


Abbildung 3.16: Dynamisches Lampenmodell

in der die äußere Spannung an einer DBE anliegt, kurz genug, wie z.B. bei der Pulsanregung, so tragen die im Feld driftende Xenonionen nicht wesentlich zum Stromfluss in einer Excimerentladung bei. Erst wenn das äußere Feld eine längere Zeit an der DBE anliegt, z.B. bei einem Sinus- oder Rechteckbetrieb, haben auch die Ionen einen größeren Anteil am Stromfluss und somit auch an der Leistungsaufnahme der elektrisch eingekoppelten Energie.

3.3.4 Simulationsmodell

Es stellt sich nun die Frage, wie das Verhalten von Elektronen und Ionen im Gap einer DBE in einem makroskopisch elektrischen Modell beschrieben werden kann. Dieses Modell soll für die Anregung mit Spannungspulsen genutzt werden, um die Schaltung des adaptiven Impuls-EVG zu simulieren. Nach der Diskussion in Kapitel 3.3.2 über die dynamischen elektrischen Felder im Gap, die makroskopisch gesehen eine zeitlich- und

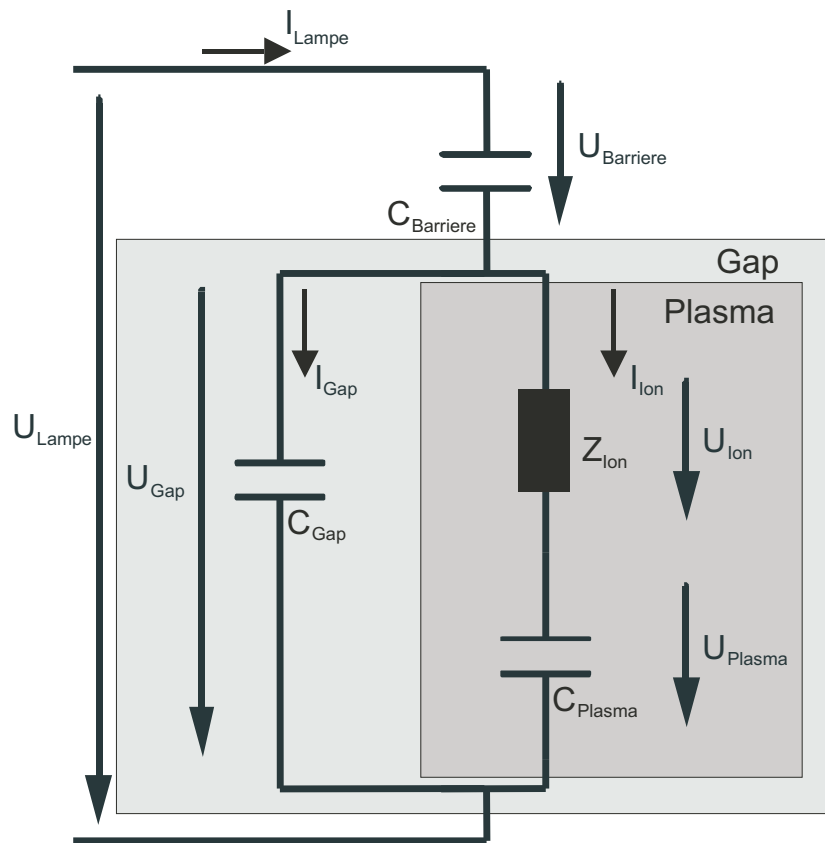


Abbildung 3.17: Elektrisches Lampenmodell für unipolaren Pulsbetrieb

spannungsabhängige veränderliche Gapkapazität darstellen, liegt es nahe, eine zeit- und spannungsabhängige **Plasmakapazität** C_{plas} einzuführen (Abbildung 3.16). Somit repräsentiert die Kapazität C_{gap} die Kapazität zwischen den zwei Wandkapazitäten, wenn keine freien Ladungsträger im Gap vorhanden sind (Vakuumpkapazität). Die Plasmakapazität C_{plas} ist der Teil der hinzukommt, sobald freie Ladungsträger im Gasraum entstehen und diese im vorhandenen Feld getrennt werden. Die Größe der Plasmakapazität ist zeit-, spannungs- und anregungsabhängig. Wird die Lampe nicht betrieben, rekombinieren die freien Ladungsträger und die Plasmakapazität nimmt den Wert null Farad an. Allein mit der dynamischen Plasmakapazität C_{plas} aus Abbildung 3.16 ist es jedoch nicht möglich, eine Zündbedingung zu definieren. Für die Zündbedingung existiert kein direkter Zusammenhang mit der Gapspannung und den äußeren Größen U_{Lampe} und I_{Lampe} . Der Zusammenhang wird durch die Einführung einer Plasmainpedanz Z_{Ion} hergestellt, wie in dem Modell aus Abbildung 3.17 dargestellt ist. In dem Modell wird das Gap in eine statische Vaku-

umkapazität C_{gap} und einen dynamischen Teil, der die Plasmaentladung beschreibt, unterteilt. Letzterer Teil besteht aus einem Serienglied, das sich aus einer dynamischen Impedanz und einer jetzt nicht mehr dynamischen, sondern statischen Plasmakapazität C_{Plasma} zusammensetzt. Dabei nimmt C_{Plasma} , je nach Art der Anregung, einen anderen festen Wert an. Die Zündbedingung besteht darin, dass eine gewisse Spannung über der noch hochohmigen Plasmaimpedanz Z_{Ion} abfällt. Sobald die Zündbedingung erfüllt ist, erhöht sich der Leitwert exponentiell von Null auf einen Maximalwert, was grob dem Verhalten einer Elektronenlawine entspricht. Es beginnt ein Plasmastrom I_{Ion} zu fließen, der sich aus folgenden Strömen zusammensetzt:

$$I_{Ion} = I_{Lampe} - I_{Gap}$$

Wie aus der Gleichung zu entnehmen ist, setzt sich der Plasmastrom aus dem äußeren Lampenstrom und einem Gapstrom zusammen. Die Ladungsträger, die auf der Gapkapazität gespeichert sind, entladen sich zum Teil in die Plasmakapazität C_{Plasma} , sobald die Plasmaimpedanz Z_{Ion} sinkt. Ist die Plasmakapazität aufgeladen und ist die äußere Spannungsänderung null, so kommt der Plasmastrom zum Erliegen. Die Leistung, die an der Impedanz Z_{Ion} umgesetzt wird, entspricht der Energie, die benötigt wird, um die Ladungsträger im Gas zu erzeugen bzw. zu trennen.

Dieses Modell besitzt dieselben Komponenten wie das Modell, das bereits in [10] vorgestellt wurde, da beide Modelle teilweise in Zusammenarbeit und teilweise unabhängig voneinander entwickelt wurden. Die Modelle unterscheiden sich in den Randbedingungen bzw. den Voraussetzungen für das Modell.

Den Modellen gemeinsam ist, dass der Entladungsraum bzw. das Gap aus den elektrischen Komponenten wie in Abbildung 3.17 beschrieben wird, dass die Zündbedingung durch die Spannung U_{Ion} festgelegt wird, dass C_{Plasma} die Raumladung im Gasraum beschreibt und dass durch die örtliche Trennung von Ionen und Elektronen ein inneres Feld entsteht, das dem von außen eingprägten Feld entgegensteht.

Im Unterschied zu dem hier vorgestellten Modell, das von einer zeit- und anregungsabhängigen Plasmakapazität C_{Plasma} ausgeht (Kapitel 3.3.2 und Abbildung 3.22), wird in [10] angenommen, dass die Größe von C_{Plasma} der von C_{gap} gleicht. Begründet wird diese Annahme damit, dass die in der Entladung entstandenen Elektronen und Ionen als ungebunden betrachtet werden können und somit die Polarisierung des Plasmas vernachlässigt

werden kann. In [10] wird angenommen, dass sich die Schwerpunkte der Ladungsdichten nach der Entladung auf den Barrieren befinden. Der Gap-Abstand wird als Abstand der Ladungsdichten angesetzt und gefolgert, dass $\epsilon_r = 1$ ist. Mit den geometrischen Dimensionen des Entladungsraums und der angenommenen Dielektrizitätszahl wird ein C_{Plasma} berechnet, das der Größe von C_{gap} gleicht. Es wird also angenommen, dass C_{Plasma} nach der Entladung einen konstanten Wert besitzt, der unabhängig von der Art der Anregung der Entladung ist. Auf den zeitlichen Verlauf und die Größe von Z_{Ion} wird in [10] nicht eingegangen. Somit unterscheiden sich die beiden Modelle im Verhalten der Plasmakapazität C_{Plasma} .

Wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben, setzt sich der Plasmastrom aus einer Elektronen basierten Stromkomponente und einer Ionen basierten Stromkomponente zusammen. Um dem Modell aus Abbildung 3.17 das Verhalten des ionenbasierten Stromanteils hinzuzufügen, muss das Modell der Plasmaentladung wie in Abbildung 3.18 um ein weiteres RC-Glied erweitert werden. Vor allem für die Impedanz des neuen Zweigs gilt ein anderes Verhalten, da mit diesem die Laufzeit der viel langsameren Ionen beschrieben werden soll. Somit sind die Komponenten für das elektrisch makroskopische Modell einer DBE für Puls- und Sinusanregung beinahe festgelegt.

Die letzte Komponente, die dem Modell noch zugefügt werden kann, ist eine weitere Kapazität, die parallel zu den Impedanzen anliegt (Abbildung 3.19 (b)). Dieses Element beinhaltet Ladungen, die bereits vor der Zündung, abhängig von der Art der Anregung, fließen können. Vor allem bei starker Ionisierung des Gases, d.h. steilen Spannungsflanken und kurzen Pulslängen, tritt ein „erster“ Plasmastrom auf. Die Ursache dafür sind ungebundene Elektronen und Ionen, die sich nach der vorhergehenden Anregung noch im Entladungsraum befinden. Wie in Abbildung 3.19 (a) zu sehen, bewirken sie bei Anlegen eines Feldes im Gasraum einen Strom, der nicht dem kapazitiven Verschiebungsstrom entspricht. Dieser Strom wird dem Plasmastrom zugeordnet.

Das Auftreten solchen Verhaltens und seine Abhängigkeit von Anstiegsflanke, Pulslänge, Pulspause, Gasdruck usw. wurde in dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Deshalb wird auch nicht näher auf diese Kapazität eingegangen. Aus experimentellen Erfahrungen wurde für die Größe der Kapazität parallel zu Z_{Ion} der Wert von C_{gap} eingesetzt. In Serie zu dieser Kapazität muss noch eine Impedanz liegen, die die Verluste durch Bewegen der Ladungen beschreibt. Für diese Impedanz gibt es keine Er-

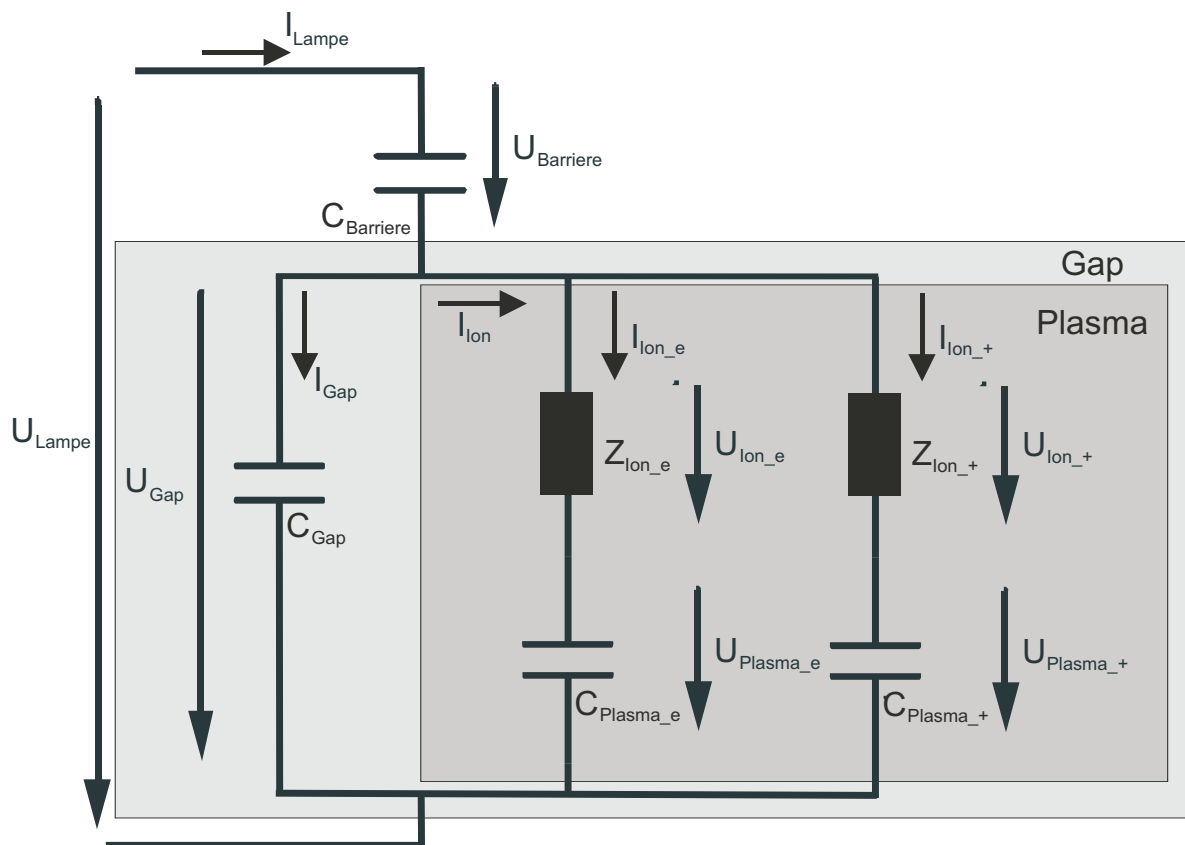
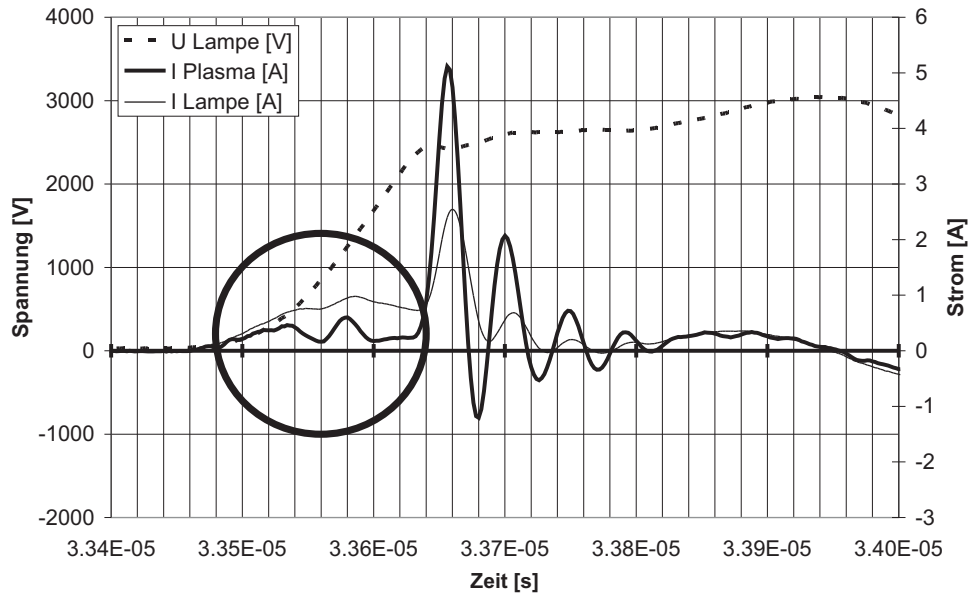
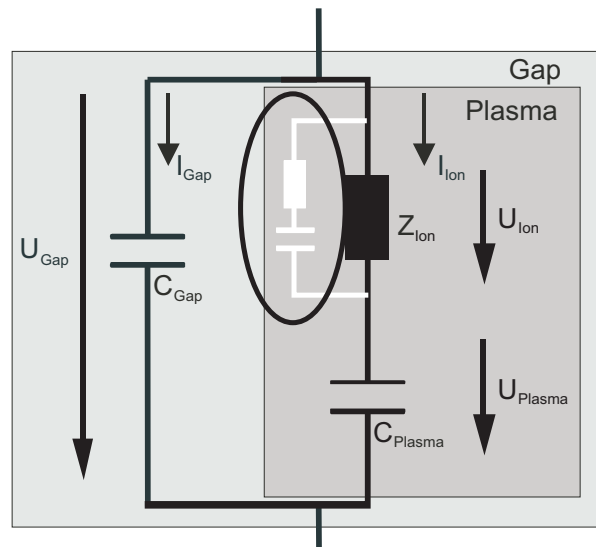


Abbildung 3.18: Elektrisches Lampenmodell unter Berücksichtigung der Elektronen- und Ionenströme



(a) Plasmastrom und Lampenstrom vor Lampenzündung



(b) Modellkomponenten zur Beschreibung des Plasmastroms vor der Lampenzündung

Abbildung 3.19: Modell für Gap mit Plasmastrom vor Lampenzündung

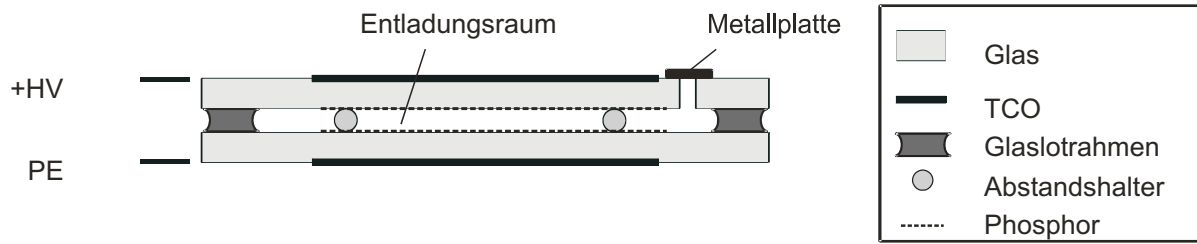


Abbildung 3.20: Schnittdarstellung der Laborlampe, an der die inneren Größen gemessen wurden

fahrungswerte.

Abschätzung der Bauteilgrößen

Um auf die Größen der elektrischen Komponenten schließen zu können, wurden Messungen an einer zweiseitig behinderten DBE in Flachbauweise gemacht, die von der französischen Firma Saint-Gobain gefertigt wurde [31]. Dabei wurden zusätzlich zu den äußeren Größen die Spannung U_{Gap} und der Strom I_{Ion} bestimmt. Das praktische Verfahren, um diese Werte zu messen, wird in [14] und [31] beschrieben. Bei der Lampe (Abbildung 3.20) handelt es sich um zwei 3,85 mm dicke Glasplatten, die durch einen Glaslotrahmen miteinander luftundurchlässig verbunden wurden. Der Abstand der Platten beträgt 2 mm. Als Elektroden (TCO) dienen zwei $\text{SnO}_2\text{:F}$ Schichten, die auf den Glasplatten aufgetragen sind. Die Elektrodenfläche A ist $150 \cdot 73 \text{ mm}^2$ groß. Eine ausführliche Beschreibung der Laborlampe ist in [31] zu finden³. Die kapazitiven Größen einer DBE werden mit Hilfe ihrer geometrischen Daten bestimmt. Bei flächigen Lampen werden diese mit Formel 3.3 berechnet. Bei einer beidseitig behinderten Entladungslampe ergeben sich somit die Größen C_{Wand1} , C_{gap} und C_{Wand2} . Die Dielektrizitätszahl des Glases Planilux wurde in [31] bestimmt. In Abhängigkeit von der Frequenz bewegt sich der Wert im Bereich von 8,53 (bei 10 kHz) bis 7,96 (bei 10 MHz). Die Dielektrizitätszahl für Xenon wurde zu $\epsilon_r = 1$ angenommen. Es ergeben sich folgende Werte für die Lampe:

³Im Gegensatz zu der beschriebenen Laborlampe ist die benutzte Laborlampe in Bezug auf die Fläche kleiner und es befindet sich auf dieser kein Leuchtstoff

Größe	Wert	Einheit
Elektrodenfläche	73 · 150	mm ²
C_{Lampe}	31	pF
$C_{Barriere}$	100	pF
C_{Gap}	45	pF

Tabelle 3.4: Kapazitäten der Laborlampe im nicht gezündeten Zustand

Bestimmung der Plasmakapazitäten bei unterschiedlichen Betriebsmodi

Ausgehend von der Gleichung für die Kapazität eines Kondensators soll über die von außen geflossene Ladung auf die Plasmakapazität geschlossen werden.

$$C_{Gap} + C_{Plasma}(t) = \frac{Q(t)}{U_{gap}(t)} = \frac{\int_0^t I_{Lampe}(t) dt}{U_{Gap}(t)} \quad (3.4)$$

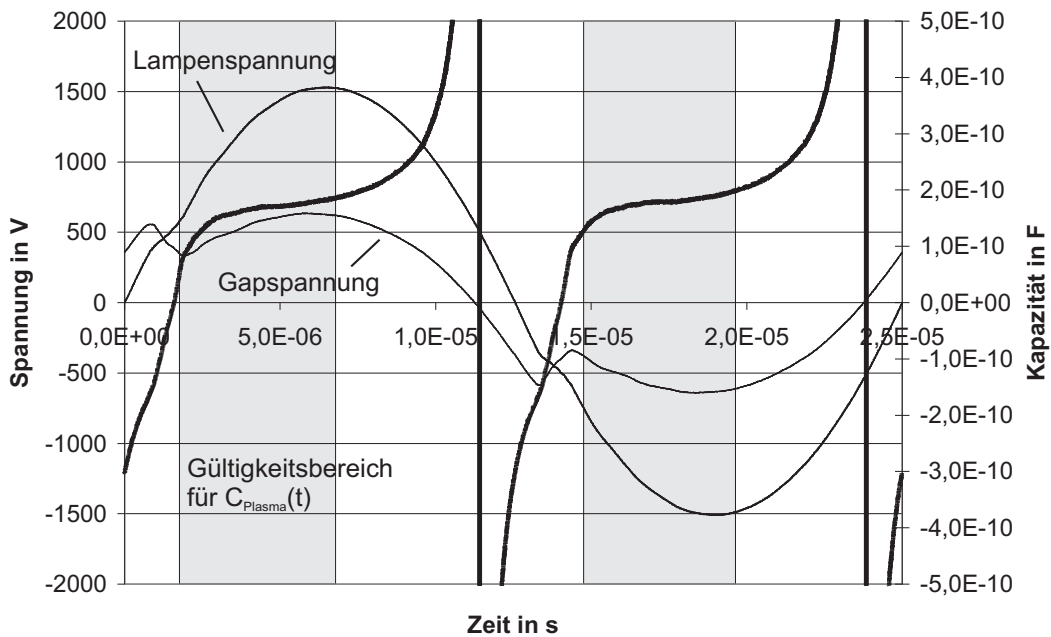
$$C_{Plasma}(t) = \frac{\int_0^t I_{Lampe}(t) dt}{U_{Gap}(t)} - C_{Gap} \quad (3.5)$$

mit $C_{Gap} = \text{const}$, $C_{Plasma}(\text{ungezündet}) = 0 \text{ F}$ und $U_{Lampe}(t = 0 \text{ s}) = 0 \text{ V}$

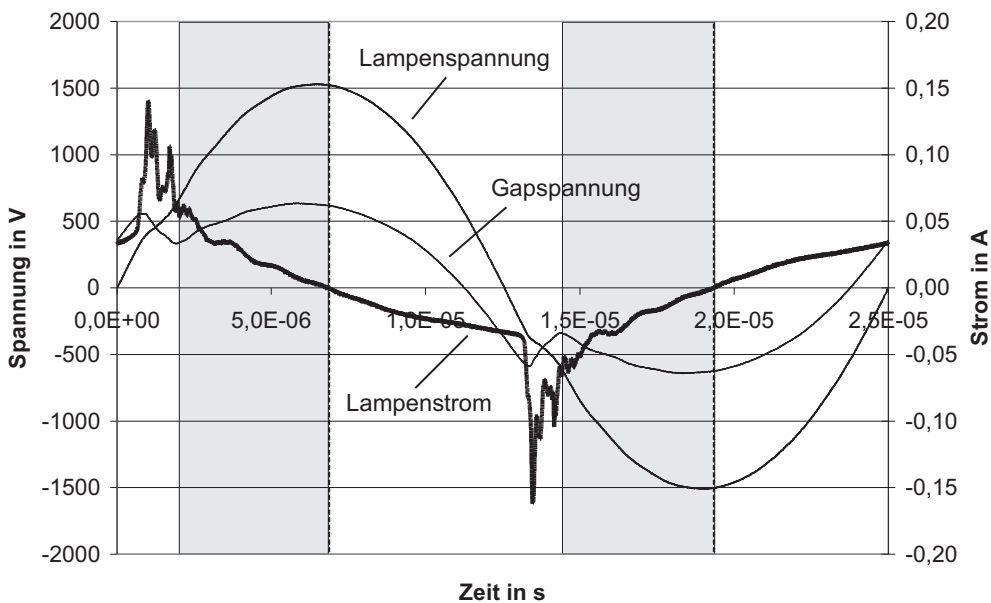
Es wurde für den Sinusbetrieb und den Pulsbetrieb die zeitabhängige Plasmakapazität berechnet. Dabei besteht das Problem, dass Gleichung 3.5 nur in einem kleinen Zeitfenster Gültigkeit hat. Das ist der Bereich, nachdem die Zündung erfolgt ist, d. h. ab dem Zeitpunkt, zu dem die Gapspannung ihr Minimum erreicht hat, bis zu dem Zeitpunkt, zu dem der äußere Lampenstrom sein Vorzeichen wechselt (Abbildung 3.21 (b)). Der Grund dafür ist, dass ein Teil der Ladungsträger, die nach der Entladung entstanden sind, an der Anode bzw. an der Kathode gebunden sind. Somit verhält sich das Gap nicht mehr wie ein Kondensator. Außerhalb des beschriebenen Bereichs hat die Gleichung keine Gültigkeit.

In Abbildung 3.21 (a) ist der berechnete Verlauf der gesamten Plasmakapazität für den Sinusbetrieb aufgetragen. Sobald der Scheitelwert der äußeren Lampenspannung überschritten ist, d.h. der Betrag der Lampenspannung sinkt, steigt die berechnete Plasmakapazität ins Unendliche an. Das liegt daran, dass der größte Teil der erzeugten Ladungsträger an den

3 Elektrisches Lampenmodell einer DBE



(a) dünne Linien (linke Achse): Lampenspannung und Gapspannung; dicke Linie (rechte Achse): berechnete Plasmakapazität; grauer Bereich: Gültigkeitsbereich der berechneten Plasmakapazität



(b) dünne Linien (linke Achse): Lampenspannung und Gapspannung; dicke Linie (rechte Achse): äußerer Lampenstrom; grauer Bereich: Gültigkeitsbereich der berechneten Plasmakapazität

Abbildung 3.21: Verlauf der berechneten Plasmakapazität einer DBE

Name	sin1	sin2
	Sinus 32 kHz	Sinus 75 kHz
U_{max}	1100 V	1150 V
Anstiegszeit	207 V/ μ s	555 V/ μ s
C_{Plasma} vor Zündung	50 pF	46 pF
C_{Plasma} nach Zündung	160 pF	232 pF
C_{Plasma} bei $I_{Lampe} = 0$ A	300 pF	287 pF

Tabelle 3.5: Kapazitäten der Laborlampe im gezündeten Zustand bei Sinusanregung, 125 mbar Xenon

Wänden der Barriere gebunden sind und nicht der äußeren Lampenspannung folgen kann. Ist die äußere Spannung groß genug, so lösen sich u.a. die Ladungsträger von den Wänden. Die freien Ladungsträger bewegen sich entlang des elektrischen Felds und das Gap erhält seinen kapazitiven Charakter zurück. Wie bereits erwähnt, hängt die Größe der Plasmakapazität davon ab, wie viele Ladungsträger im Entladungsraum vorhanden sind und wo sie sich befinden. Die Anzahl der vorhandenen Ladungsträger hängt stark von der Anregung des Plasmas ab. In Tabelle 3.5 und 3.6 sind gemessene Plasmakapazitäten für Sinusanregung und Pulsanregung aufgetragen. Von besonderem Interesse sind die Kapazitäten zu folgenden Zeitpunkten.

1. **Plasmakapazität vor dem Zündzeitpunkt:** Im Betrieb ist eine Plasmakapazität vor dem Zündzeitpunkt vorhanden. Diese ist für den gemessenen Plasmastrom verantwortlich, der vor der Zündung fließt. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen war diese Kapazität ungefähr so groß wie die Gapkapazität. Es wird vermutet, dass diese Kapazität restliche freie Ladungsträger beinhaltet.
2. **Plasmakapazität direkt nach der Zündung:** Nachdem die Gapspannung eingebrochen ist, hat die Plasmakapazität einen Wert „ C_{Plasma} nach Zündung“ angenommen, der durch die Elektronenlawinen gebildet wird.
3. **Plasmakapazität bei Stromnulldurchgang des äußeren Stroms:** Aufgrund der viel langsameren Ionen wächst der Wert der Plasma-

Name	puls1	puls2	puls3	puls4
Pulslänge	700 ns	690 ns	600 ns	500 ns
U_{max}	2500 V	2500 V	2500 V	2500 V
Betriebsfrequenz	30 kHz	30 kHz	30 kHz	30 kHz
Anstiegszeit	19 kV/ μ s	19 kV/ μ s	19 kV/ μ s	19 kV/ μ s
C_{Plasma} vor Zündung	32 pF	36 pF	56 pF	51 pF
C_{Plasma} nach Zündung	240 pF	258 pF	288 pF	258 pF
C_{Plasma} bei $I_{Lampe} = 0$ A	285 pF	310 pF	348 pF	324 pF

Tabelle 3.6: Kapazitäten der Laborlampe bei Pulsanregung; Spannungsanstieg konstant; Variation der Pulslänge; Lampenkapazität: 31 pF ; Gapkapazität: 45 pF; 150 mbar Xenon

kapazität, der durch Diffusion der Ionen gebildet wird, erst nach und nach an. Das Maximum dieser Kapazität wird erreicht, wenn der äußere Lampenstrom zu null wird. Ist die Dauer der angelegten Lampenspannung kürzer als die Zeit, die die Ionen zum Durchwandern des Gaps benötigen, so kann die ionenbasierte Plasmakapazität nicht zu ihrem maximalen Wert anwachsen. Dies ist vor allem der Unterschied eines Pulsbetriebs zu einem Rechteck- bzw. Sinusbetrieb mit Betriebsfrequenzen unter 40 kHz. In Tabelle 3.5 vergrößert sich die Plasmakapazität nach der Lampenzündung bei einer Frequenz von 32 kHz bis zum Stromnulldurchgang des äußeren Stroms um den Faktor 1,8. Bei einer Frequenz von 75 kHz hat das Verhältnis von Plasmakapazität bei Stromnulldurchgang zu Plasmakapazität nach Lampenzündung den Wert 1,2. Dieses entspricht ungefähr dem bei Pulsanregung (Tabelle 3.6).

In Tabelle 3.7 wurde in einer weiteren Messung (mit einer anderen Laborlampe) die Plasmakapazität bei Pulsanregung berechnet. Dabei wurde die Anstiegszeit der Lampenspannung variiert und die Pulslänge bei ca. 800 ns konstant gehalten. Das Ergebnis ist ein Anstieg der Plasmakapazität, der proportional zur Anstiegsgeschwindigkeit verläuft (Abbildung 3.22), d.h. die Plasmakapazität direkt nach der Zündung ist um so größer, je größer die Flankensteilheit der Lampenspannung ist.

Anstiegszeit	C_{DBE} nach Entladung	C_{Plasma} nach Entladung	Entladungsdauer	G_{Ion_e}/A
kV/ μ s	pF	pF	ns	μ S/cm ²
8	68	11	120	0,98
8,35	94	79	120	7,01
9,22	128	237	94	26,90
10,74	145	369	60	65,57
12,34	165	661	50	140,90
14,93	181	1200	52	245,10
15,63	185	1330	56	253,47

Tabelle 3.7: Gesamtkapazität und Plasmakapazität der Laborlampe bei Pulsanregung; Variation des Spannungsanstiegs ; Pulslänge konstant auf 800 ns; Betriebsfrequenz: 31 kHz; Lampenkapazität: 63 pF ; Gapkapazität: 91 pF; Gas: 125 mbar Xenon; Elektrodenfläche: 216,09 cm²

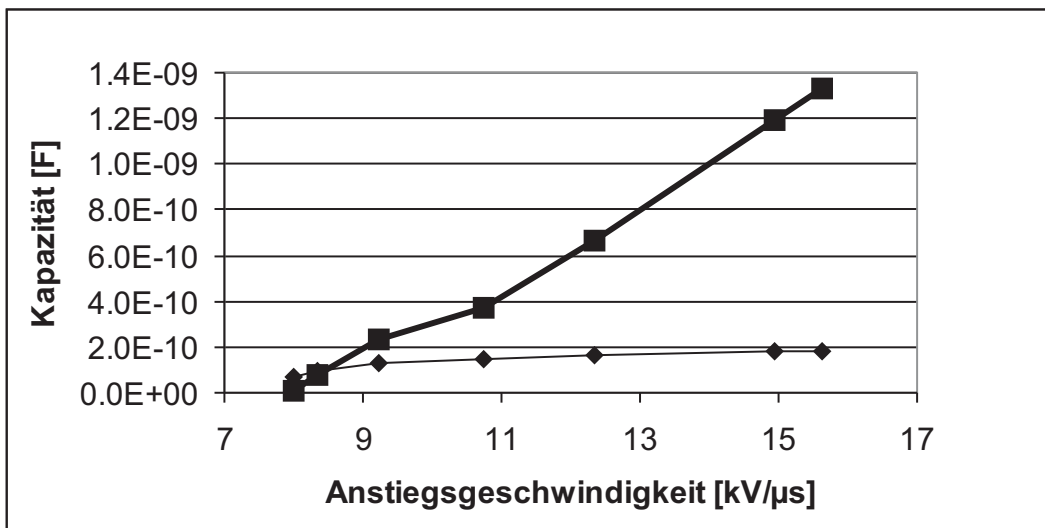


Abbildung 3.22: Plasmakapazität nach der Lampenzündung, in Abhängigkeit von der Anstiegsflanke; dicke Linie: Plasmakapazität; dünne Linie: Lampenkapazität

Es wird angenommen, dass die Plasmakapazität, die durch Ionen gebildet wird, in der selben Größenordnung liegt wie die Plasmakapazität, die nach der Lampenzündung durch Elektronen gebildet wird. Aus Tabelle 3.6 kann man entnehmen, dass die Kapazität der DBE nach der Lampenzündung weiterhin zunimmt. Die Vermutung ist, dass die Ursache dafür driftende Ionen sind. Die Ionen durchlaufen den Entladungsraum im zeitlichen Bereich von $11 \mu\text{s}$ bis $18 \mu\text{s}$. Sobald die äußere Spannung nicht mehr anliegt, kommt auch der Ionenstrom zum Erliegen und die Kapazität wächst nicht mehr weiter an.

Für das Modell wird angenommen:

$$C_{Plasma_{+}} = C_{Plasma_{e}}$$

Bestimmung der Plasmainpedanz bzw. der Plasmaleitwerte

Bei der Bestimmung der Plasmainpedanz bzw. der Plasmaleitwerte ist es sehr schwer einen Wert anzugeben, da sich dieser in Abhängigkeit von der Zeit ändert. Unter der Annahme, dass der Leitwert nach der Zündung annähernd konstant ist und dass die Plasmakapazität bereits bekannt ist, kann durch Bestimmen der Entladedauer auf den mittleren Ladewiderstand bzw. auf den mittleren **Elektronenleitwert**, der durch den Driftstrom der Elektronen entsteht, geschlossen werden. Als Entladedauer wird die Länge des Strompulses des Plasmastroms angenommen. Sowohl bei der Pulsanregung als auch bei der Sinusanregung wird nur die Zeitdauer benötigt, in der die Plasmakapazität auf einen gewissen Endwert U_C aufgeladen wird. Hier ist $\frac{U(t)}{U_{max}}$ das Verhältnis der Spannung $U(t)$ zur maximalen Spannung, auf die die Plasmakapazität in der Zeit t aufgeladen wurde. In den Berechnungen wurde das Verhältnis jeweils zu 0,9 angenommen. Als Kapazität für die Berechnung wurde die jeweilige Kapazität „ C_{Plasma} nach Zündung ” (Tabelle 3.5 und 3.6) genommen.

$$U(t) = U_{max}(1 - e^{-t/RC}) \quad (3.6)$$

$$1 - \frac{U(t)}{U_{max}} = e^{-t/RC} \quad (3.7)$$

$$\ln\left(1 - \frac{U(t)}{U_{max}}\right) = -t/RC \quad (3.8)$$

$$G = \frac{1}{R} = -\frac{C}{t} \cdot \ln\left(1 - \frac{U(t)}{U_{max}}\right) \quad (3.9)$$

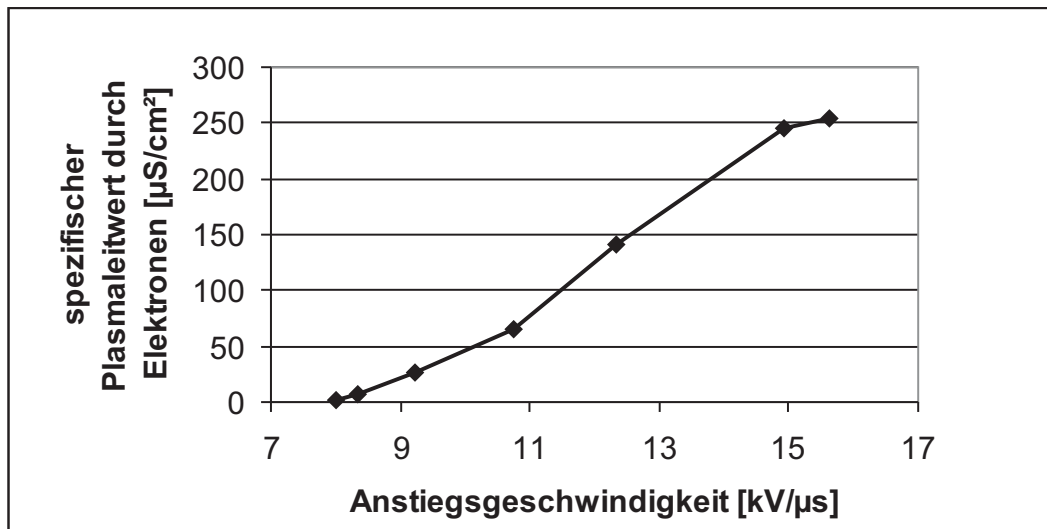


Abbildung 3.23: Spezifischer Plasmaleitwert, gebildet durch freie Elektronen im Gap, in Abhängigkeit vom Spannungsanstieg der Lampenspannung

Berücksichtigt man die aktive Entladungsfläche, so ergibt sich der spezifische Leitwert, der von der Steilheit der Spannungsflanke abhängt. Die Ergebnisse für einige Puls- und Sinusanregungen stehen in Tabelle 3.7 und 3.8. In Tabelle 3.7 wurde die Anstiegszeit der Lampenspannung variiert. Wie in Abbildung 3.23 dargestellt, steigt der Leitwert mit zunehmender Anstiegsgeschwindigkeit. In Tabelle 3.8 stehen für verschiedene Sinus- und Pulsanregungsformen die zugehörigen Leitwerte. Die Anregungsformen selbst sind bereits in Tabelle 3.6 beschrieben. Bei diesen Pulsen wurde die Anstiegsflanke konstant gehalten und die Pulslänge variiert. Hier ändert sich der relative Leitwert, der durch Elektronen verursacht wird, unwesentlich. Bei der Sinusanregung, bei der die Betriebsfrequenz verändert wurde, ändert sich automatisch die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung. Die damit verbundene Zunahme der Leitfähigkeit ist ersichtlich.

Zur **Bestimmung des Ionenleitwerts** wird der Weg über das Ohmsche Gesetz gegangen, wie es bereits in [14] vorgeschlagen wurde. Der durch den Ionenfluss gebildete Leitwert wird alleine aus den Größen Gapspannung nach der Lampenzündung und Plasmastrom abgeschätzt. Bei der Pulsanregung wird davon ausgegangen, dass die Kapazität C_{Plasma} vor einer Lampenzündung vollständig entladen ist. Für die Sinusanregung

Name	sin1	sin2	puls1	puls2	puls3	puls4
Anstiegszeit [kV/ μ s]	0,207	0,555	15	15	15	15
C_{Ione} [pF]	160	232	240	258	288	258
U_C/U	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9
Ladezeit C_{Ione} [ns]	600	300	60	60	60	60
G_{Ione}/A [μ S/cm ²]	5,6	16,3	84,1	90,4	100,9	90,4
U_{gap} nach Zündung [V]	348	320	650	628	581	580
I_{plas} nach Zündung [A]	0,013	0,046	0,29	0,3	0,27	0,28
Widerstand k Ω	26,8	6,96	2,24	2,09	2,15	2,07
G_{Ion+}/A [μ S/cm ²]	0,34	1,31	4,07	4,36	4,24	4,41

Tabelle 3.8: Spezifische Plasmaleitwerte für das Lampenmodell in Abhängigkeit von der Anregung; Entladungsfläche: 109,5 cm²

wird angenommen, dass die Spannung über $C_{Plasma+}$ über eine Periode mittelwertfrei ist. Damit dies erfüllt ist, darf zum Zündzeitpunkt keine Spannung anliegen, d.h. auch hier kann wie bei der Pulsanregung vorgegangen werden. Aus Tabelle 3.8 ist ersichtlich, dass der spezifische Elektronenleitwert um so größer wird, je steiler die Anstiegsflanke der Lampenspannung ist. Auch der Ionenleitwert nimmt mit der Anstiegsflanke zu. Es ist noch nicht geklärt, ob ein direkter Zusammenhang zwischen Anstiegsflanke und spezifischem Ionenleitwert hergestellt werden kann. Für die Werte in Tabelle 3.7 konnten keine Ionenleitwerte bestimmt werden, da der Spannungspuls zu kurz war und sich kein Strom nach der eigentlichen Lampenzündung ausbilden konnte. Da das Bestimmen der Zusammenhänge zwischen Anstiegsflanke und spezifischen Leitwerten diese Arbeit übersteigt, wurde für das Modell abhängig von der Anregungsart der entsprechende Parametersatz aus den Messungen übernommen.

Zustandsbedingungen des Lampenmodells

Mit den hier ermittelten Größen kann nun das Modell für die DBE erstellt werden. Es müssen jedoch Übergangsbedingungen definiert werden, so dass eindeutige Kriterien für das Zünden und Erlöschen der Entladung existieren. Für die Zündung gibt es keine direkt messbare Größe, an der

man eindeutig die Bedingung für den Lawinendurchbruch erkennen kann. Sowohl die äußere Spannung als auch die Gapspannung können, vor allem bei der Sinusanregung, nach der Zündung nochmals den Wert der Zündspannung erreichen (siehe Abbildung 3.24 (a)). Dennoch kommt es zu keinem weiteren Zündvorgang. Das Problem wird mit Hilfe der Spannung U_{Ion-e} gelöst (Abbildung 3.25). Im zeitlichen Verlauf steigt diese Spannung auf einen Maximalwert, der als Zündbedingung festgelegt wird. Ist die Zündbedingung erreicht, steigt der Leitwert an und die Spannung U_{Ion-e} bricht ein. Die Kapazität $C_{Plasma-e}$ wird um- bzw. aufgeladen. Nach diesem Umlade- bzw. Aufladevorgang wird die Impedanz Z_{Ion-e} wieder hochohmig. Trotz eines weiteren Spannungsanstiegs der Lampenspannung wird die Zündbedingung nicht nochmals erreicht.

Das Ablaufdiagramm aus Abbildung 3.26 soll das Modell aus Abbildung 3.25 verdeutlichen:

Bei jedem Schritt der Simulation wird überprüft, ob an der Impedanz Z_{Ion-e} eine Zündbedingung erreicht wird. Ist dies der Fall, so steigt der spezifische Elektronenleitwert exponentiell nach folgender Formel auf einen Maximalwert an und sinkt dann wieder gegen Null:

$$Z_{Ion-e}(t) = \left[Z_{Ion-e\ max} \cdot \left(1 - \exp \frac{t - t_0}{\tau_1} \right) + Z_{Ion-e\ 0} \right] \cdot \exp \frac{t - t_0}{\tau_2} \quad (3.10)$$

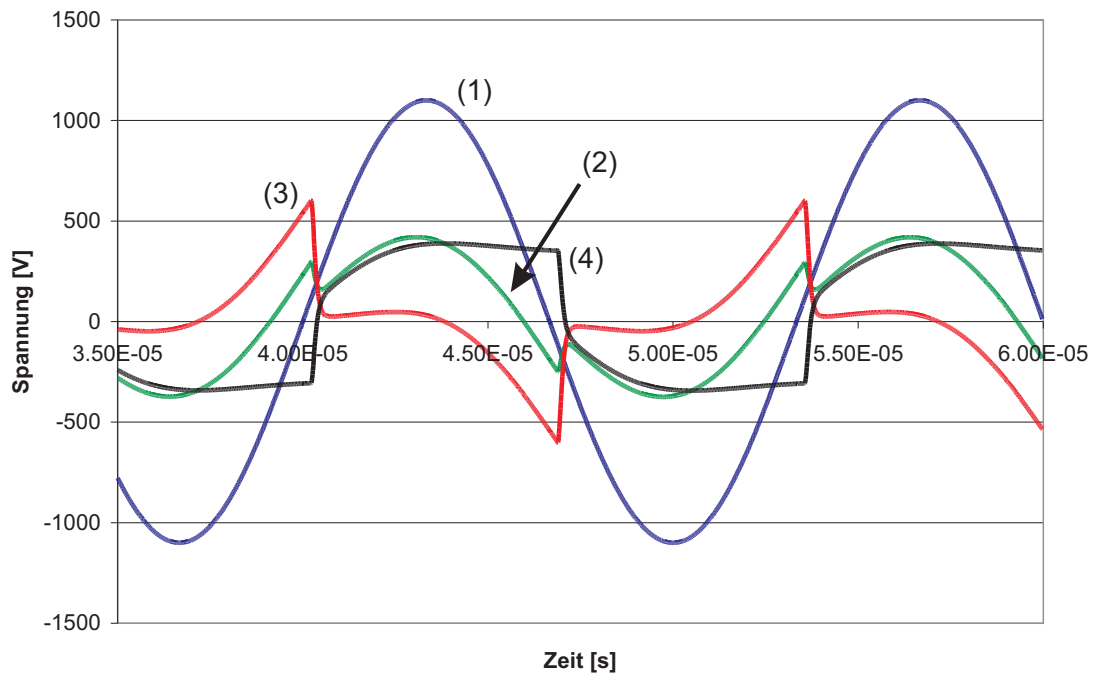
mit $\tau_1 = 100$ ns, $\tau_2 = 1000$ ns und $t_0 =$ Zündzeitpunkt⁴

Für die Simulation mit Sinusanregung wird zusätzlich die Impedanz Z_{Ion-+} , die das Verhalten der Ionen simuliert, über den jeweiligen Schalter S1 und S2 für einen gewissen Zeitraum aktiviert. Dieser Zeitraum ist um den Faktor 10 bis 100 größer als die Zeitkonstante der Elektronenleitung. In diesem Modell wurde davon ausgegangen, dass die Ionen beim Umpolen der äußeren Spannung nicht mehr zurückfließen können. Dieses Verhalten wird mit den Dioden nachgebildet. Inwieweit diese Vorstellung der Realität entspricht wird in weiteren Arbeiten zu klären sein.

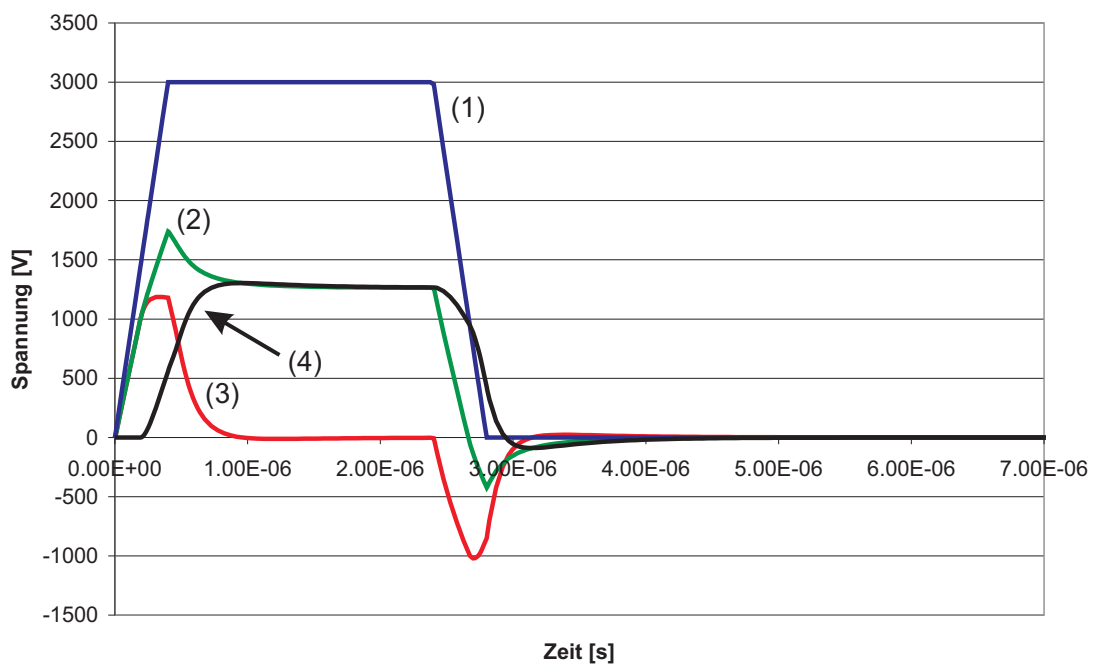
Besonders für die Simulation eines Pulses ist es wichtig, dass der Leitwert nach der ersten Zündung sehr schnell wieder gegen null geht. Ist dies nicht der Fall, kann bei der abfallenden Spannungsflanke keine weitere Zündbedingung erreicht werden, da die an der Impedanz Z_{Ion-e} anliegende Spannung nicht anwachsen kann. Um bei der Pulsanregung nach der

⁴Diese Werte dienen als Beispiel. Diese müssen auf die individuelle Lampe angeglichen werden.

3 Elektrisches Lampenmodell einer DBE



(a) Sinusanregung



(b) Pulsanregung

Abbildung 3.24: Innere Größen bei der Simulation einer DBE;
 blau (1): Lampenspannung; grün (2): Gapspannung;
 rot (3): Spannung U_{Ione} über Plasmaimpedanz Z_{Ione} ;
 schwarz (4): Spannung an der Kapazität $C_{Plasmae}$

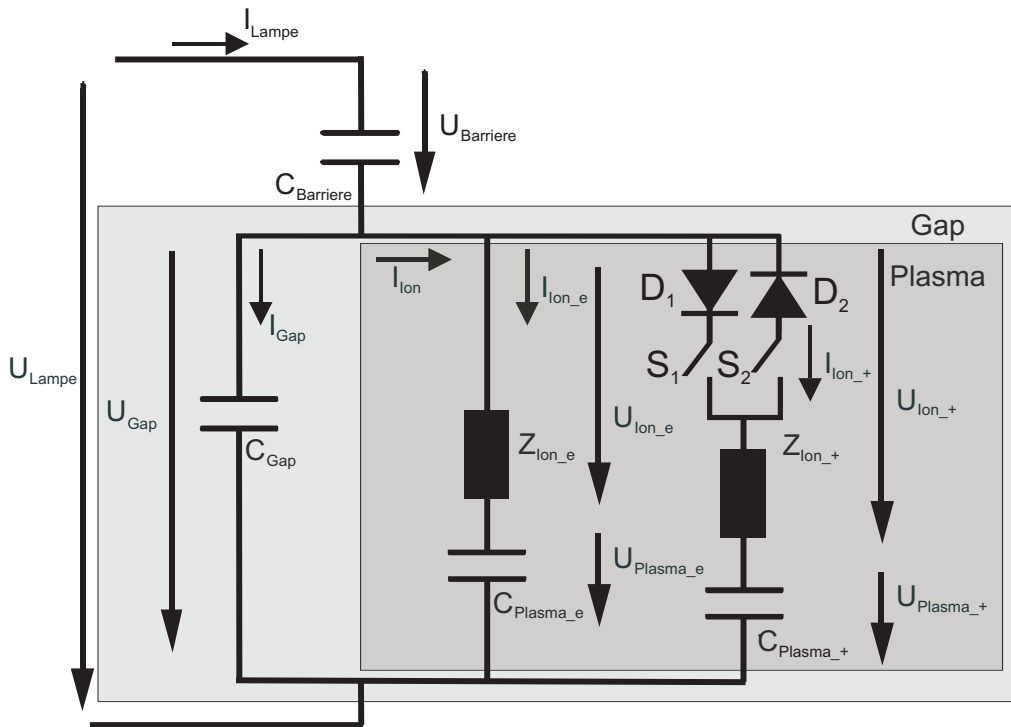


Abbildung 3.25: Lampenmodell zu dem Ablaufdiagramm aus Abbildung 3.26

Rückzündung zu gewährleisten, dass die Plasmakapazität C_{Plasma_e} vollständig entladen wird, wird der Leitwert erst später auf Null zurückgesetzt. Alternativ zu dem Leitwertverhalten aus Gleichung 3.10 wird für die Pulsanregung folgender Leitwertverlauf vorgeschlagen:

- erste Zündung (Hinzündung): Der Verlauf des Leitwerts wird mit einer Gaußverteilung beschrieben.

$$Z_{Ion_e}(t) = Leitwert_{max} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{t - t_0 - u}{s}\right)^2\right) \quad (3.11)$$

mit $u = 200 \exp(-9)$, $s = 50 \exp(-9)$ und $t_0 =$ Zündzeitpunkt

- zweite Zündung (Rückzündung): Der Verlauf des Leitwerts wird mit einer Planckverteilung beschrieben.

$$Z_{Ion_e}(t) = Leitwert_{max} \cdot a \cdot \frac{1}{(t - t_0 + dt)^x} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{b}{t - t_0 + dt}\right) - 1} \quad (3.12)$$

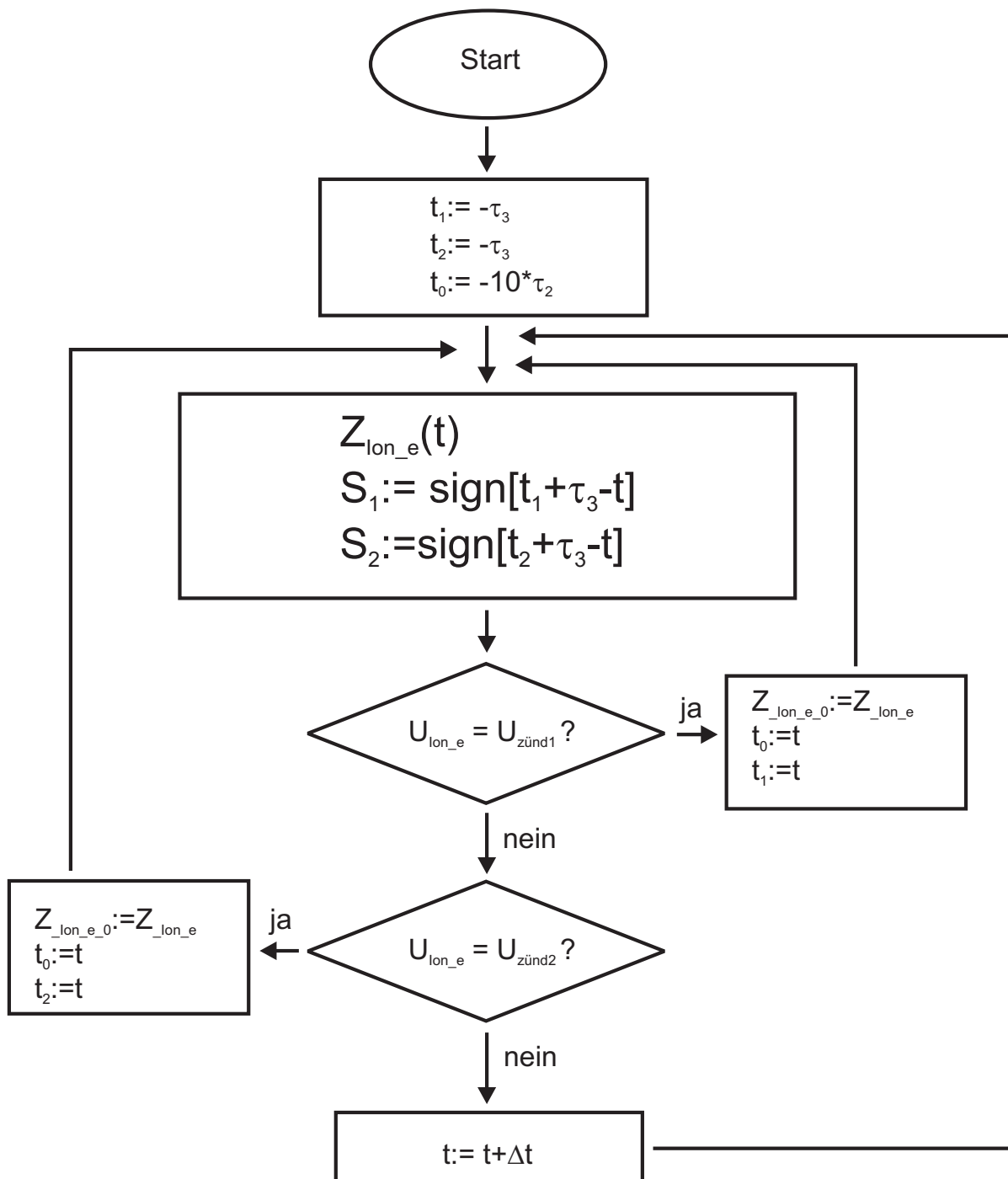
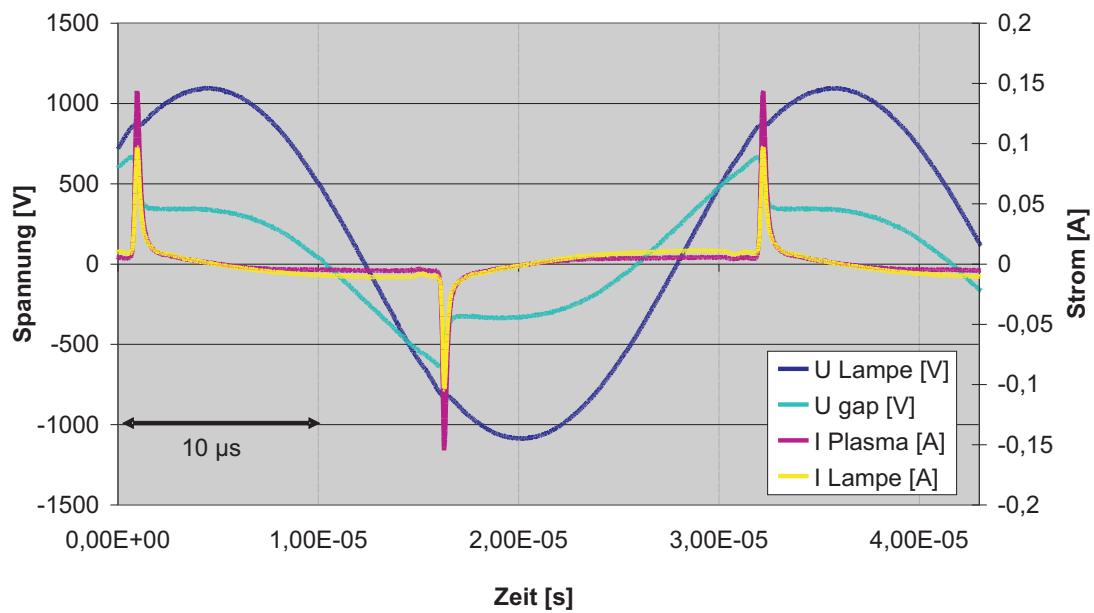


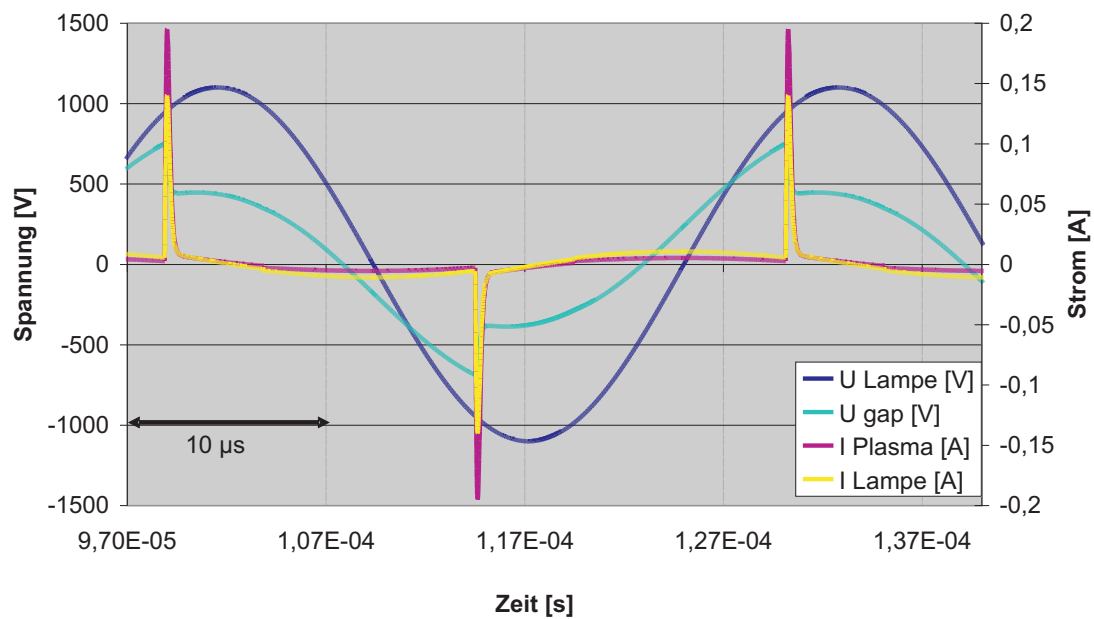
Abbildung 3.26: Ablaufdiagramm für das Lampenmodell aus Abbildung 3.25; $\tau_3 = 5\mu\text{ s}$

mit $a = \frac{1}{14} \exp(-17)$, $b = 10 \exp(-7)$, $dt = 60 \exp(-9)$, $x = 3$ und t_0
= Zündzeitpunkt

In den Abbildungen 3.27 und 3.28 ist zu sehen, wie gut mit diesem Modell die Wirklichkeit sowohl für die Sinusanregung als auch für die Pulsanregung wiedergegeben werden kann. Der Unterschied zwischen Simulation und realer Messung kommt zu einem Großteil durch das Quellenverhalten der Spannungsversorgung zustande. In den realen Messungen ist hauptsächlich der Stromzufluss während der Zündung begrenzt, so dass bei Zündung die äußere Spannung einbrechen kann. Damit existiert nun ein elektrisches Modell, mit dem unterschiedliche Schaltungstopologien für DBE-Lampen simuliert werden können.

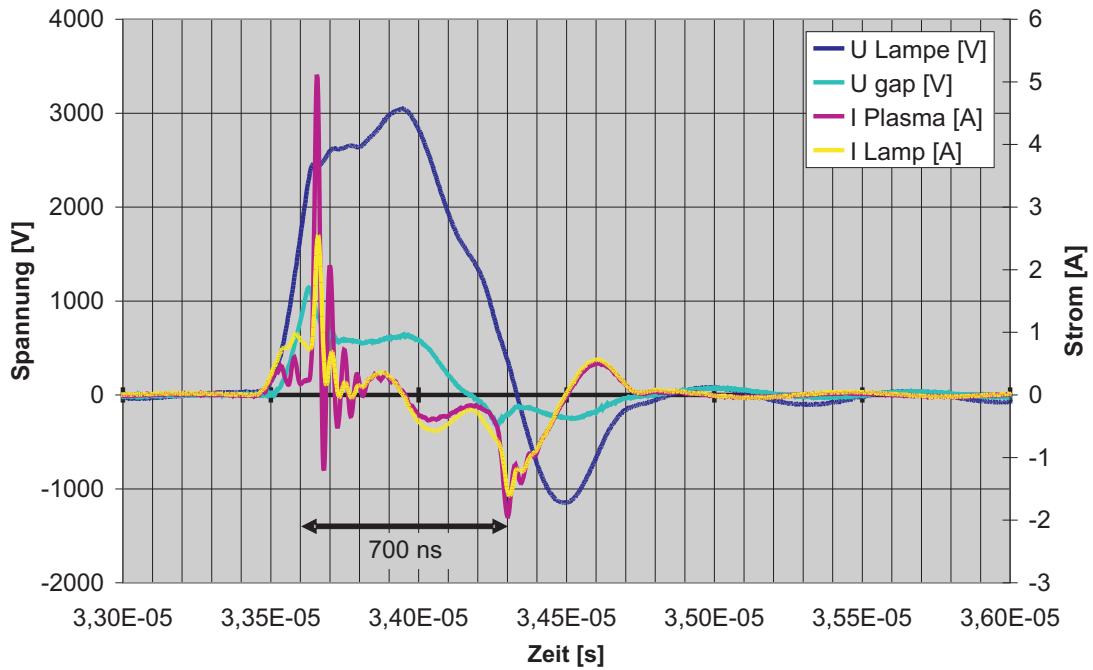


(a) gemessen

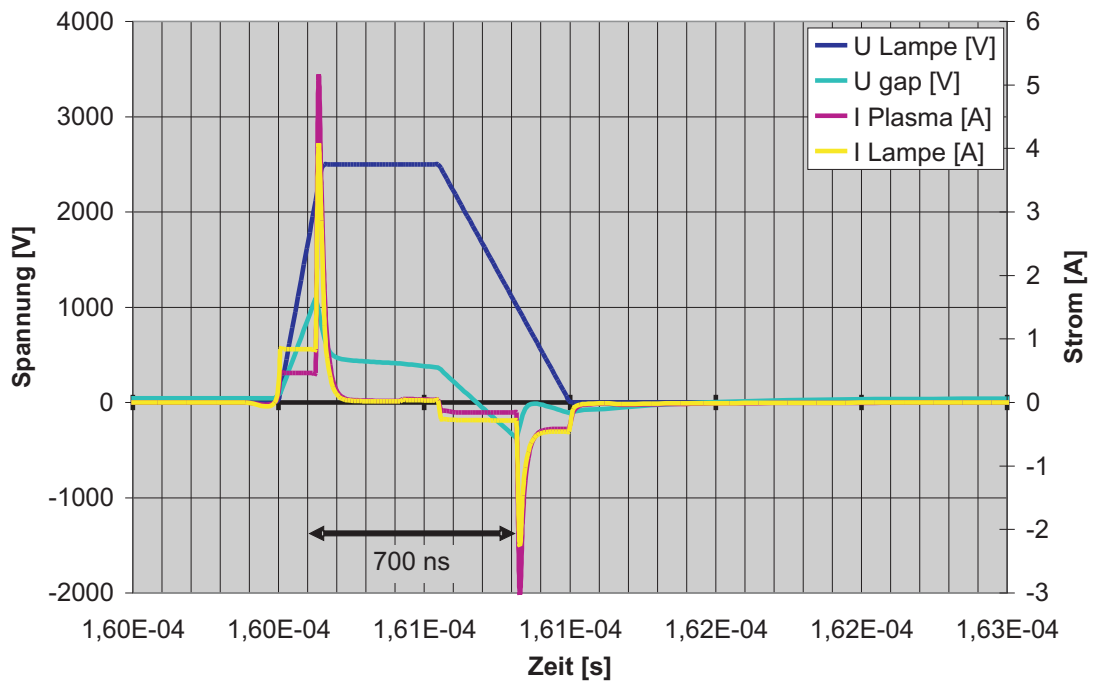


(b) simuliert

Abbildung 3.27: Vergleich: Spannungs- und Stromverläufe einer sinusangeregten DBE Entladung; (a) gemessen; (b) simuliert



(a) gemessen



(b) simuliert

Abbildung 3.28: Vergleich: Spannungs- und Stromverläufe einer pulsan-
geregten DBE Entladung; (a) gemessen; (b) simuliert

4 Adaptives Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Pulse

Für den Schaltungsentwurf eines Betriebsgeräts ist es wichtig, das Verhalten der zu betreibenden Last zu berücksichtigen. Für ein Betriebsgerät für dielektrisch behinderte Entladungslampen stellt die Last während der Lade- und Entladezeit annähernd eine Kapazität dar und während der kurzen Zündphase einen niederohmigen Verbraucher. Das Entladeverhalten der DBE hängt u.a. von der Anstiegszeit der angelegten Lampenspannung und der Pulsdauer ab. Das Betriebsgerät sollte DBE-Lampen mit unterschiedlich großen Flächen, bei gleichbleibendem Gap, betreiben können. Da die Lampenkapazität proportional zur Lampenfläche ist, bedeutet dies, dass die zu betreibenden Lampen unterschiedlich große Kapazitäten besitzen. Um den optimalen Spannungsanstieg an unterschiedlichen DBEs einstellen zu können, ist es notwendig, dass das Betriebsgerät unterschiedliche Ströme treiben kann. Folgende Punkte muss das geforderte Betriebsgerät erfüllen:

- Das Gerät muss eine Kapazität als Last betreiben können.
- Das Gerät muss einen schnellen Spannungsanstieg (großes $\frac{dU}{dt}$) an der Lampe ermöglichen.
- Der Ladestrom, der die Lampe lädt, muss variabel einstellbar sein.
- Die Pulsdauer muss veränderbar sein. Vor allem für kurze Pulse muss das Gerät geeignet sein.

Das in dieser Arbeit entwickelte Schaltungskonzept wurde von dem ARPI-Konzept (Kapitel 4.1.1) abgeleitet und als eigenständiges Konzept zum Betrieb von DBE-Lampen patentiert [9].

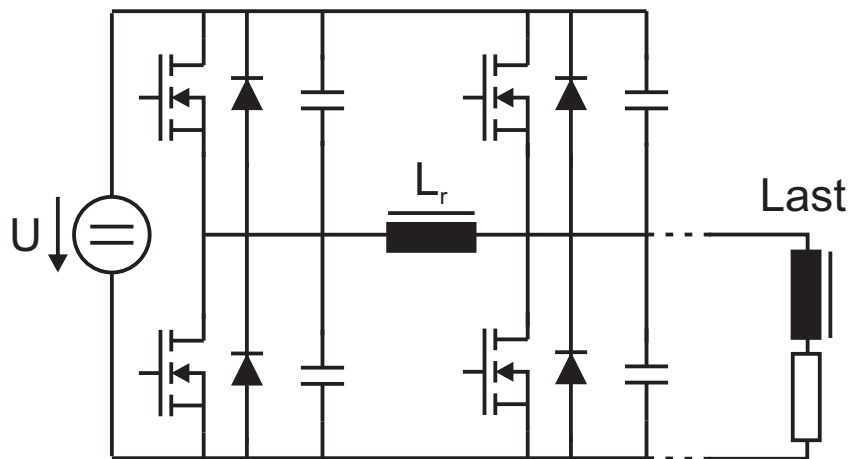


Abbildung 4.1: Schaltplan ARPI Schaltung

4.1 Entwicklungsschritte zum adaptiven Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Pulse

4.1.1 Auxiliary Resonant Pole Inverter (ARPI)

Ausgangspunkt für die Entwicklung des adaptiven Betriebsgeräts ist der Auxiliary Resonant Pole Inverter (ARPI) [32] in Abbildung 4.1. Diese Schaltung wurde im Zuge der Entwicklung von neuen Schaltungstopologien (u. a. ARCPI) für ohmsch-induktive Verbraucher oberhalb 100 kW beschrieben. Dabei lag das Augenmerk auf Konzepten, die ein verlustarmes, resonantes Schalten ermöglichen. Für die Anwendung im höheren Leistungsbereich (10 kW aufwärts) mit hohen Strömen wurde diese Schaltung jedoch als „akademisch“ bezeichnet und aus Gründen der Unwirtschaftlichkeit wenig beachtet. Die Hauptgründe waren die große Anzahl der Schaltelemente, verbunden mit der aufwändigen Ansteuerung und der Tatsache, dass die resonante Induktivität L_r ein Element des Leistungspfad ist. Wegen der hohen Ströme im Leistungspfad erzeugt diese Induktivität einen erheblichen Anteil in der Bilanz der Verluste.

Für den Betrieb einer DBE ist dieses Schaltprinzip jedoch geeignet, da die Induktivität kurzzeitig wie eine Stromquelle wirkt. Die Induktivität lädt die Kapazität der DBE mit einem definierten Strom auf, so dass auch die Geschwindigkeit des Spannungsanstiegs definiert ist. Damit die Induktivität kurzzeitig die Eigenschaft einer Stromquelle besitzt, muss sie geladen

werden. Dies geschieht dadurch, dass die Induktivität zwischen den Pluspol und den Minuspol einer Spannungsquelle geschaltet wird. Der Strom, der über die Induktivität fließt, magnetisiert diese auf. Wird die Induktivität nun mit der DBE verbunden, so wirkt sie als Stromquelle und lädt die Kapazität auf. Um die Eigenschaft des Stromquellencharakters der ARPI-Schaltung auszunutzen, kann das ursprüngliche Schaltmuster der ARPI-Schaltung, aus Gründen des Entladeverhaltens, nicht völlig beibehalten werden. Desweiteren entstehen beim Betrieb einer DBE Verluste, die im ursprünglichen Betrieb von ohmsch-induktiven Lasten nicht auftreten.

4.1.2 Ladevorgang der DBE

Das Prinzip des Vorladens der Speicherdrossel und anschließendem Laden einer Kapazität bzw. einer DBE entspricht dem Prinzip des Hochsetzstellers und ist als Ersatzschaltbild in Abbildung 4.2 zu sehen. Während des Ladevorgangs der Speicherdrossel befindet sich der Schalter S in Position 1. Hat die Drossel L ausreichend Energie gespeichert, wird der Schalter S in Position 2 gebracht und die Spannung U_C der Kapazität steigt an. Im Folgenden wird die Spannung U_C in Abhängigkeit von der Gleichspannung U_{DC} und dem Drosselstrom I_S berechnet. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird der Schalter S von der Stellung 1 auf die Stellung 2 umgeschaltet. Um eine zeitliche Abhängigkeit der Spannung U_C zu erhalten muss eine Differentialgleichung gelöst werden. Dies geschieht mit Hilfe der Laplace-Transformation. Das Aufstellen der Maschengleichung ergibt:

$$\sigma(t) \cdot U_{DC} = U_L(t) + U_C(t) \quad (4.1)$$

$$\text{mit } \sigma(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t > 0 \end{cases}$$

Für die Kapazität gilt:

$$I = C \cdot \frac{dU_C(t)}{dt} \quad (4.2)$$

Für die Drossel gilt:

$$U_L = L \cdot \frac{dI}{dt} \quad (4.3)$$

Werden Gleichung 4.1 bis 4.3 in den Laplacebereich transformiert, so ergeben sich folgende Gleichungen:

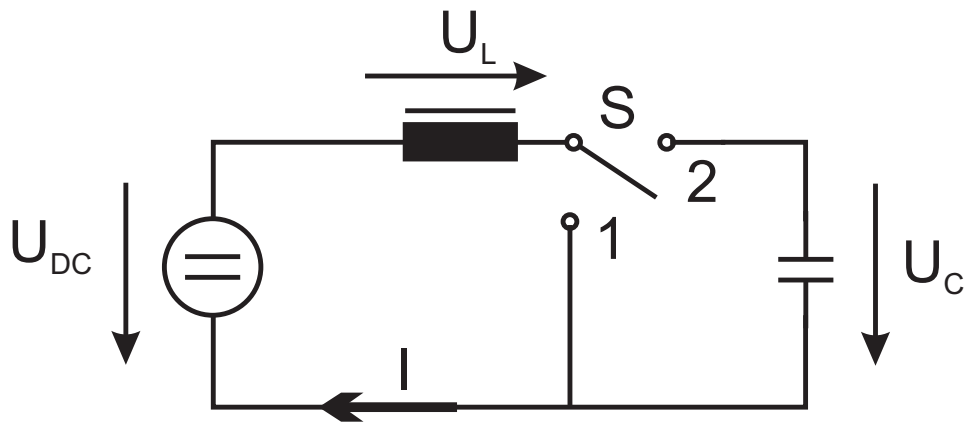


Abbildung 4.2: Ladevorgang einer Kapazität mit geladener Speicherdrossel

$$\frac{1}{s} \cdot U_{DC} = U_L(s) + U_C(s) \quad (4.4)$$

$$I(s) = C \cdot (s \cdot U_C(s) - U_C(+0)) \quad (4.5)$$

$$U_L(s) = L \cdot (s \cdot I(s) - I(+0)) \quad (4.6)$$

mit $I(+0) = I_S$ und $U_C(+0) = 0$ V

(I_S ist der Strom, der zum Schaltzeitpunkt durch die Drossel fließt.)

Einsetzen der Gleichungen 4.5 und 4.6 in 4.4 ergibt:

$$\frac{1}{s} \cdot U_{DC} = \frac{1}{s \cdot C} \cdot I(s) + s \cdot L \cdot I(s) - L \cdot I_S$$

$$\frac{1}{s} \cdot U_{DC} + L \cdot I_S = I(s) \cdot \left(s \cdot L + \frac{1}{s \cdot C} \right)$$

$$I(s) = \frac{\frac{1}{s} \cdot U_{DC} + L \cdot I_S}{s \cdot L + \frac{1}{s \cdot C}}$$

$$I(s) = \frac{U_{DC}}{s^2 \cdot L + \frac{1}{C}} + L \cdot I_S \cdot \frac{1}{s \cdot L + \frac{1}{s \cdot C}}$$

$$I(s) = \frac{U_{DC}}{L} \cdot \frac{1}{s^2 + \frac{1}{L \cdot C}} + L \cdot I_S \cdot \frac{s}{s^2 \cdot L + \frac{1}{C}}$$

$$I(s) = \frac{U_{DC}}{L} \cdot \frac{1}{s^2 + \frac{1}{L \cdot C}} + I_S \cdot \frac{s}{s^2 + \frac{1}{L \cdot C}} \quad (4.7)$$

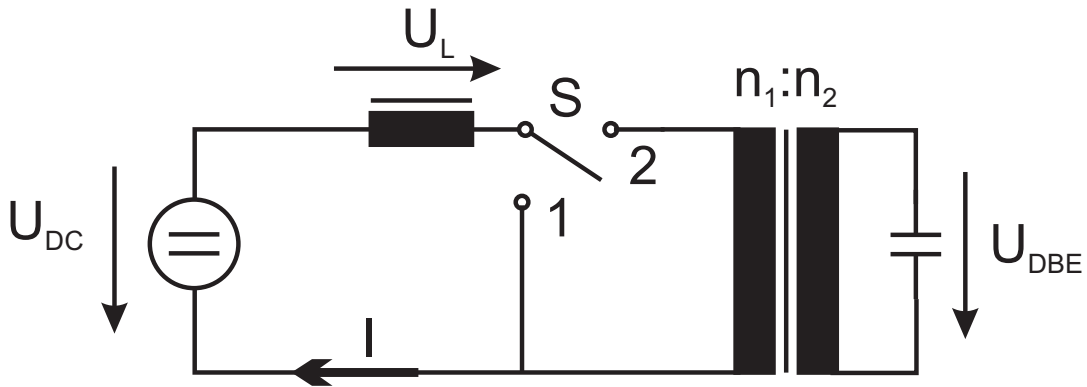


Abbildung 4.3: Ladevorgang einer Kapazität mit Transformator bei geladener Speicherdrossel

Die Rücktransformation in den Zeitbereich ergibt den zeitabhängigen Stromverlauf nach dem Umschalten des Schalters S von Position 1 auf Position 2.

$$I(t) = \frac{U_{DC}}{L} \cdot \sqrt{LC} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{LC}} + I_S \cdot \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \quad (4.8)$$

Um nun den Spannungsverlauf am Kondensator zu erhalten wird Gleichung 4.8 in Gleichung 4.2 eingesetzt. Man erhält:

$$\begin{aligned} U_C(t) &= \frac{1}{C} \cdot \int_0^t \left(I_S \cdot \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} + \frac{U_{DC}}{L} \cdot \sqrt{LC} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{LC}} \right) dt \\ U_C(t) \cdot C &= I_S \cdot \int_0^t \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} dt + U_{DC} \cdot \frac{\sqrt{LC}}{L} \cdot \int_0^t \sin \frac{t}{\sqrt{LC}} dt \\ U_C(t) \cdot C &= I_S \cdot \left[\sqrt{LC} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{LC}} \right]_0^t + U_{DC} \cdot \frac{\sqrt{LC}}{L} \cdot \left[\sqrt{LC} \cdot \left(-\cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right) \right]_0^t \\ U_C(t) &= I_S \cdot \frac{\sqrt{LC}}{C} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{LC}} + U_{DC} \cdot \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Um zusätzlich den Einfluss des Übersetzungsverhältnis des Transformators auf die Anstiegszeit der Lampenspannung zu erfassen (Abbildung 4.3), wird nun die sekundärseitige Kapazität der DBE auf die Primärseite des

Transformators transformiert. Dabei gilt:

$$C = u^2 \cdot C_{DBE} \quad (4.10)$$

$$U_C = \frac{U_{DBE}}{u} \quad (4.11)$$

Einsetzen der Gleichungen 4.10 und 4.11 in Gleichung 4.9 ergibt:

$$U_C(t) = \frac{U_{DBE}(t)}{u} = I_S \cdot \frac{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}}{u^2 \cdot C_{DBE}} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} + U_{DC} \cdot \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \right)$$

$$U_{DBE}(t) = I_S \cdot \sqrt{\frac{L}{C_{DBE}}} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} + U_{DC} \cdot u \cdot \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \right) \quad (4.12)$$

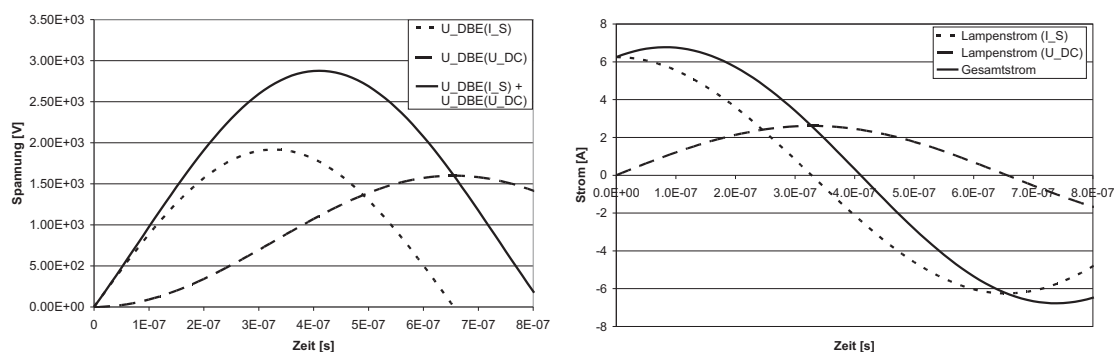
Aus Gleichung 4.12 folgt, dass der Spannungsanstieg an der Sekundärseite des Transformators von zwei unabhängigen Mechanismen beeinflusst wird, wenn an der Sekundärseite des Transformators eine Kapazität bzw. eine DBE als Last angeschlossen ist.

1. Der Spannungsanstieg wird durch das Vorladen der Speicherdrossel L auf den Schaltstrom I_S beeinflusst.
2. Der Spannungsanstieg wird durch Zuschalten der Zwischenkreisspannung U_{DC} beeinflusst.

Der Spannungsanstieg ist Teil einer resonanten Schwingung mit der Resonanzfrequenz

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \quad (4.13)$$

Während im zweiten Summand der Gleichung 4.12 - unter Vernachlässigung der Dämpfung - die Amplitude ausschließlich von U_{DC} und dem Übersetzungsverhältnis u abhängig ist, ist das Maximum des ersten Summands von allen elektrischen Bauelementen (L , C_{DBE} , u) und dem Schaltstrom I_S abhängig. Durch Variation des Schaltstroms I_S , der durch die



(a) Spannungsverlauf an einer DBE (b) Stromverlauf an einer DBE

Abbildung 4.4: Spannungs- und Stromverlauf an einer ungezündeten DBE: (\cdots) Der Verlauf wird erzeugt durch den Schaltstrom I_S , der von der Drossel L getrieben wird; ($- -$) Der Verlauf wird erzeugt durch die Spannungsquelle U_{DC} ; ($—$) resultierender Verlauf an der DBE

Dauer der Ladezeit bestimmt werden kann, ist also auch die Anstiegszeit der Lampenspannung in gewissen Bereichen variierbar. In Abbildung 4.4 ist beispielhaft der Spannungsverlauf an einer DBE über die Zeit aufgetragen. Mit den Werten aus Tabelle 4.1 wurde der Spannungsverlauf berechnet: Der minimale Spannungsanstieg, der eingestellt werden kann,

U_{DC}	200 V
I_S	25 A
L	4 μ H
C_{DBE}	680 pF
$u = \frac{n_2}{n_1}$	4

Tabelle 4.1: Werte für die Berechnung des Spannungsverlaufs

ist durch die Gleichspannung U_{DC} und die Größen der elektrischen Komponenten vorgegeben. Der Schaltstrom I_S ermöglicht es, die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung zu vergrößern. Die Berechnungen wurden für ideale Bauteile durchgeführt. Es wurde keine Dämpfung durch ohmsche Verluste berücksichtigt. Damit hängt die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung direkt mit den Größen L , u und C_{DBE} zusammen. Zum Berechnen der maximale Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspan-

nung wird Gleichung 4.12 zweimal nach der Zeit abgeleitet.

$$\begin{aligned} \frac{dU_{DBE}(t)}{dt} = I_S \cdot \frac{1}{u \cdot C_{DBE}} \cdot \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \\ + U_{DC} \cdot \frac{1}{\sqrt{L \cdot C_{DBE}}} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2U_{DBE}(t)}{dt^2} = I_S \cdot \frac{1}{u^2 \cdot C_{DBE}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L \cdot C_{DBE}}} \cdot \left(-\sin \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \right) \\ + U_{DC} \cdot \frac{1}{L \cdot u \cdot C_{DBE}} \cdot \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Gleichsetzen der Gleichung 4.15 mit null ergibt den Zeitpunkt des maximalen Spannungsanstiegs.

$$t = u \cdot \sqrt{L \cdot C_{DBE}} \cdot \arctan \left(\frac{u \cdot U_{DC}}{I_S} \cdot \sqrt{\frac{C_{DBE}}{L}} \right) \quad (4.16)$$

Einsetzen der Gleichung 4.16 in Gleichung 4.14 ergibt den maximalen Spannungsanstieg in Abhängigkeit der Geräteparameter.

$$\begin{aligned} \frac{dU_{DBE}(t)}{dt} \max = I_S \cdot \frac{1}{u \cdot C_{DBE}} \cdot \cos \left[\arctan \left(\frac{u \cdot U_{DC}}{I_S} \cdot \sqrt{\frac{C_{DBE}}{L}} \right) \right] \\ + U_{DC} \cdot \frac{1}{\sqrt{L \cdot C_{DBE}}} \cdot \sin \left[\arctan \left(\frac{u \cdot U_{DC}}{I_S} \cdot \sqrt{\frac{C_{DBE}}{L}} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.17)$$

Der Verlauf der maximalen Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung in Abhängigkeit von dem Schaltstrom I_S und der Zwischenkreisspannung U_{DC} ist in Abbildung 4.5 aufgetragen.

4.1.3 Adaptives Betriebsgerät für den Rechteckbetrieb - Topologie, Schaltzustände

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt, wurde die ARPI Schaltung als Ausgangsschaltung gewählt, da diese Schaltung so betrieben werden kann,

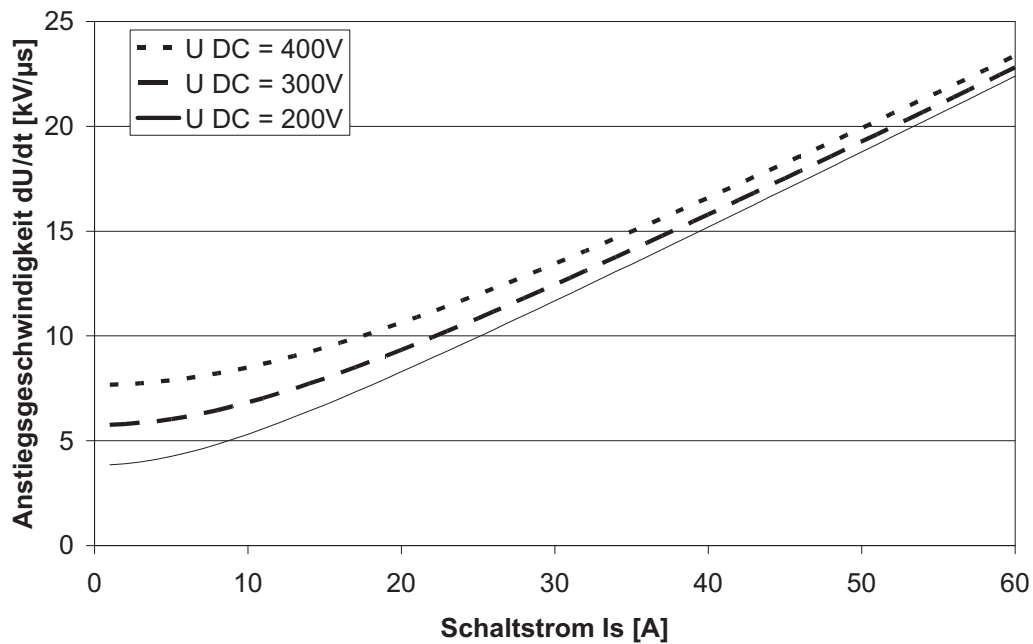


Abbildung 4.5: Maximale Anstiegsgeschwindigkeiten der Lampenspannung in Abhängigkeit von dem Schaltstrom I_S und der Zwischenkreisspannung U_{DC} ; $L = 4 \mu\text{H}$; $C_{DBE} = 680 \text{ pF}$; $u = 4$

dass sie zeitweise einen Stromquellencharakter aufweist. Mit ihr können Strompulse mit unterschiedlichen Maximalwerten erzeugt werden, die zum schnellen Laden der DBE-Kapazität notwendig sind [20]. Dies wird dadurch realisiert, dass die Speicherdrossel L_S zwischen den Schaltelementen S_1 , S_2 , S_3 und S_4 angeordnet ist (Abbildung 4.6). Werden nun z. B. die Schalter S_1 und S_2 leitend gemacht, so fließt ein Strom über die Drossel L_S . Die Größe des Stroms $I(t)$ hängt von der Versorgungsspannung, von der Induktivität der Speicherdrossel und von der Zeit während S_1 und S_2 leitend sind ab.

$$I(t) = \int_0^t \frac{1}{L(t)} \cdot U(t) dt + I(t=0) \quad (4.18)$$

Mit

$U(t) = \text{konstant}$,

$L = \text{konstant}$ und

$I(0) = 0 \text{ A}$

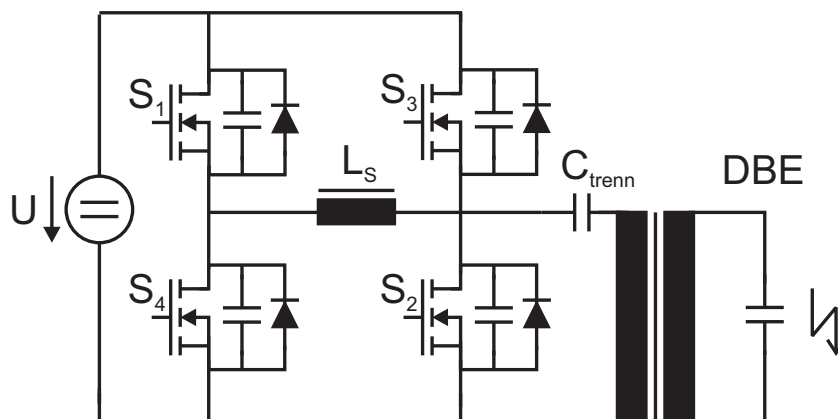


Abbildung 4.6: Betriebsgerät für bipolaren Rechteckbetrieb

folgt

$$I(t) = \frac{1}{L} \cdot U \cdot t \quad (4.19)$$

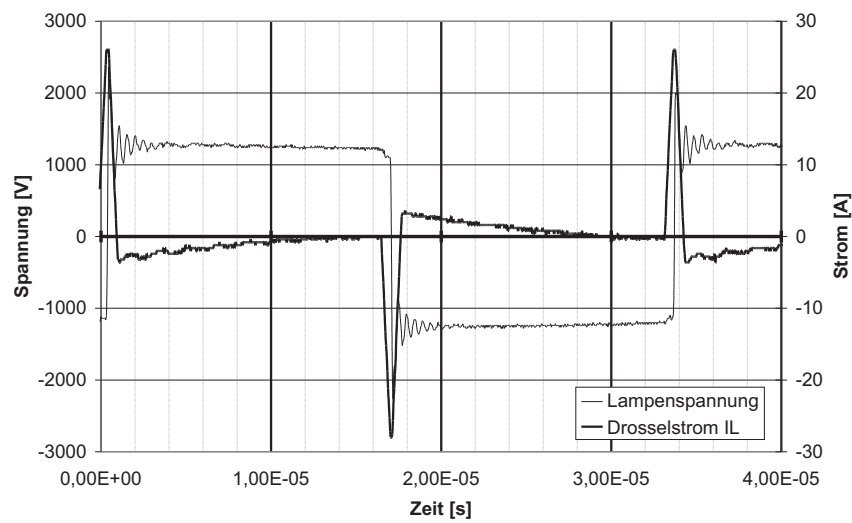
Hat die Drossel den gewünschten Maximalstrom erreicht, so wird der Schalter S_2 nicht leitend gemacht. Der Strom, der von der Drossel getrieben wird, fließt nach dem Schaltvorgang über den Kondensator C_{Trenn} und den Transformator und lädt die Kapazität der DBE auf. Die Spannung an der Lampe steigt an.

Mit diesem Schaltungsprinzip ist es möglich, allein über die Ladezeit der Speicherdrossel, d.h. über die Zeit in der zwei diagonal liegende Schaltelemente gleichzeitig leiten, die Anstiegszeit der Lampenspannung einzustellen. In Abbildung 4.7 (a) sieht man den Stromverlauf der Speicherdrossel und den Verlauf der Lampenspannung, der mit diesem Schaltkonzept erzeugt werden kann. In Abbildung 4.7 (b) ist das Schaltmuster aufgetragen, mit dem der Spannungsverlauf erzeugt werden kann.

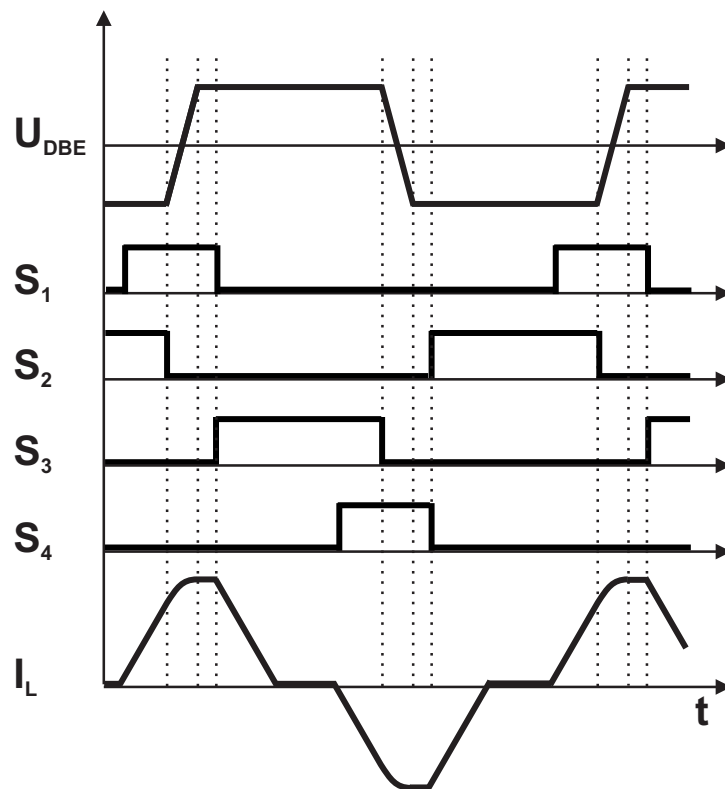
Zur Erläuterung des Schaltmusters werden die einzelnen Schaltphasen des adaptiven Betriebsgeräts für den bipolaren Rechteckbetrieb beschrieben (siehe auch Abbildung 4.8).

a) Schalter S_1 und S_2 sind im leitenden Zustand. Es fließt ein Strom über die Drossel L_S . Der Strom verhält sich nach Gleichung 4.19.

b) Schalter S_2 wird gesperrt. Der Strom fließt über den Trennkondensator C_{Trenn} und den Transformator in die Lampe. Dabei wird die Kapazität der DBE geladen. Erfüllt die Lampenspannung die Zündbedingung der



(a) gemessen



(b) schematische Schaltzeiten

Abbildung 4.7: Schaltzeitpunkte des adaptiven Betriebsgeräts für bipolaren Rechteckbetrieb

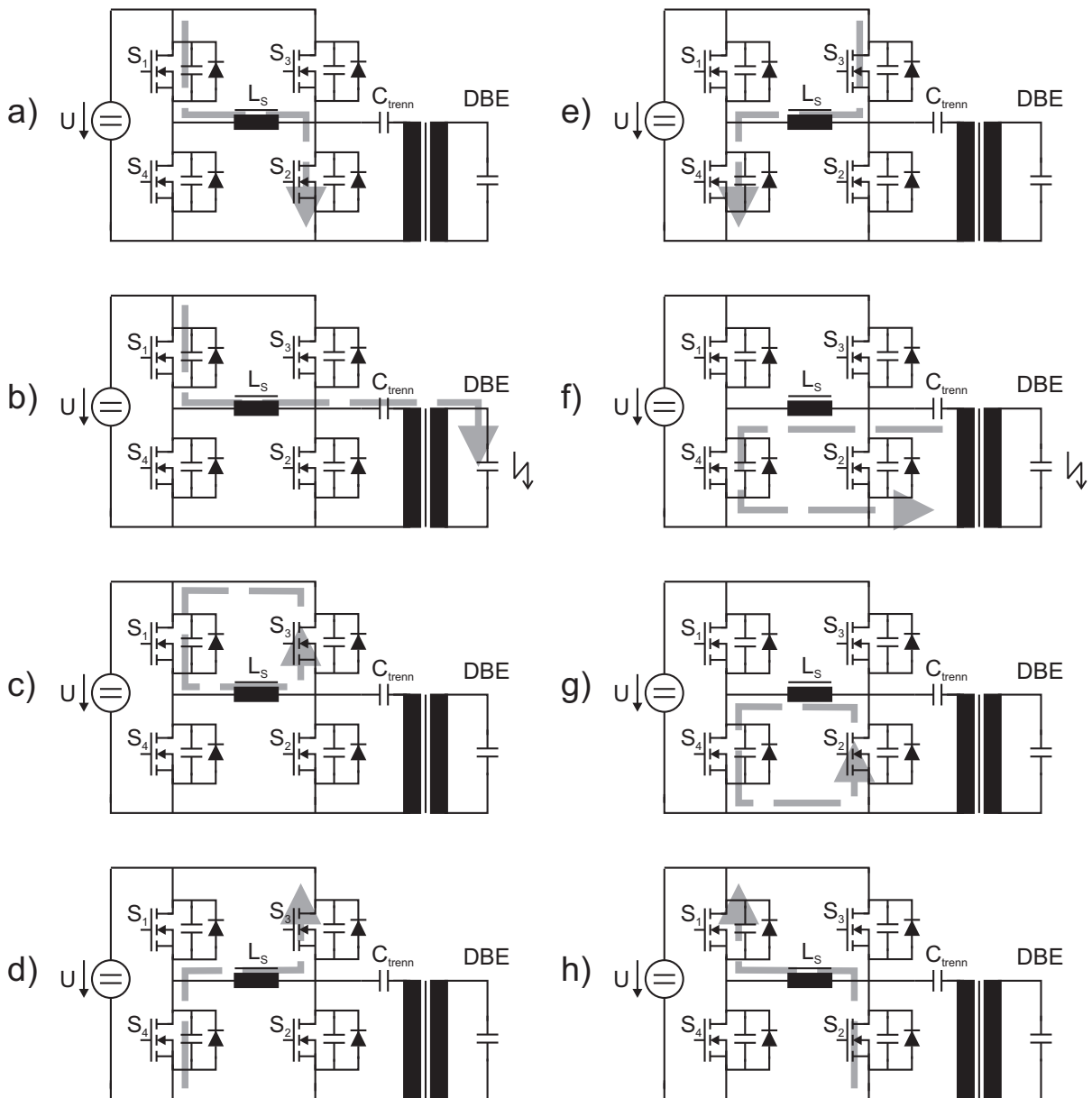


Abbildung 4.8: Schaltphasen des adaptiven Betriebsgeräts für bipolaren Rechteckbetrieb

DBE, so entsteht für kurze Zeit ein Plasma im Gasraum der Lampe. Dabei muss das Übersetzungsverhältnis des Transformators so ausgelegt sein, dass die Zündbedingung an der Lampe erreicht wird, bevor an S_2 das Potential der Versorgungsspannung U anliegt. Tritt letzterer Fall ein, so wird die Primärseite des Transformators über die Inversdiode des Schalters S_3 auf die Versorgungsspannung geklemmt. Die Lampenspannung kann nicht weiter ansteigen und die Zündspannung der DBE wird nicht erreicht.

c) Überschreitet das Potential an S_2 die Versorgungsspannung U , so wird die Inversdiode des Schalters S_3 leitend. Solange der Schalter S_1 nicht geschlossen wird, fließt ein Kreisstrom, der durch die Drossel L_S , die noch Restenergie gespeichert hat, getrieben wird.

d) Um die Verluste möglichst gering zu halten und die Restenergie der Speicherdrossel in die Spannungsversorgung zurückzuspeisen, muss der Schalter S_1 schnell geöffnet werden. Der Drosselstrom kommutiert auf die Inversdiode des Schalters S_4 . Die Energie, die noch in der Drossel gespeichert ist, wird in den Zwischenkreis zurückgespeist. Dabei kommt der Drosselstrom zum Erliegen. Betrachtet man den Stromverlauf der Drossel in Abbildung 4.7 (a), so sieht man, dass nach dem dreieckförmigen Stromverlauf ein Strom in die entgegengesetzte Richtung fließt. Das Auftreten dieses Stroms wird hervorgerufen durch das Sperrverhalten der Inversdiode S_4 [12]. Damit diese sperren kann, muss die Sperrverzögerungsladung aus der Raumladungszone der Diode fließen. Durch diesen Stromfluss wird die Drossel nochmals aufgeladen. Die Drossel treibt einen Strom über die Inversdiode von S_1 und den Schalter S_3 , in die entgegengesetzte Richtung.

e) Da mit dieser Schaltung ein bipolarer Rechteckbetrieb realisiert werden soll, ist es notwendig die Primärseite des Transformators auf das Potential der Versorgungsspannung zu klemmen. Dazu muss der Schalter S_3 geschlossen werden, solange dessen zugehörige Inversdiode noch im leitenden Zustand ist. Dieser Schaltvorgang ist nahezu verlustfrei, da er unter ZVS-Bedingung erfolgt. Die zulässige maximale Dauer der angelegten Spannung wird durch den Kern des Transformators und die Windungszahl der Primärseite bestimmt. Ist das Spannung-Zeit-Produkt an der Primärseite zu groß, so gerät der Transformator kern in Sättigung.

Ist die gewünschte Zeit, in der die positive Spannung an der Lampe angelegt ist, verstrichen, wird der Umpolvorgang eingeleitet. Dazu wird der Schalter S_4 geschlossen (ZCS). Der Strom über die Drossel L_S beginnt linear anzusteigen, bis ausreichend Energie für den folgenden Umladevorgang in der Drossel gespeichert ist.

f) Sobald der Schalter S_3 geöffnet wird, wird die Lampenspannung in einer definierten Zeit auf die negative Spannung umgepolt. Die Umladezeit ist abhängig von dem maximalen Drosselstrom, der Lampenkapazität und der angelegten Versorgungsspannung. Während dieses Umladevorgangs erfolgt die zweite Zündung der DBE innerhalb einer Periode.

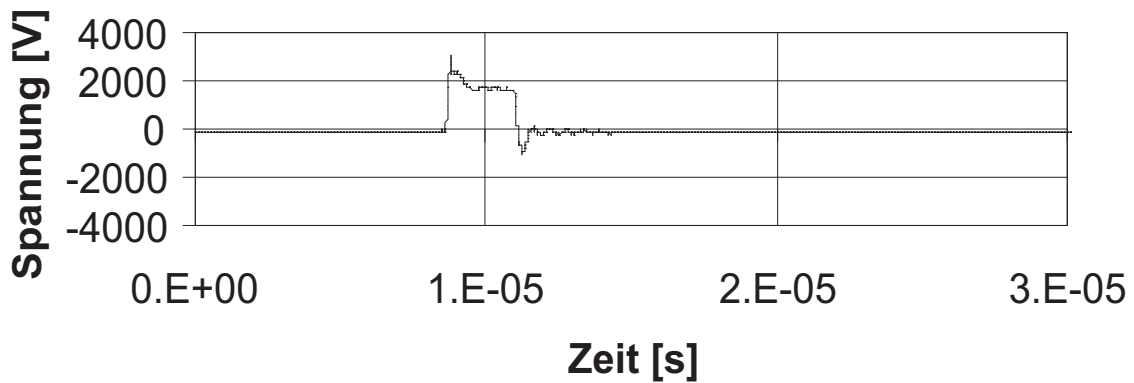
g) Ist die DBE vollständig umgeladen, treibt die Speicherdrossel weiterhin einen Strom. Dadurch baut sich an der Inversdiode des Schalters S_2 eine positive Spannung in Flussrichtung auf. Nach Erreichen der Diodenspannung wird diese leitend und es entsteht wiederum ein Kreisstrom wie in c), jedoch in der unteren Masche der Schaltung. Auch dieser Kreisstrom ist unerwünscht.

h) Um den Kreisstrom zu unterbinden, wird der Schalter S_4 so bald wie möglich geöffnet. Der Drosselstrom kommutiert auf die Inversdiode des Schalters S_1 . Die restliche Energie, die in der Drossel gespeichert ist, wird in die Versorgung zurückgespeist. Damit die Lampenspannung negativ bleibt und kein Schwingen aufkommt, wird während des kleiner werdenden Drosselstroms der Schalter S_2 geschlossen. Dieser Zustand ist wiederum durch die Spannungs-Zeit-Fläche über dem Transformator zeitlich begrenzt. Auch hier entsteht ein Kreisstrom über L , S_2 und die Inversdiode von S_4 . Um den nächsten Umladevorgang der DBE einzuleiten wird der Schalter S_1 geschlossen (a)) und die Speicherdrossel L_S wird geladen.

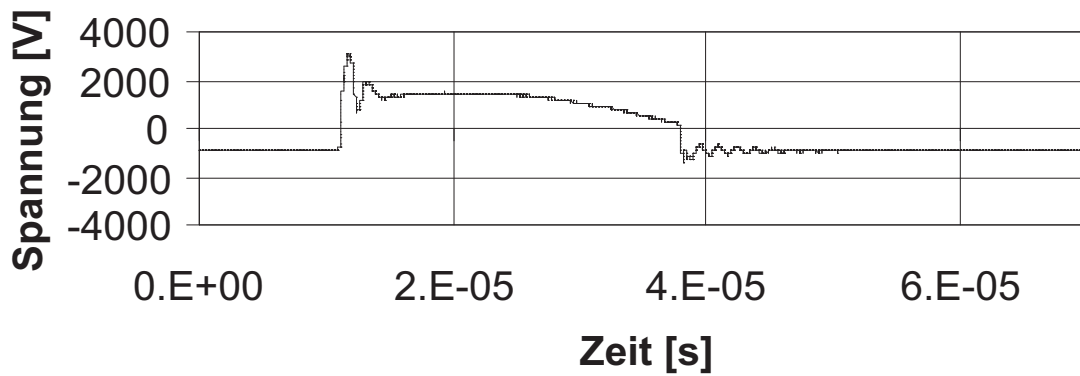
4.2 Adaptives Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Pulse

4.2.1 Rückzündung

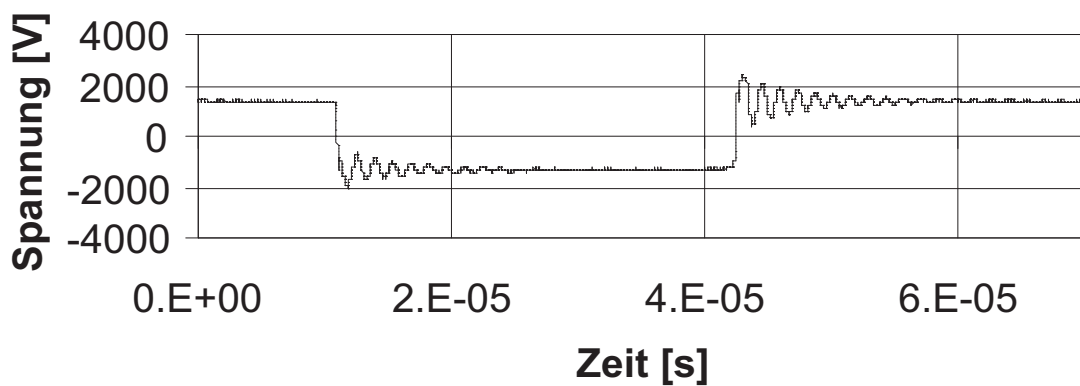
Mit dem in Kapitel 4.1.3 vorgestellten Betriebsgerät wurden erste Messungen an dielektrisch behinderten Entladungslampen gemacht, um das Verhalten solcher Entladungslampen kennenzulernen. Aufgrund mehrerer Veröffentlichungen [24], [17], [18] wurde vor allem auf den Einfluss der Pulslänge auf das Entladeverhalten geachtet. Verglichen mit einem Rechteckbetrieb mit einem Tastverhältnis von 50% und einer Betriebsfrequenz von 40 kHz erhöhte sich der Lampenwirkungsgrad bei einer Pulslänge im Bereich von 500 ns bis ca. 4 μ s und einer Betriebsfrequenz im Bereich von 1 kHz bis ca. 60 kHz um einen Faktor von bis zu 1,6. In [31] wurde der Zusammenhang zwischen Pulslänge, Lampenleistung, Leuchtdichte



(a) Duty-Cycle: 5%



(b) Duty-Cycle: 40%; Spannung am Transformator ist nicht geklemmt



(c) Duty-Cycle: 50%

Abbildung 4.9: Bipolarer Rechteckbetrieb: Variation des Duty-Cycles zum Betrieb einer DBE; Betriebsfrequenz: 40 kHz

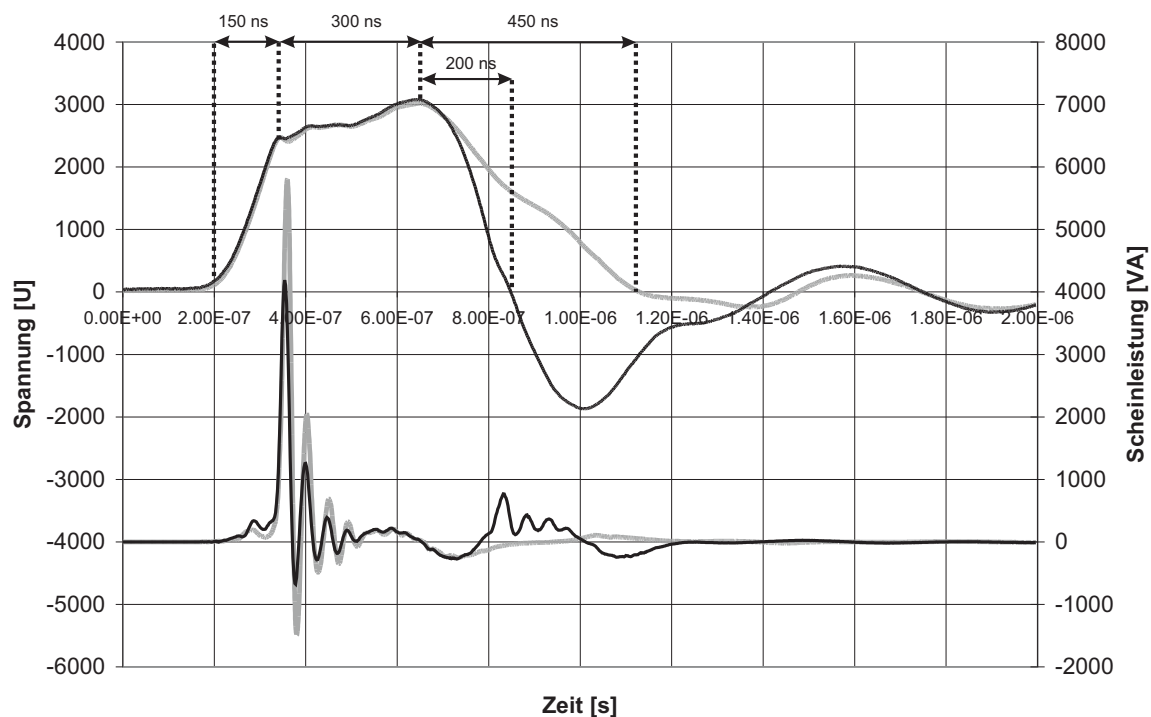


Abbildung 4.10: Leistungseinkopplung in Abhängigkeit von der Pulslänge; oben: Spannung; unten: Leistung

und Lampeneffizienz untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass der Lampenwirkungsgrad bei gleichbleibender Betriebsfrequenz maßgeblich erhöht werden kann, wenn die Pulslänge verkürzt wird. Bei hinreichend kurzen Pulsen kann bei der abfallenden Spannungsflanke ein weiteres Mal Leistung in die Lampe eingekoppelt werden. Dies ist in Abbildung 4.10 in zwei Spannungspulsen mit gleicher Anstiegsflanke und unterschiedlichen Pulslängen zu sehen. Während bei dem langen Puls nur während des Spannungsanstiegs Energie in die Lampe eingekoppelt wird, wird bei dem kurzen Puls zusätzlich am Ende des Pulses Energie eingekoppelt. Zur Erzeugung kurzer Pulse sind vier Schalter nicht notwendig. Das bisher vorgestellte Betriebsgerät wurde um zwei aktive Schalter und deren dazugehörige Beschaltung reduziert. Zusätzlich kann das Kernvolumen des Transformators aufgrund der reduzierten Spannungs-Zeit-Fläche um ca. 80% reduziert werden (PM74 auf ETD39). Es entsteht ein Schaltkonzept mit zwei unterschiedlichen Rückspeisekonzepten.

Das erste Konzept ist in Abbildung 4.11 abgebildet. Die dazugehörigen Schaltphasen sind identisch zu den Schritten a) bis d) der Abbildung 4.8

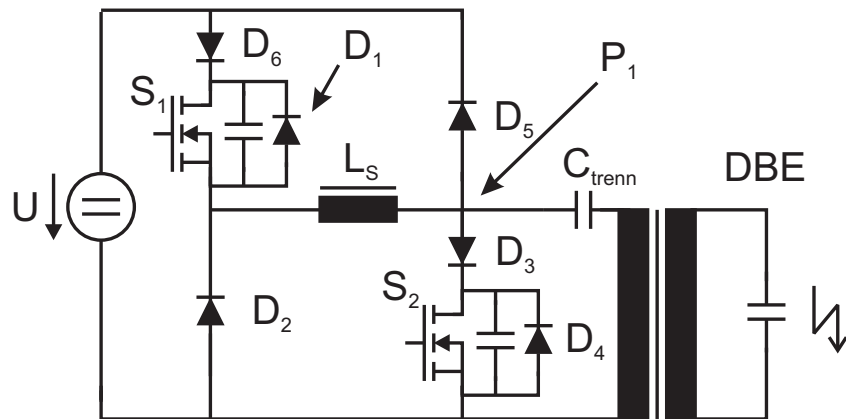


Abbildung 4.11: Betriebsgerät für unipolare Pulse mit Rückspeisediode des bipolaren Rechteckbetriebs.

- Die Speicherdrossel L_S wird geladen, indem die beiden MOSFET-Schalter S_1 und S_2 geschlossen werden (Punkt a).
- Schalter S_2 wird geöffnet. Der Strom, den die Speicherdrossel in die DBE treibt, lädt die Kapazität der DBE und die Spannung steigt (Punkt b).
- Erreicht das Potential an Punkt P_1 das der Zwischenkreisspannung U , so wird die Diode D_5 leitend. Es beginnt ein verlustbehafteter Kreisstrom zu fließen (Punkt c).
- Der Kreisstrom endet, wenn die Drossel keinen Strom mehr treiben kann, oder wenn der Schalter S_1 geöffnet wird (Punkt d). Ist dies der Fall, treibt die Drossel L_S einen Strom über die Dioden D_2 und D_5 , der die restlich gespeicherte Energie in die Spannungsquelle U zurückspeist.

Im Unterschied zum bipolaren Rechteckbetrieb ändert sich ab diesem Zeitpunkt das Schaltmuster. Die Spannung, die an der Primärseite des Transformators anliegt, ist nicht mit der Versorgungsspannung verbunden. Da die Hauptinduktivität des Transformators weiterhin einen Strom treibt, wird die Spannung an der Primärseite des Transformators reduziert. Wenn lange genug gewartet wird, hat sich die gesamte Energie, die noch in der DBE gespeichert ist, im EVG ausgebreitet und wandelt sich an den elektrischen Komponenten in Wärme um. Eine ausführliche Beschreibung ist

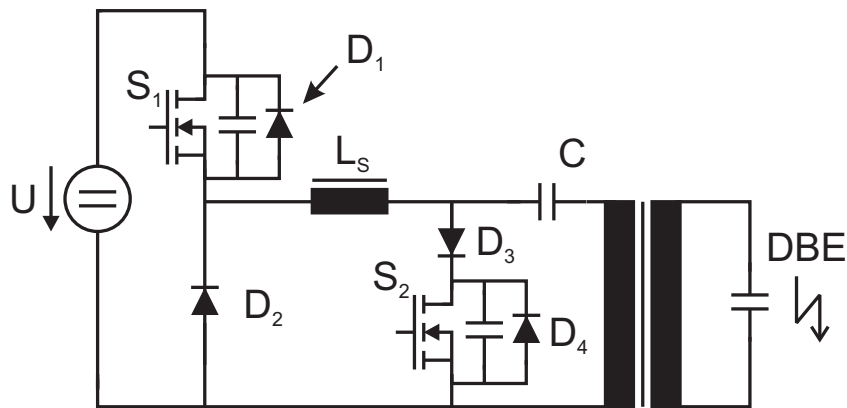


Abbildung 4.12: Betriebsgerät für unipolare Pulse mit resonanter Rückspeisung

in Kapitel 4.2.2 zu finden. Wird der Schalter S_2 eingeschaltet, solange noch ausreichend Spannung an der DBE anliegt, so kann ohne zusätzliches Zuführen von Energie eine weitere Zündung in der DBE initiiert werden¹. Leider kann mit diesem Schaltmuster keine ungenutzte Energie in die Zwischenkreisspannung zurückgespeist werden. Zusätzlich muss die Zwischenkreisspannung so hoch sein, dass die Zündspannung an der DBE erreicht wird. Andernfalls kommt es nicht zur Zündung der DBE.

Das zweite Konzept nutzt die Diode D_1 parallel zum MOSFET S_1 (Abbildung 4.12). Hier wird die Energie, die auf der DBE gespeichert ist und für die Entladung nicht genutzt werden kann, in einem resonanten Umschwingvorgang in die Versorgung zurückgespeist. Erst wenn dieser Vorgang beendet ist, wird der Schalter S_2 geschlossen und die restliche Energie, die sich noch auf der Kapazität der DBE befindet, wird entladen. Hier sind die ersten zwei Schaltphasen identisch zu denen der zuvor beschriebenen Schaltungskonzepten:

- Die Speicherdrossel L_S wird geladen, indem die beiden MOSFET-Schalter S_1 und S_2 geschlossen werden (Punkt a).
- Schalter S_2 wird geöffnet. Der Strom, den die Speicherdrossel nun in die DBE treibt, lädt die Kapazität der DBE und die Spannung steigt (Punkt b).
- Die Spannung an der DBE steigt auf Grund des LC-Kreises (Spei-

¹Dieser Effekt und sein physikalischer Hintergrund wird in einer separaten Dissertation beschrieben, die durch die Ergebnisse dieser Arbeit ermöglicht wurde.

cherdrossel - Lampenkapazität) auf einen Maximalwert (Resonanzüberhöhung) und schwingt dann zurück. Dadurch wird ein Teil der nicht benötigten Energie, die auf der DBE gespeichert ist, in die Versorgung zurückgespeist.

- Unter Umständen kann der Schalter S_1 unter ZVS-Bedingung ausgeschaltet werden. Dies ist dann der Fall, wenn der MOSFET erst beim Zurückschwingen des Stroms geöffnet wird. In diesem Fall übernimmt die Diode D_1 die Stromführung und es entstehen nur geringe Verluste beim Ausschalten von S_1 .
- Um die bereits oben erwähnte Rückzündung zu erreichen, wird der Schalter S_2 geschlossen.

4.2.2 Berechnung der Schaltzustände

Die Topologie aus Abbildung 4.12 erwies sich als das aussichtsreichste Prinzip in Hinsicht auf den elektrischen Wirkungsgrad, die Lampeneffizienz und den Schalteraufwand. Um vor der Simulation der Schaltung bereits die kritischen und verlustbehafteten Schaltzustände kennenzulernen, werden die Differenzialgleichungen für die einzelnen Schaltzustände aufgestellt. Das Ziel ist es, für die wesentlichen elektrischen Komponenten die Differenzialgleichungen zu lösen, ohne den elektrischen Bauteilen feste Werte zuzuweisen. Dadurch ist es möglich, bereits im Vorfeld den Zusammenhang zwischen Zwischenkreisspannung, Ladestrom, Zündspannung, Resonanzfrequenz usw. zu begreifen. Je nach Startbedingung und Anzahl der Bauteile, die beteiligt sind, ist die allgemeine Lösung über die Laplacetransformation nicht möglich. Um dennoch eine allgemeine Lösung zu erhalten, wird der zu berechnende Kreis auf die wesentlichen Elemente so stark reduziert, dass wieder eine allgemeine Lösung berechnet werden kann. Das elektrische Modell der DBE, das in Kapitel 3 aufgestellt wurde, ist hierbei hilfreich.

Unterteilung der Schaltzyklen

Eine Periode des Pulsgeräts wird in folgende Schaltzyklen unterteilt:

1. Ladephase der Drossel

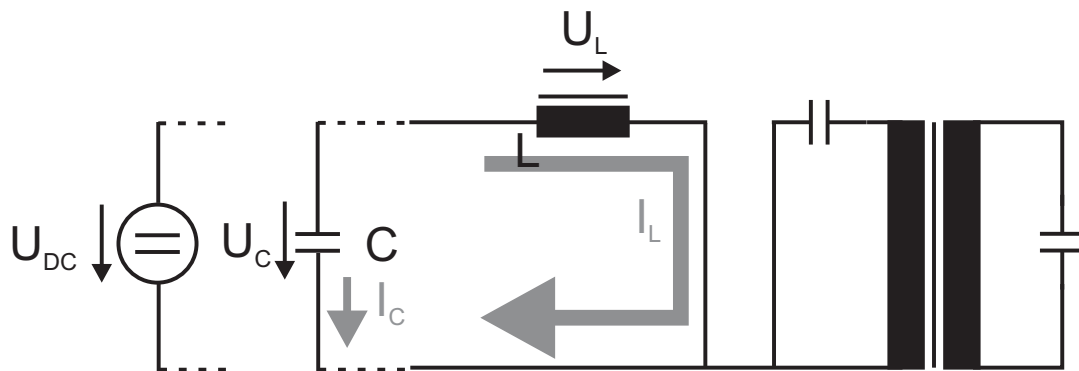


Abbildung 4.13: Ersatzschaltbild: Ladephase der Drossel

2. Ladephase der DBE
3. Zündung der DBE
4. Rückschwingen und Rückzündung
5. Entmagnetisierung der induktiven Bauelemente
6. Ruhephase

Für die einzelnen Phasen werden Ersatzschaltbilder erstellt und damit die Differentialgleichungen aufgestellt:

Ladephase der Drossel

In Abbildung 4.13 sind nur die Komponenten des Betriebsgeräts dargestellt, die in der ersten Schaltphase beteiligt sind. Mit der Annahme, dass die Leitendwiderstände der Schalter vernachlässigbar sind, ist nur die Spannungsquelle und die Drossel in der ersten Schaltphase beteiligt. Dadurch beschränken sich die Gleichungen auf die Drosselgleichung

$$U_L = U_{DC} = L \cdot \frac{dI}{dt} \quad (4.20)$$

$$I_L = \frac{1}{L} \cdot \int_0^{T_{load}} U_{DC} dt \quad (4.21)$$

Wird die Spannungsquelle durch eine Kapazität ersetzt, wie es in der Realität ist, so wird das Berechnen des Drosselstroms bereits um einiges auf-

wändiger. Nach Aufstellen der Knoten- und Maschengleichungen

$$-I_C(t) = I_L(t) \quad (4.22)$$

$$U_C(t) = U_L(t) \quad (4.23)$$

$$U_L(t) = L \cdot \dot{I}_L(t) \quad (4.24)$$

$$I_C(t) = C \cdot \dot{U}_C(t) \quad (4.25)$$

werden die Gleichungen nach dem Transformieren in den Laplacebereich gelöst.

$$-I_C(s) = I_L(s) \quad (4.26)$$

$$U_C(s) = U_L(s) \quad (4.27)$$

$$U_L(s) = L \cdot (s \cdot I_L(s) - I_L(+0)) \text{ mit } I_L(+0) = 0 \text{ A} \quad (4.28)$$

$$I_C(s) = C \cdot (s \cdot U_C(s) - U_C(+0)) \quad (4.29)$$

Einsetzen von Gleichungen 4.28 und 4.29 in 4.26 unter Berücksichtigung von 4.27 ergibt:

$$-C \cdot (s \cdot U_C - U_C(+0)) = \frac{1}{L} \cdot U_C \cdot \frac{1}{s} \quad (4.30)$$

$$U_C \cdot (s \cdot C + \frac{1}{s \cdot L}) = C \cdot U_C(+0) \quad (4.31)$$

$$U_C = U_C(+0) \cdot \frac{s}{s^2 + \frac{1}{LC}} \quad (4.32)$$

Damit ergibt sich das zeitliche Verhalten der Spannung am Kondensator zu:

$$U_C(t) = U_C(+0) \cdot \cos(\sqrt{\frac{1}{LC}} \cdot t) \quad (4.33)$$

Einsetzen von 4.33 in 4.25 und Auflösen ergibt den zeitabhängigen Strom, der während der Ladephase durch die Drossel fließt:

$$I_L = U_C(+0) \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot \sin(\sqrt{\frac{1}{LC}} \cdot t) \quad (4.34)$$

Somit ist das zeitabhängige Verhalten der beteiligten Bauteile während der ersten Schaltphase bestimmt. Der Widerstand, der zum Beispiel durch Leitungen und den Schalter S_2 gebildet wird, wird hier nicht berücksichtigt, da er keine wesentliche Veränderung des Stromverlaufs bewirkt.

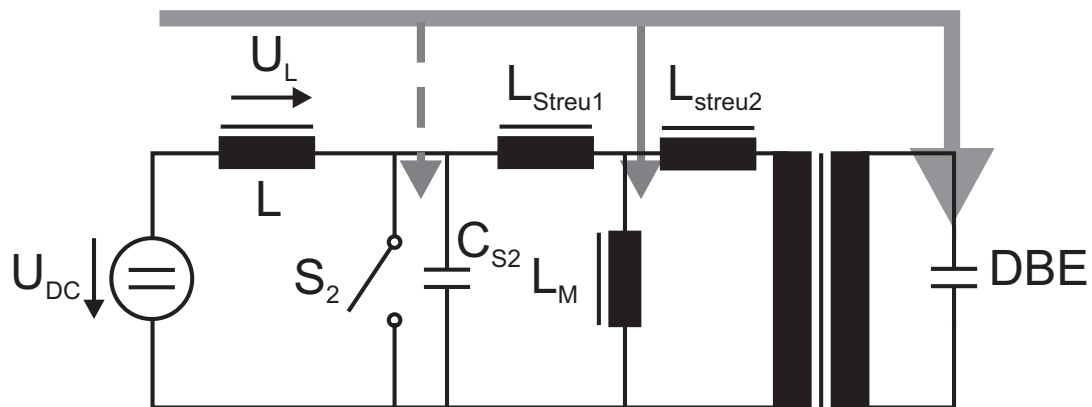


Abbildung 4.14: Ladephase der DBE

Ladephase der DBE

Hat die Drossel ausreichend Energie gespeichert bzw. fließt der gewünschte Maximalstrom $I_L(+0)$ durch die Drossel, so wird der Schalter S_2 nicht leitend gemacht und es beginnt die Ladephase der DBE. Die wesentlichen Komponenten für diese Schaltphase sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Dabei spielen nicht nur die Speicherdrossel L und die Kapazität der DBE eine Rolle, sondern auch die Haupt- und Streuinduktivitäten des Transformators und die Kapazität des Schalters S_2 . Bei näherer Betrachtung dieser Schaltphase stellt sich heraus, dass diese nochmals in zwei Phasen unterteilt werden muss.

1. Ausschaltvorgang des Schalters S_2 bzw. des MOSFETs
2. Spannungsanstieg an der DBE

Ausschaltvorgang des Schalters S_2 : Um eine allgemeine Lösung für diesen Vorgang zu erhalten, werden nur die wesentlichen Komponenten aus Abbildung 4.14 berücksichtigt. Es handelt sich um die Spannungsquelle U_{DC} , die Ladedrossel L , die Kapazität C_{S2} des Schalters S_2 und eine Induktivität L_{Tr} , die die Hauptinduktivität und die Streuinduktivitäten des Transformators kombiniert wiedergibt (Abbildung 4.15). Die Kapazitäten des Trennkondensators und der DBE werden hier vernachlässigt, da sie während dieses Zeitabschnitts Kurzschlüsse darstellen. Die Induktivität L_{Tr} entspricht etwa der Summe der beiden Streuinduktivitäten. Nach Aufstellen der Maschen- und Knotengleichungen für dieses

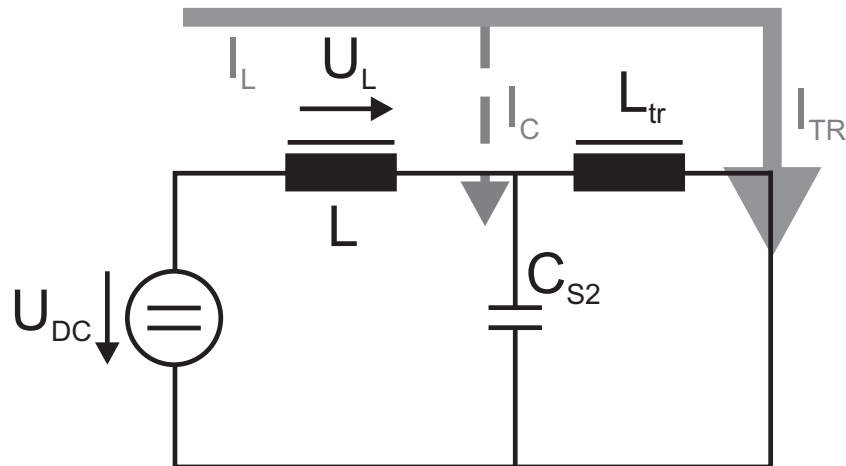


Abbildung 4.15: Ersatzschaltbild für den Ausschaltvorgang des Schalters S_2

Ersatzschaltbild ergibt sich folgende Formel für das Spannungsverhalten am Kondensator C_{S2} :

$$U_C = \frac{I_L(+0)}{C \cdot \omega} \cdot \sin \omega t + \frac{U_{DC}}{L \cdot C \cdot \omega^2} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (4.35)$$

$$U_C = I_L(+0) \sqrt{\frac{L \cdot L_{Tr}}{C \cdot (L + L_{Tr})}} \cdot \sin \omega t + U_{DC} \frac{L_{Tr}}{L + L_{Tr}} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (4.36)$$

$$\text{mit } \omega^2 = \frac{L + L_{Tr}}{L \cdot L_{Tr} \cdot C}$$

Mit dieser Formel, die in Kapitel A.1 hergeleitet wird, wird der Spannungsanstieg am Schalter S_2 beschrieben. Vergleicht man Gleichung 4.36 mit Gleichung 4.9, so sieht man, dass sie sich bis auf die Berechnung der resultierenden Induktivität gleichen. Auch der Verlauf der Spannung an der Kapazität C_{S2} besteht aus zwei Summanden, von denen der eine vom Schaltstrom $I_L(+0)$ abhängt und der andere von der Versorgungsspannung U_{DC} . Folgende Werte wurden in die Gleichung 4.36 eingesetzt:

- $I_L(+0)$ (Drosselstrom zu Beginn des Ausschaltvorgangs) = 30 A
- $U_{DC} = 400$ V

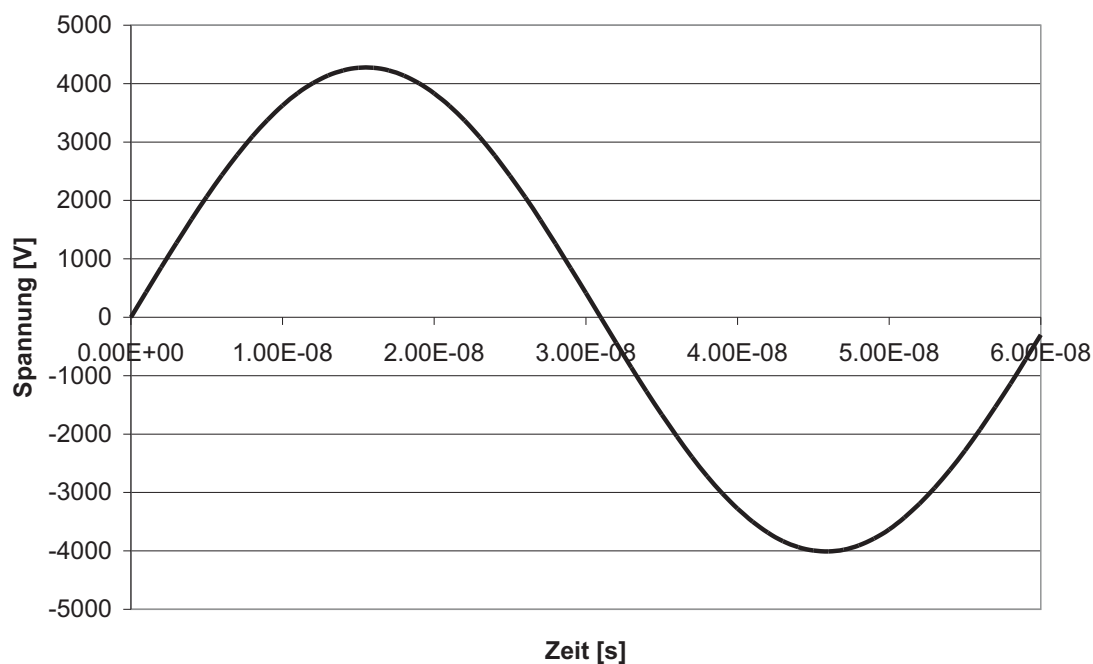


Abbildung 4.16: Spannungsverlauf am Schalter S_2 : $I_L(0+) = 30\text{ A}$;
 $U_{DC} = 400\text{ V}$; $C_{S2} = 70\text{ pF}$; $L = 4\text{ }\mu\text{H}$; $L_{Tr} = 2\text{ }\mu\text{H}$

- C_{S2} (Kapazität des Schalters): ca. 70 pF bei 400 V Drain-Source-Spannung (Infineon SPW20N60C3)
- L (Induktivität der Speicherdrossel) = $4\text{ }\mu\text{H}$
- L_{Tr} (Gesamtinduktivität des Transformators von der Primärseite gesehen) = $2\text{ }\mu\text{H}$

Durch die sehr kleine Kapazität des MOSFETs, der sich an der Stelle von S_2 befindet, gerät die vorläufige Resonanzfrequenz an diesem Bauteil in den MHz-Bereich. Mit den oben genannten Werten ergibt sich eine Resonanzfrequenz von 16,5 MHz, d.h. nach Ausschalten des Schalters S_2 liegt nach ca. 15 ns maximale Spannung an. Diese Anstiegsgeschwindigkeit muss mit geeigneten Maßnahmen verringert werden, so dass der Schalter nicht im kritischen Bereich betrieben wird. Dies wird hier mit einer weiteren Kapazität parallel zum Schalter S_2 gemacht. In Abbildung 4.16 ist der Spannungsverlauf an der Kapazität C_{S2} über der Zeit aufgetragen, der nach Formel 4.36 berechnet wurde. Sowohl die Anstiegsgeschwindigkeit als auch die Maximalspannung sind kritische Werte, die für die weitere Auslegung des Schaltungskonzepts berücksichtigt werden müssen.

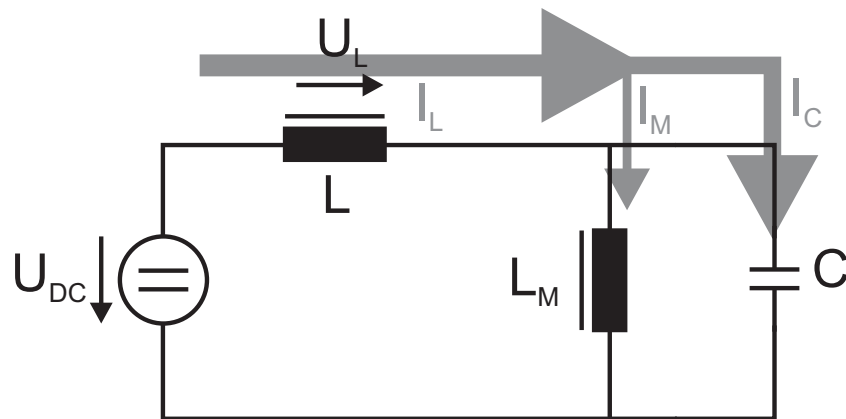


Abbildung 4.17: Ersatzschaltbild für die Ladephase der DBE

Spannungsanstieg an der DBE: Zur Berechnung des allgemeinen Verhaltens der Spannung an der DBE wird nun wieder ein Ersatzschaltbild (Abbildung 4.17) mit den wichtigsten Komponenten benutzt. Hier werden nur die Speicherdrossel, die Hauptinduktivität des Transformators und die Kapazität der DBE berücksichtigt. Sowohl die elektrischen Komponenten als auch die Anordnung entsprechen der im letzten Absatz beschriebenen Problematik, so dass für den Verlauf der Spannung an der DBE Gleichung 4.36 benutzt werden kann.

$$U_C = I_L(+0) \sqrt{\frac{L \cdot L_M}{C \cdot (L + L_M)}} \cdot \sin \omega t + U_{DC} \frac{L_M}{L + L_M} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (4.37)$$

$$\text{mit } \omega^2 = \frac{L + L_M}{L \cdot L_M \cdot C}$$

Die Bauteile besitzen hier jedoch andere Größen:

- $I_L(+0)$ (Drosselstrom zu Beginn des Ladevorgangs der DBE) = 30 A
- $U_{DC} = 400$ V
- C (Kapazität der DBE, multipliziert mit dem Übersetzungsverhältnis des Transformators zum Quadrat) = $600 \text{ pF} \cdot 4^2 = 9,6 \text{ nF}$
- L (Induktivität der Speicherdrossel): $4 \mu\text{H}$
- L_M (Hauptinduktivität des Transformators von der Primärseite gesehen) = $300 \mu\text{H}$

Für die Ströme I_L , I_M , I_C (Herleitung: Kapitel A.1) ergeben sich folgende zeitliche Abhängigkeiten:

$$I_M(t) = t \cdot \frac{U_{DC}}{L + L_M} - \frac{U_{DC}}{L + L_M} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \sin \omega t + I_L(+0) \cdot \frac{L}{L + L_M} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (4.38)$$

$$I_C(t) = I_L(+0) \cdot \cos \omega t + \frac{U_{DC}}{L} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \sin \omega t \quad (4.39)$$

$$I_L(t) = I_M + I_C = t \cdot \frac{U_{DC}}{L + L_M} + U_{DC} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{L_M}{L \cdot (L + L_M)} \cdot \sin \omega t + I_L(+0) \cdot \frac{L}{L + L_M} \cdot (1 - \cos \omega t) + I_L(+0) \cdot \cos \omega t \quad (4.40)$$

$$\text{mit } \omega = \sqrt{\frac{L + L_M}{C \cdot L \cdot L_M}}$$

Folgende Ergebnisse sind in den Gleichungen 4.37 bis 4.40 enthalten:

- Der Vorladestrom $I_L(+0)$ beschleunigt den Spannungsanstieg an der Kapazität bzw. der DBE.
- Die maximal erreichbare Spannung an der Kapazität C hängt von dem Vorladestrom $I_L(+0)$ ab.
- Das Vorladen der Speicherdrossel ermöglicht es, mit diesem Schaltprinzip für unterschiedlich große Kapazitäten den gleichen Spannungsanstieg einzustellen.
- Es wird Energie in der Hauptinduktivität des Transformators gespeichert. Diese Energie muss bei der Betrachtung der Verluste berücksichtigt werden.

Die zeitlich abhängigen Spannungs- und Stromverläufe sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Hierbei handelt es sich um den Spannungsverlauf an einer Kapazität bzw. an einer nicht gezündeten DBE. Kommt es zur Zündung, so hat sowohl Spannung als auch Strom einen anderen zeitlichen Verlauf. Der Spannungsverlauf an der Kapazität ist auf die Primärseite des Transformators bezogen. Um die sekundärseitige Spannung zu erhalten, müssen die

Werte mit dem Übersetzungsverhältnis des Transformators multipliziert werden. Dasselbe gilt für den Strom, der in die Kapazität fließt. Um die sekundärseitigen Stromwerte zu erhalten, müssen die Werte von I_C durch das Übersetzungsverhältnis geteilt werden. Die Dämpfung durch ohmsche Verluste wurde nicht berücksichtigt.

Zündung der DBE

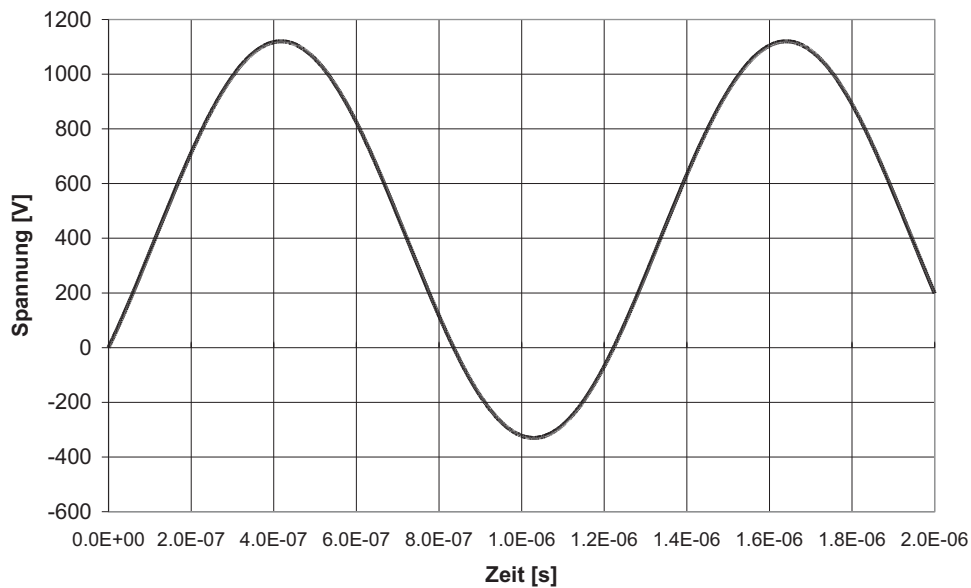
Hat die Spannung an der DBE die Zündbedingung erreicht, so entsteht ein Plasma im Gap der DBE. Ausgehend von dem Modell aus Kapitel 3, entspricht das aktuelle Ersatzschaltbild Abbildung 4.19 (a). Unter Vernachlässigung des Trennkondensators C_{trenn} , der Streuinduktivitäten und des idealen Transformators ergibt sich das Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.19 (b). Für die allgemeine Lösbarkeit werden zusätzlich die Wandkapazität der DBE und der Plasmawiderstand vernachlässigt. Dies bedeutet eine Abweichung der berechneten Lösung von der Realität, zeigt aber dennoch das prinzipielle Verhalten der Schaltung beim Zünden der DBE auf. Nach Auflösen der Maschen- und Knotengleichungen ergibt sich folgender Ausdruck für den Entladestrom I_P , die in Kapitel A.2 hergeleitet wird:

$$\begin{aligned}
 I_P(t) = & U_G(+0) \cdot \frac{C_G \cdot C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \delta(t) \\
 & - U_G(+0) \cdot \frac{C_G \cdot C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \omega \cdot \sin \omega t \\
 & + (I_L(+0) - I_M(+0)) \cdot \frac{C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \cos \omega t \\
 & + U_{DC} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \sin \omega t
 \end{aligned} \tag{4.41}$$

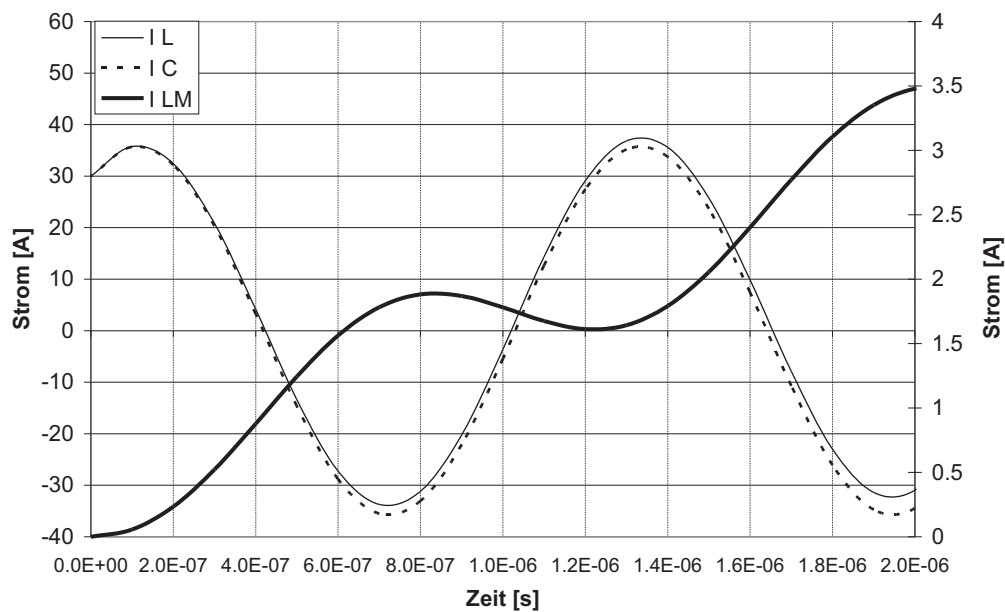
$$\text{mit } \omega = \sqrt{\frac{L + L_M}{L \cdot L_M} \cdot \frac{1}{C_G + C_P}}$$

Gleichung 4.41 unterteilt sich in vier Mechanismen:

1. Umladevorgang von Ladungsträgern aus der Gap-Kapazität C_G in die Plasmakapazität. Der Umladevorgang dauert so lange bis das Potentialgefälle zwischen U_G und U_P zu null geworden ist. Dieser Stromanteil ist wichtig für die Entladung, da er sehr schnell fließt

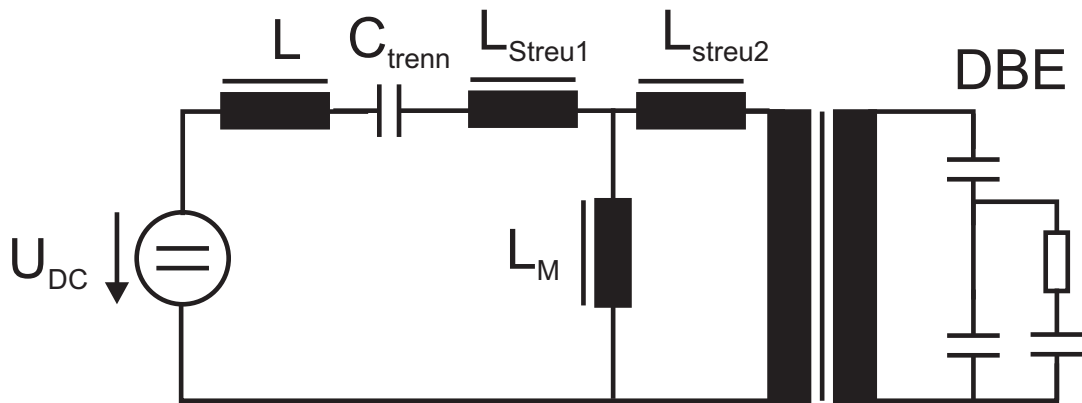


(a) Spannungsverlauf an C

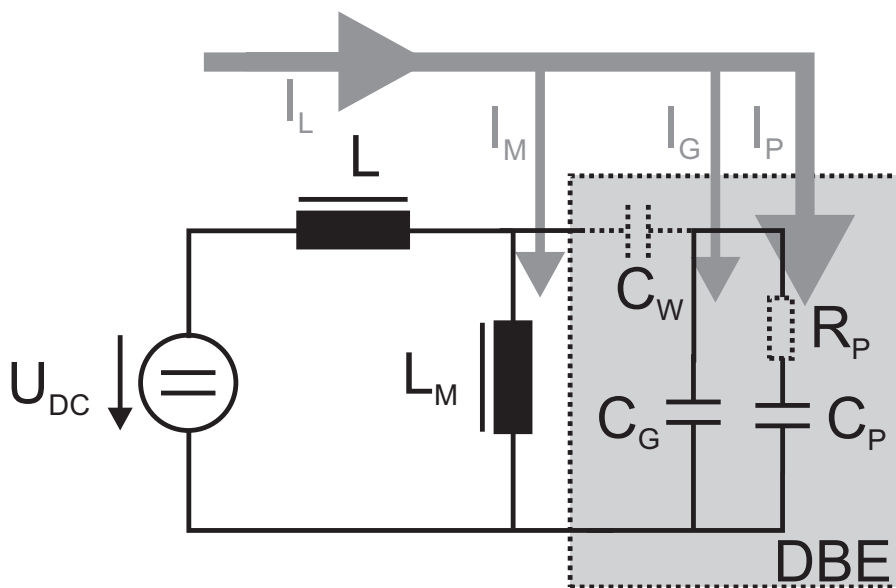


(b) Stromverläufe für I_L und I_C (linke Achse); I_{LM} (rechte Achse)

Abbildung 4.18: Berechnete Spannungs- und Stromverläufe während der Ladephase einer nicht gezündeten DBE; $U_{DC} = 400\text{ V}$; $I_L(0) = 30\text{ A}$;
 $L = 4\text{ }\mu\text{H}$; $L_M = 300\text{ }\mu\text{H}$; $C_{DBE} = 600\text{ pF}$; ü-Trafo: 4:1



(a) Ersatzschaltbild: Zündphase der DBE



(b) vereinfachtes Ersatzschaltbild: Zündphase der DBE

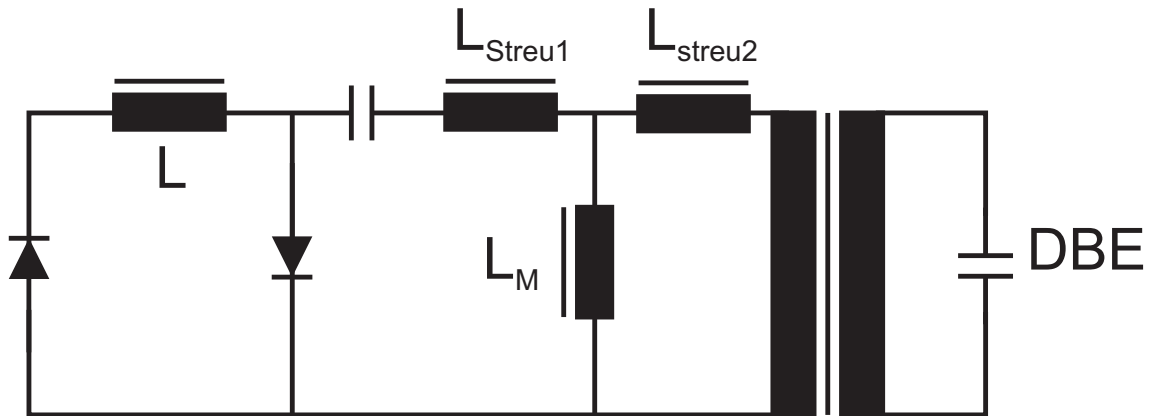
Abbildung 4.19: Ersatzschaltbilder der Zündphase

und unter allen Strömen die größte Amplitude aufweist. Der Maximalwert des Umladestroms hängt von der Leitfähigkeit des Plasmas ab. Da in der Berechnung der Widerstandswert zu null Ohm angenommen wurde, ist der Umladevorgang hier ein Dirac-Impuls, d.h. die Amplitude dieses Stromanteils kann mit dieser Gleichung nicht angegeben werden. Der Umladestrom aus der Gapkapazität C_G in die Plasmakapazität C_P mit dem Widerstand R_P würde sich wie in folgender Formel verhalten:

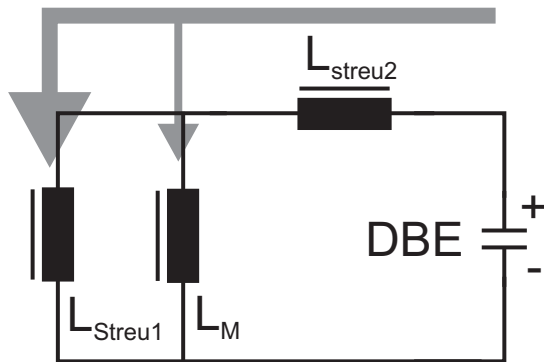
$$I_P(t) = \frac{U_G(+0)}{R_P} \cdot e^{-\frac{C_G+C_P}{R_P \cdot C_G \cdot C_P} \cdot t}$$

2. Entladen bzw. Umladen der Lampenkapazität (hier: C_G und C_P) über die Induktivitäten L und L_M .
3. Stromanteil, der von der Drossel L zum Zündzeitpunkt geliefert wird. Dabei trägt nicht der gesamte Strom, der von der Drossel L getrieben wird, zur Entladung bei. Der Drosselstrom wird zum einen durch den Strom der Hauptinduktivität des Transformators reduziert, zum anderen teilt sich der Anteil des Stroms, der in die Lampe fließt, auf. Ein Teil fließt in die Gapkapazität, der andere in die Plasmakapazität bzw. in die Entladung.
4. Stromanteil, der durch die Spannungsversorgung U_{DC} geliefert wird: Dieser Stromanteil hat zum Zündzeitpunkt den Wert Null und wächst sinusförmig mit der Eigenfrequenz ω an, da der Strom durch die Speicherdrossel L und die Streuinduktivitäten des Transformators gehemmt wird. Da, wie in Kapitel 3 beschrieben, die Entladung im Bereich von 60 ns bis 100 ns stattfindet, kann dieser Stromanteil keinen wesentlichen Anteil zum Entladestrom beitragen.

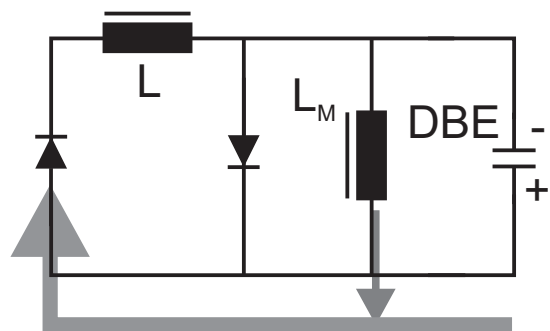
Die Formel für den Plasmastrom ist nur eine grobe Näherung, um zu verstehen welche Mechanismen in der Lage sind, die Entladung zu unterstützen bzw. zu fördern. Da die Plasmakapazität C_P eine dynamische Größe ist (Kapitel 3) und Werte im Bereich von 0 F bis ca. $5 \cdot C_G$ durchläuft, können die berechneten Ströme und Frequenzen nur grobe Anhaltspunkte für die wirklichen Größen sein.



(a) Ersatzschaltbild: zweite Zündphase der DBE



(b) vereinfachtes Ersatzschaltbild: zweite Zündphase der DBE



(c) vereinfachtes Ersatzschaltbild: zweite Zündphase der DBE

Abbildung 4.20: Ersatzschaltbilder der zweiten Zündphase (Rückzündung)

Rückschwingen und Rückzündung

Nachdem die Lampe gezündet hat, wird der Schalter S_1 aus Abbildung 4.12 geöffnet, so dass die Primärseite des Transformators von der Spannungsquelle getrennt ist. Durch den Strom I_M (Abbildung 4.19 (b)), der weiterhin von der Hauptinduktivität des Transformators getrieben wird, wird die Kapazität der DBE umgeladen. Wird kein weiterer Schaltvorgang vorgenommen, so sinkt die Lampenspannung mit einer nicht allzu steilen Flanke auf null Volt. Das Plasma kann nicht nochmals zünden und der Schaltzyklus ist nach dem Ausschwingen beendet.

Wird Schalter S_2 nach einer gewissen Zeit (im Bereich von 500 ns bis $3 \mu\text{s}$) nach der ersten Zündung geschlossen, so wird die Kapazität hauptsächlich über die Streuinduktivität L_{Streu1} und den Schalter S_2 umgeladen, da diese Induktivität (ca. $1 \mu\text{H}$) viel kleiner ist als die Hauptinduktivität (ca. $300 \mu\text{H}$). Dauert dieser Umladeprozess nicht allzu lange, d.h. ist die zeitliche Spannungsänderung groß genug, so zündet die Lampe ein weiteres Mal. Das Ersatzschaltbild für den beschriebenen Vorgang ist in Abbildung 4.20 (a) und (b) zu sehen. Mathematisch wird der Umschwingvorgang durch folgende Formel beschrieben, die prinzipiell Gleichung 4.34 entspricht:

$$I_{Streu1} = U_{DBE(+0)} \cdot \frac{1}{u} \cdot \sqrt{\frac{C_{DBE} \cdot u^2}{L_{Streu1} + L_{Streu2}}} \cdot \sin \left[\sqrt{\frac{1}{(L_{Streu1} + L_{Streu2}) \cdot C_{DBE} \cdot u^2}} \cdot t \right] \quad (4.42)$$

Dabei wird der Strom, der von der Hauptinduktivität getrieben wird, vernachlässigt. Die maximale negative Spannung, die an der DBE nach dem Umschwingvorgang kurzzeitig anliegt, hängt davon ab, wie stark der Kreis gedämpft ist. Wird die Bedingung für die Rückzündung erreicht², erfolgt wie im vorigen Abschnitt beschrieben eine weitere Lampenzündung. Dabei ist nun die Plasmakapazität geladen und kann sich durch den Zündvorgang wieder entladen. Dieser Zündvorgang bringt einen weiteren Stromimpuls. Da jedoch Induktivitäten im Entladekreis liegen, die eine sprunghafte Stromänderung verhindern, wird der mögliche Maximalwert des Strompulses begrenzt.

²Die Bedingung für eine Rückzündung ist bis jetzt noch nicht vollständig erforscht und wird Aufgabe weiterer Untersuchungen sein.

Entmagnetisierung der induktiven Bauelemente

Ist das Umladen der Lampenkapazität vollständig erfolgt, wird die Energie, die zu diesem Zeitpunkt auf der Lampenkapazität gespeichert ist, in Wärme umgewandelt. Das geschieht dadurch, dass die Spannung, die an der DBE anliegt, auch über der Speicherdrossel L aus Abbildung 4.20 (c) abfällt. Die Drossel wird aufmagnetisiert und es fließt ein Strom durch L . Über die Freilaufdioden kann diese sich entmagnetisieren. Die gesamte Energie, die in der Drossel zwischengespeichert ist, wird nun an den Bauelementen der unteren Masche in Wärme umgewandelt.

4.2.3 Dimensionierung der Bauteile für das adaptive Betriebsgerät für unipolare Pulse

Um die Dimensionen der Bauteile für das Betriebsgerät abschätzen zu können, ist es notwendig geeignete Betriebsparameter für die Lampe zu ermitteln. Aus elektrischer Sicht gibt es drei Parameter, die auf jeden Fall für die Dimensionierung der Bauteile berücksichtigt werden müssen:

- 1) Größe der Lampenkapazität:** Als erster Wert muss die Größe der Lampenkapazität im nicht gezündeten Zustand bekannt sein. Dieser Wert kann entweder über geometrische Berechnungen oder durch Messung an einer LCR-Messbrücke ermittelt werden. In dieser Arbeit wurden unter anderem DBE benutzt, deren Kapazität im Bereich von 700 pF lagen.
- 2) Zündspannung:** Diese Spannung ist eine dynamische Größe und hängt stark von der Art der Anregung ab [6]. Im Fall der unipolaren Pulsanregung betrug die Wiederezündspannung ca. 2200 V.
- 3) Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung:** Um eine homogene Entladung zu erhalten, ist eine gewisse Anstiegszeit notwendig. Da der Mechanismus für die homogene Entladung noch nicht vollständig erforscht ist, wurde in experimentellen Untersuchungen als geeigneter Wert $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ermittelt [31].

Mit diesen Randbedingungen muss nun Schritt für Schritt ermittelt werden, wie die Bedingungen, die von der DBE gefordert werden, mit den zur Verfügung stehenden Bauteilen erfüllt werden können.

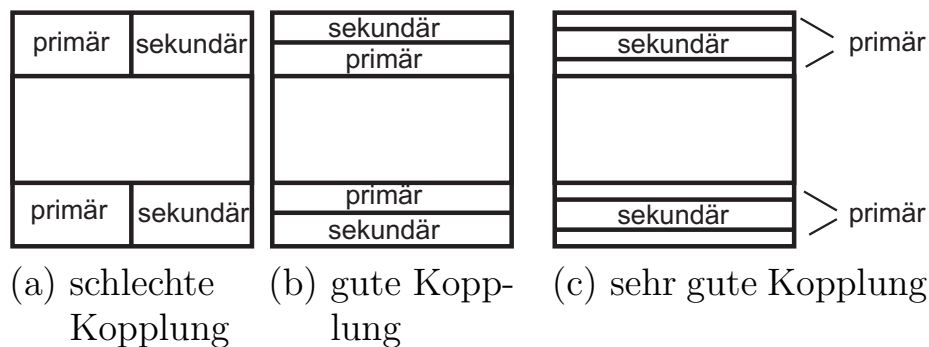


Abbildung 4.21: Anordnung von Primär- und Sekundärwicklung eines Transformators, für eine gute Kopplung bzw. für geringe Streuinduktivitäten

Als Erstes werden die Randbedingungen für die Spannungsfestigkeit der MOSFETs und das Übersetzungsverhältnis des Transformators festgelegt.

Dimensionierung des Transformators und der Spannungsfestigkeit der MOSFETs

Um die Zündspannung an der Lampe zu erreichen, muss der Schalter S_2 aus Abbildung 4.12 für diese Spannung geeignet sein. Da einzelne MOSFETs für 2400 V auf dem Markt nicht erhältlich sind, muss mit Hilfe eines Transformators die Spannung übersetzt werden, so dass der Schalter S_2 nicht beschädigt wird. In dieser Arbeit fiel die Wahl auf MOSFETs mit einer Spannungsfestigkeit von 600 V. Daraus ergibt sich ein Übersetzungsverhältnis des Transformators von 4:1. Aufgrund der geforderten steilen Anstiegsflanken muss der Transformator so ideal wie möglich gebaut werden, d.h. die parasitären Eigenschaften des Transformators müssen klein gehalten werden. Dies gilt vor allem für die Streuinduktivitäten. Um geringe Streuinduktivitäten im Transformator zu erhalten, müssen die Primär- und Sekundärwicklungen so angeordnet werden, dass eine gute Kopplung zwischen den beiden Wicklungen besteht. In Abbildung 4.21 ist zu sehen, wie die Kopplung von der Anordnung der Wicklungen abhängt.

Für die Auswahl des Ferrits ist es wichtig, dass das Material für die zu übertragenden Frequenzanteile geeignet ist, dass das Kernvolumen groß genug ist, um die benötigte Scheinleistung zu übertragen, und dass die anliegende Spannungs-Zeit-Fläche nicht den Kern in Sättigung treibt [16]. Daraus ergibt sich die Forderung nach einer großen Hauptinduktivität L_M

für den Transformator. Neben dem Problem der Sättigung wird Energie in der Hauptinduktivität des Transformators gespeichert, wenn an der Primärseite Spannung anliegt. Diese gespeicherte Energie kann in diesem Schaltprinzip nicht genutzt und auch nicht zurückgespeist werden. Für die selbe anliegende Spannungs-Zeit-Fläche über dem Transformator werden die Verluste für steigende Werte der Hauptinduktivität kleiner. Es gelten folgende Beziehungen:

$$U = L \cdot \frac{dI}{dt} \quad \Longrightarrow \quad I = \frac{U \cdot \Delta t}{L} \quad (4.43)$$

$$E = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2 \quad (4.44)$$

Einsetzen der beiden Gleichungen ineinander ergibt:

$$E = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{L} \cdot U^2 \cdot \Delta t^2 \quad (4.45)$$

Gleichung 4.45 besagt, dass die gespeicherte Energie in der Hauptinduktivität, bzw. die daraus folgenden Verluste quadratisch mit der angelegten Spannungs-Zeit-Fläche wachsen und umgekehrt proportional mit der Größe der Hauptinduktivität sinken. Unter diesem Gesichtspunkt wäre ein größeres Übersetzungsverhältnis des Transformators geeigneter, da dann die primäre Spannung sinken kann. Dies würde aber zur Folge haben, dass die Ströme in der Drossel und in den Schaltern steigen.

Dimensionierung der Speicherdrossel

Die wichtigste Vorgabe, die die Speicherdrossel erfüllen muss, ist, dass die DBE mit einem Spannungsanstieg von $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ auf die Zündspannung geladen wird. Die DBE muss bei einer Zündspannung von 2200 V innerhalb von 275 ns geladen werden. Als erster grober Überschlag wird der benötigte Ladestrom für die DBE ermittelt:

$$I(t) = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (4.46)$$

Für eine Kapazität von 680 pF und einen Spannungsanstieg von $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ muss die Kapazität mit einem Strom von $5,44 \text{ A}$ geladen werden. Mit einem Übersetzungsverhältnis des Transformators von $4:1$ ist der primärseitige Strom und damit der Drosselstrom $21,76 \text{ A}$. Als erste Bedingung für die

Drossel gilt nun, dass sie bei dem Spitzenstrom im Bereich von hier 22 A nicht in Sättigung gerät. Damit die Kapazität bzw. die DBE in der vorgegebenen Zeit auf die Zündspannung geladen wird, wird Gleichung 4.12 hinzugezogen, die hier nochmals aufgeführt ist:

$$U_{DBE}(t) = I_S \cdot \sqrt{\frac{L}{C_{DBE}}} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} + U_{DC} \cdot u \cdot \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \right) \quad (4.47)$$

Für folgende Werte würde die DBE in 275 ns auf 2234 V aufgeladen werden: $C_{DBE} = 680 \text{ pF}$; $u = 4$; $U_{DC} = 200 \text{ V}$; $I_S = 22 \text{ A}$; $L = 4 \mu\text{H}$. Durch Variation der Größen U_{DC} , I_S und L kann auch für andere Parameter die Zündspannung in 275 ns erreicht werden.

Für die Dimensionierung der Speicherdrossel sollten noch weitere Aspekte berücksichtigt werden:

- Je kleiner die Induktivität der Speicherdrossel ist und je größer die Versorgungsspannung ist, desto kürzer ist die Ladezeit bis der Maximalstrom erreicht ist: Können die Schalter und die Ansteuerung diese kurze Ladezeit realisieren?
- Je größer die Induktivität der Speicherdrossel ist, desto länger treibt die Drossel nach der Lampenzündung einen Strom: Fördert ein weiterer Ladungstransport zur Lampe nach der Lampenzündung das Entladeverhalten der Lampe oder wird es behindert?
- Wie hängt der Gerätewirkungsgrad mit der Größe der Drossel, der Versorgungsspannung und dem Schaltstrom I_S zusammen?

Auf diese Fragen wird im nächsten Kapitel eingegangen.

Dimensionierung des Trennkondensators

Der Trennkondensator hat die Aufgabe zu verhindern, dass der Transformator Kern in Sättigung gerät. Dies geschieht dann, wenn der Strom über die Primärwicklung einen Gleichanteil besitzt, der den Kern aufmagnetisiert. Der Trennkondensator sorgt dafür, dass der Primärstrom mittelwertfrei bleibt. Um eine ausreichende Energiezufuhr zur DBE zu ermöglichen

und damit die Spannung, die über dem Trennkondensator abfällt, möglichst klein ist, sollte seine Kapazität mindestens 100 mal größer sein als die Kapazität der DBE, wenn sie auf die Primärseite des Transformators gerechnet wird. In dieser Arbeit wurde ein Trennkondensator mit der Größe von $1 \mu\text{F}$ benutzt.

5 Simulation des elektrischen Betriebs einer DBE

5.1 Simulationssoftware

Zur prinzipiellen Erprobung des Schaltverhaltens von Schaltungstopologien werden Simulationsprogramme eingesetzt. Diese ermöglichen das Überprüfen komplexer Schaltungen und Schaltzyklen auf ihre Tauglichkeit. Zusätzlich kann damit abgeschätzt werden, ob die geplanten Bauelemente richtig bemessen wurden. Somit können in der Findungsphase eines Schaltprinzips die größten Fehler einer Schaltung behoben werden, bevor Schaden an Bauteilen und Schaltung, aber auch an Personen entstehen. Bei der Simulationsumgebung handelt es sich um das Programm Simplorer der Firma Ansoft [33]. Für diese Arbeit wurde die Simulation im Zeitbereich gewählt.

5.2 Implementierung des Lampenmodells und des Pulsgeräts in Simplorer

Für die Simulation der Topologie wird das vorgestellte Modell aus Kapitel 3 benutzt. Um die Komplexität des Modells zu begrenzen, wird jedoch nicht das Modell aus Abbildung 3.18 verwendet, sondern das aus Abbildung 3.17. Der Grund hierfür ist, dass in der Simulation ausschließlich kurze Pulse simuliert werden sollen. Dazu ist es nicht notwendig, das Verhalten der Ionen im Entladungsraum zu berücksichtigen. Die Lampe, die simuliert werden soll, ist eine Planilum¹. Die aktive Fläche der Lampe beträgt 2000 cm^2 bzw. $0,2 \text{ m}^2$. Die elektrischen Parameter dieser Lampe, die für dieses Modell wichtig sind, werden in Tabelle 5.1 aufgelistet. Folgende Werte werden zusätzlich noch ausführlich erklärt:

¹Planilum ist ein registrierter Warenname der Firma Saint-Gobain.

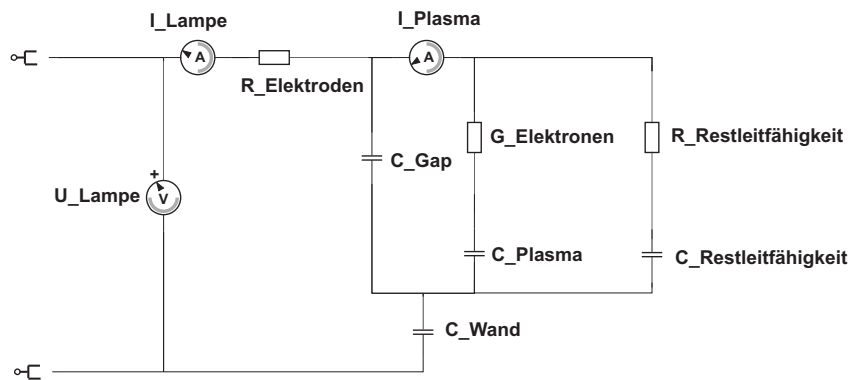


Abbildung 5.1: Lampenmodell einer DBE in Simplorer für unipolare Pulse

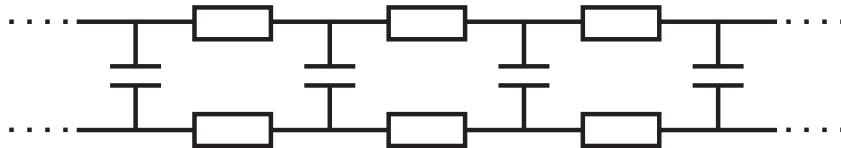


Abbildung 5.2: Ersatzschaltbild Elektrodenimpedanz

R_Elektrode

Die großflächige transparente Elektrode hat abhängig vom Material einen spezifischen Widerstand. Bei der simulierten Lampe beträgt dieser ca. $30 \Omega/\text{m}^2$ und die aktive Elektrodenfläche beträgt $0,2 \text{ m}^2$. Der elektrische Widerstand der Elektrode für ein Entladungssegment hängt von der Entfernung zur metallischen Kontaktierstelle ab. Das entspricht dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.2. Dabei stellen die Kapazitäten jeweils ein Entladungssegment dar, zu dem Energie für die Entladung gebracht werden muss. In dieser Simulation wurde auf das Verständnis der Elektrodenverluste kein Schwerpunkt gesetzt. Aufgrund von Erfahrungswerten wurde der Elektrodenwiderstand zu 1Ω angesetzt. Dies soll den Eindruck eines allzu großen Lampenwirkungsgrades verhindern. Durch die ohmschen Verluste in der leitfähigen Schicht nimmt der simulierte Plasmawirkungsgrad zwar zu, da mehr Energie im Lampenmodell umgesetzt wird. Für das Verständnis des Entladeverhaltens tragen diese Verluste jedoch nicht bei.

G_Elektronen

Mit diesem Leitwert wird die eingekoppelte Leistung in die Entladung bestimmt. Dabei stellte sich in Kapitel 3.3.4 heraus, dass der Leitwert abhängig ist von der gesamten Fläche, die zum selben Zeitpunkt zündet. Die zum selben Zeitpunkt zündende Fläche hängt aber von der Anstiegsflanke ab, so dass sich, abhängig von der Anstiegsflanke der Lampenspannung, die Leitfähigkeit verändert. In den folgenden Simulationen wurden als Maximalwert des spezifischen Plasmaleitwerts $60 \mu\text{S}/\text{cm}^2$ angenommen.

Für die Entladung muss ein stetiger Verlauf der Leitfähigkeit gewährleistet werden. Der hier verwendete Verlauf wurde heuristisch ermittelt, so dass eine Hin- und eine Rückzündung im Lampenmodell möglich ist. Für die Hinzündung wurde ein gaussförmiger Verlauf der Leitfähigkeit angenommen und für die Rückzündung ein Verlauf, der einer Planckverteilung entspricht. Der Verlauf des Leitwerts für die Hinzündung lautet:

$$G_{\text{Gaussverteilung}}(t) = \text{Leitwert}_{\text{max}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{t - t_0 - u}{s}\right)^2\right) \quad (5.1)$$

Dabei sind:

- $\text{Leitwert}_{\text{max}}$: der maximale spezifische Leitwert - hier: $60 \mu\text{S}/\text{cm}^2$
- t_0 : Zündzeitpunkt - er wird durch die Zündbedingung festgelegt
- u : Konstante, die das Maximum der Gaussverteilung verschiebt - hier: 200 ns
- s : Breite der Gaussverteilung (Standardabweichung) - hier: 50 ns

Der Verlauf für die Rückzündung lautet:

$$G_{\text{Planckverteilung}}(t) = \text{Leitwert}_{\text{max}} \cdot a \cdot \frac{1}{(t - t_0 + \Delta t)^x} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{b}{t - t_0 + \Delta t}\right) - 1} \quad (5.2)$$

Dabei sind:

- $\text{Leitwert}_{\text{max}}$: der maximale spezifische Leitwert - hier: $60 \mu\text{S}/\text{cm}^2$
- t_0 : Zündzeitpunkt - er wird durch die Zündbedingung festgelegt

Name	Wert	physikalischer Hintergrund
R_Elektroden	$30 \Omega/\text{m}^2$ - hier 1Ω	ohmscher Widerstand der Elektroden
C_Gap	870 pF	Kapazität des Entladungsraums im ungezündeten Zustand
C_Wand	1930 pF	Kapazität der gesamten Barrieren (hier Glas)
G_Elektronen	$60 \mu\text{S}/\text{cm}^2 \cdot 2000 \text{ cm}^2$ $= 0,12 \text{ S} = 1/8,33 \Omega$	Leitwert im Entladungsraum, die durch die Elektronen dargestellt wird
C_Plasma	3000 pF	Kapazität, die das Verhalten der erzeugten bzw. getrennten Ladungsträger simuliert
C_Restleitfähigkeit	C_Gap	freie Elektronen, die nach bzw. vor dem Entladungsvorgang im Entladungsraum vorhanden sind
R_Restleitfähigkeit	1Ω	Widerstand, der den Energieverlust durch Bewegen der freien Ladungsträger darstellt

Tabelle 5.1: Elektrische Parameter der Planilum für das Lampenmodell

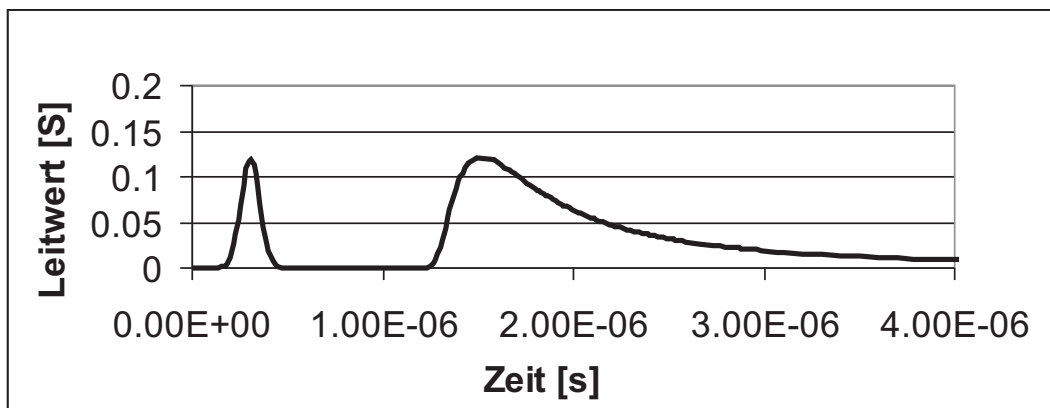


Abbildung 5.3: Verlauf des Leitwerts von G-Elektronen

- Δt : Konstante, die eine zeitliche Verschiebung der Planckverteilung bewirkt - hier: 60 ns
- a : Faktor, der die Verteilung auf 1 normiert - hier: $714 \cdot 10^{-21}$
- b : Konstante, die den Anstieg der Verteilung beeinflusst - hier: $1 \mu\text{s}$
- x : Exponent, der die Abfallgeschwindigkeit des Leitwerts beeinflusst - hier: 3

Als Beispiel ist der Verlauf des Leitwerts für eine Pulsanregung einer DBE in Abbildung 5.3 dargestellt. Hier ist ersichtlich, dass bei Erfüllung der ersten Zündbedingung G-Elektronen nur kurzzeitig Werte annehmen, die größer Null sind. Dieser Zeitraum entspricht der Dauer, in der Elektronenlawinen durch das Gap wandern. Sind sie an der Anode angelangt, lagern sie sich dort an und der elektronenbasierte Plasmaleitwert geht auf Null zurück. Für das Modell ist es wichtig, dass der Leitwert auf Null zurückgegangen ist, bevor die Spannung, die an der DBE anliegt, zu sinken beginnt. Die Spannung, die über dem Leitwert anliegt, entscheidet darüber, ob eine weitere Zündung erfolgt. Sinkt der Leitwert nicht schnell genug, bei gleichzeitigem Abfall der äußeren Spannung, so kann sich nicht nochmals eine ausreichende Spannung am Leitwert aufbauen. Die Bedingung für die Rückzündung kann nicht erfüllt werden.

Der Verlauf des Leitwerts für die Rückzündung wurde so gewählt, dass der maximale Leitwert sehr lange erhalten bleibt. Das Ziel ist es, die Kapazität C_{Plasma} vollständig zu entladen, um gleichbleibende Anfangsbedingungen für den Start des nächsten Puls zu erhalten. Würde der Leitwert zu

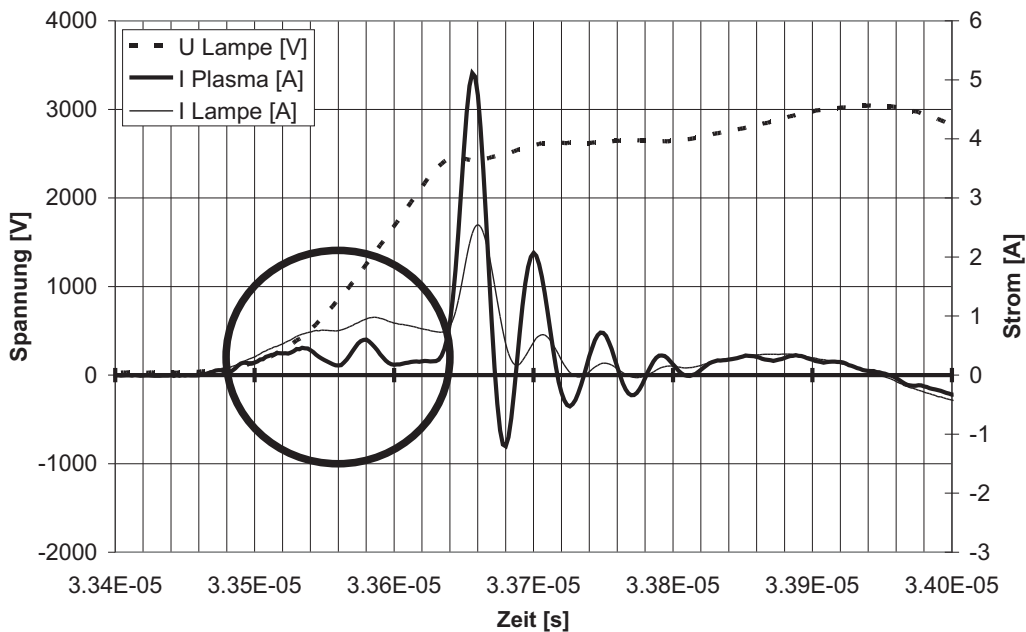


Abbildung 5.4: Plasmastrom und äußerer Lampenstrom vor Lampenzündung - Messung

schnell gegen Null gehen, so besteht die Möglichkeit einer Restspannung auf C_Plasma.

C_Plasma

Wie in Kapitel 3.3.4 beschrieben, ändert sich die Kapazität C_Plasma abhängig von der Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung. Da eine automatische Anpassung der Größe dieser Kapazität nicht in das Modell implementiert wurde, muss diese Größe passend zur Anstiegsgeschwindigkeit, die simuliert wird, eingegeben werden. In den folgenden Simulationen wurde die Kapazität C_Plasma zu 5000 pF angenommen.

C_ Restleitfähigkeit

Misst man den Plasmastrom, der vor einer Pulsentladung in die Lampe fließt, so sieht man, dass der Strom zu Beginn des Spannungsanstiegs nicht Null ist. Die Interpretation dieses Verhaltens ist, dass sich noch freie Ladungsträger im Entladungsraum befinden, die schon zu Beginn des Spannungsanstiegs driften. Das Verhalten ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Die Kapazität C_Restleitfaehigkeit bildet dieses Verhalten im elek-

trischen Lampenmodell nach. Damit kann ein Plasmastrom fließen, bevor die eigentliche Zündbedingung erreicht wird. Aufgrund von Erfahrungswerten wurde, für die Kapazität $C_{\text{Restleitfähigkeit}}$ der selbe Wert wie für C_{Gap} eingesetzt.

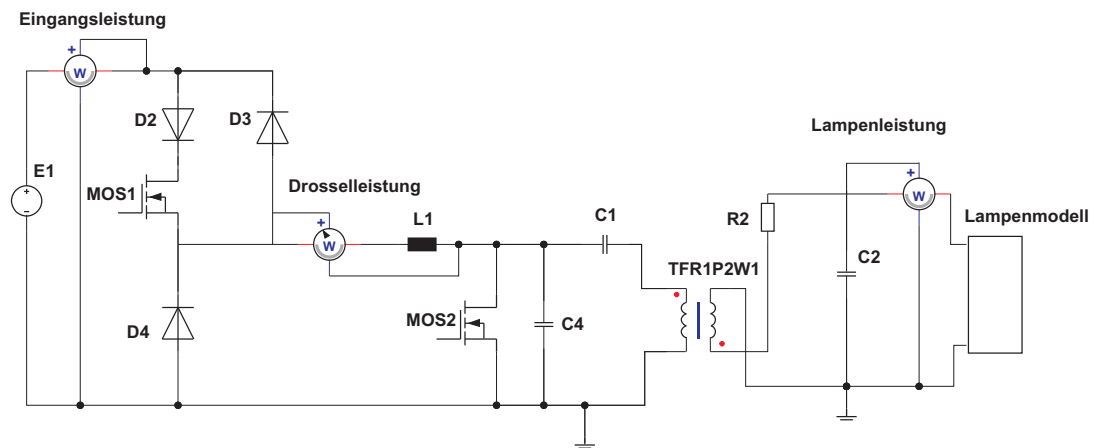
R_{Restleitfähigkeit}

Um die Verluste nachzubilden, die durch das Verschieben der Ladungsträger im ungezündeten Zustand entstehen, wird der Widerstand $R_{\text{Restleitfähigkeit}}$ benutzt. Hierfür gibt es keinerlei Erfahrungswerte. Experimentell erwies sich der Wert von $1\ \Omega$ bzw. $500\ \mu\text{S}/\text{cm}^2$ als brauchbar.

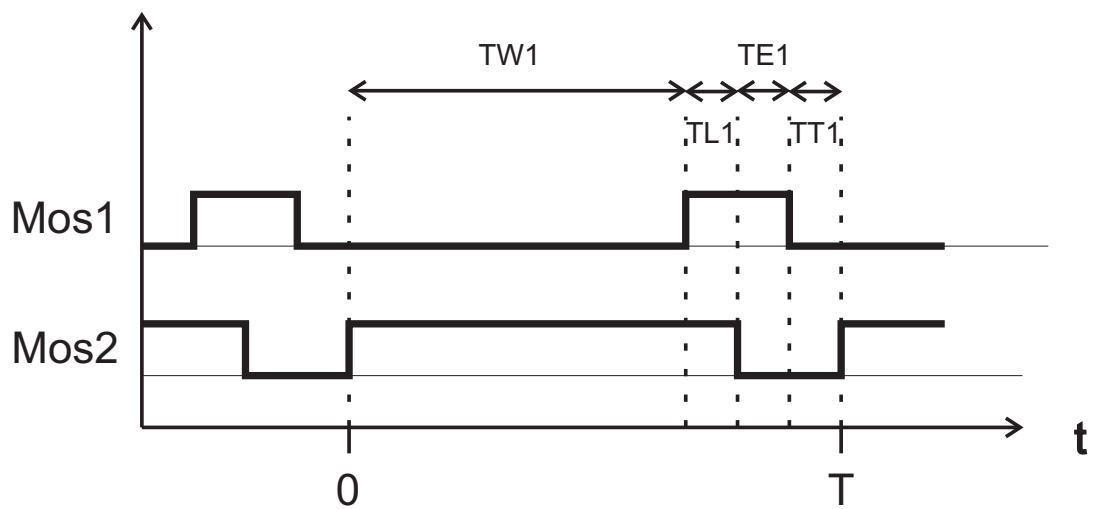
Die Schaltung aus Abbildung 4.12 wurde in das Simulationsprogramm Simplorer eingegeben, um die Betriebsgrößen zum Betrieb einer DBE mit einer Entladungsfläche von $2000\ \text{cm}^2$ zu bestimmen. Die Anordnung der Bauelemente ist in Abbildung 5.5 (a) zu sehen. Das Schaltmuster für die Ansteuerung der Halbleiterschalter ist in Abbildung 5.5 (b) zu sehen. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf in Kapitel 4 ausführlich beschrieben. Die Schaltzeiten wurden folgendermaßen eingestellt:

- $TL1 = 300\ \text{ns}$ (Ladezeit der Drossel)
- $TE1 = 500\ \text{ns}$ (Einspeisezeit: Spannung steigt an bis die Lampe zündet)
- $TT1 = 700\ \text{ns}$ (Plateauphase: der Schalter MOS2 ist nicht leitend; Spannung über MOS2 ist auf die Zwischenkreisspannung $E1$ geklemmt)
- $TW1 = 31,83\ \mu\text{s}$ (Rückzündung und Pulspause; der Schalter MOS2 leitet)

Mit diesen Schaltzeiten wird der Spannungspuls angeschnitten, d.h. der Schalter MOS2 leitet, bevor die Spannung an der DBE und an MOS2 auf null Volt zurückgegangen ist. Dafür ist durch die Rückzündung der Lampe eine höhere Leistungseinkopplung in die Lampe gegeben und damit verbunden eine Reduktion des Blindleistungsanteils. In Tabelle 5.2 sind die Größen der Bauteile aufgelistet. In der Simulation wurde auf detailgetreue Modelle der Leistungs-MOSFETs verzichtet, da hier das prinzipielle Verhalten der Schaltung untersucht werden soll, d.h. Ein- und Ausschaltverluste wurden nicht berücksichtigt. Die Kapazitäten $C2$ und $C4$ werden in den



(a) Schaltplan mit Elementen für die Leistungserfassung



(b) Schaltzeiten für Pulsgerät mit 2 Schaltern

Abbildung 5.5: Simulierte Schaltung

Name	Größe	Bauteil
E1	250 V	Gleichspannungsquelle
D2, D3, D4	1 V Fv	Dioden
C1	1 μF	Trennkondensator
C2	0 pF	(spätere Pufferkapazität)
C4	70 pF	(spätere Snubberkapazität)
L1	4 μH	Speicherdrossel
MOS1, MOS2	190 m Ω	RDSon Leistungs-MOSFET
TFR1P2W1		Transformator
LS1	0,4 μH	primäre Streuinduktivität
LS2	30 μH	sekundäre Streuinduktivität
LM	300 μH	Hauptinduktivität
RW1	1 $\mu\Omega$	primäre Wicklungsverluste
RW2	1 $\mu\Omega$	sekundäre Wicklungsverluste
RE	10 Ω	Ersatzwiderstand Eisenverluste
ü	4:1	Übersetzungsverhältnis

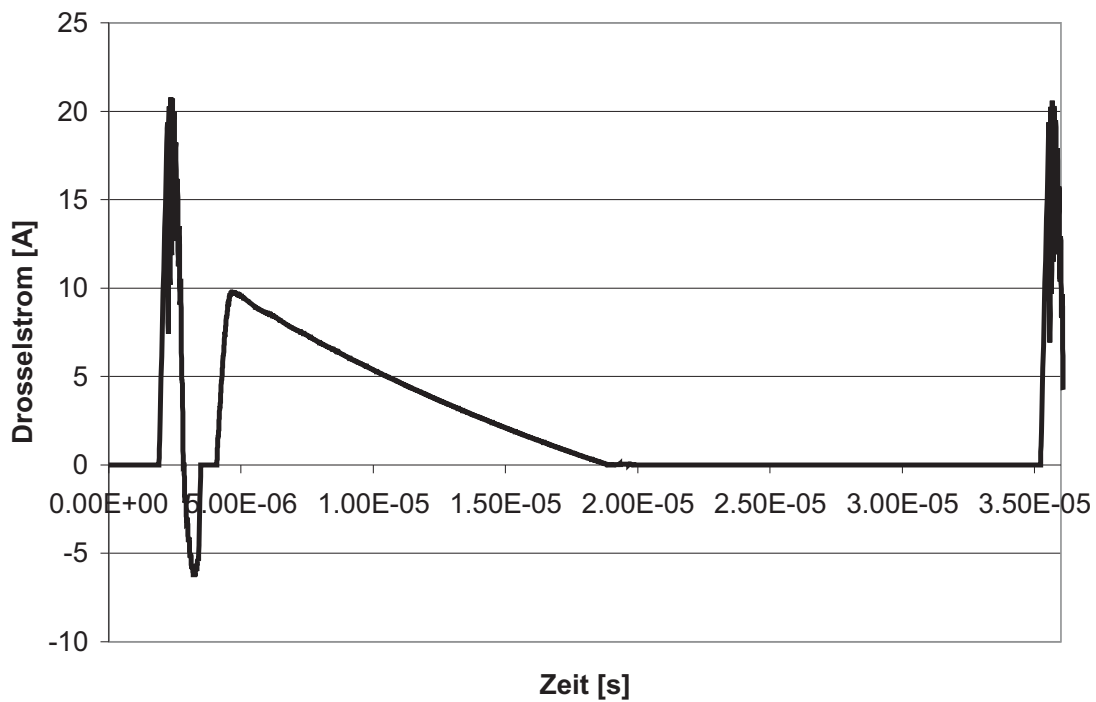
Tabelle 5.2: Bauteilgrößen für die Simulation

ersten Simulationen zu Null und erst in den folgenden Unterkapiteln auf größere Werte gesetzt. Sie werden jedoch bereits hier schon eingeführt.

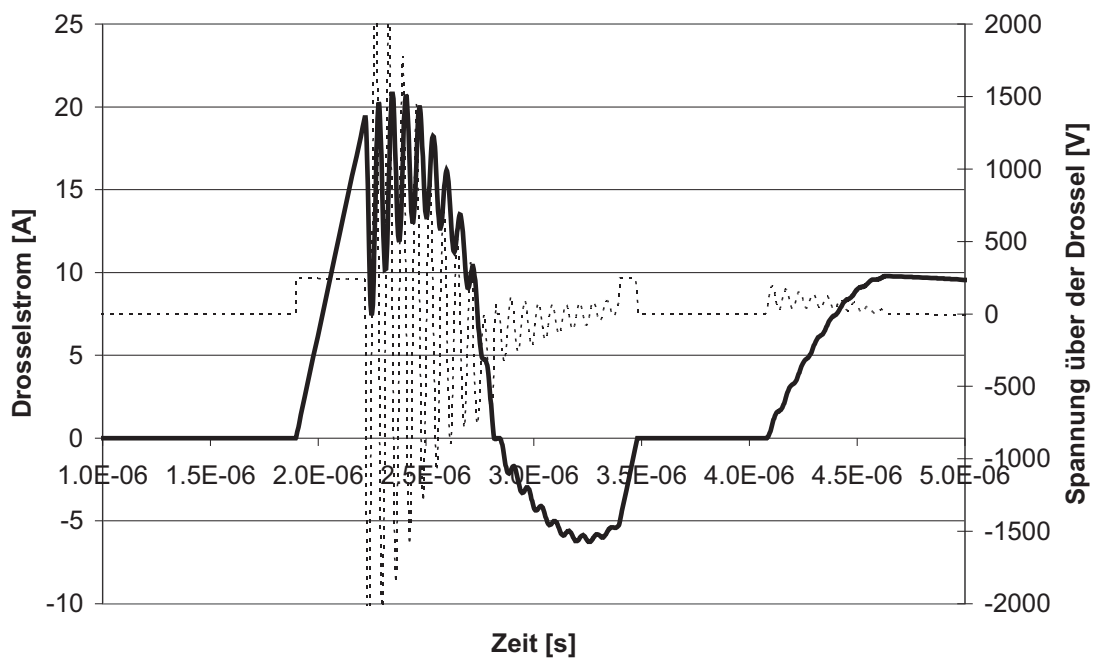
5.3 Simulationsergebnisse

5.3.1 Bestimmung der Betriebsgrößen

Simuliert man mit den vorgegebenen Größen das Verhalten der Schaltung, so interessiert zunächst der Stromverlauf der Drossel L1. In Abbildung 5.6 (a) sieht man wie der Strom auf einen Maximalwert von ca. 20 A ansteigt, auf 0 A abfällt und negativ wird. Da die Drossel während der Schaltphase TE1 einen Strom in Richtung der Lampe treibt, wird die Spannung, die am Bauteil MOS2 anliegt, größer als die Versorgungsspannung. Durch dieses Spannungsgefälle in Richtung der Versorgungsspannung kann ein negativer Strom durch die Drossel fließen - es findet Energierückspeisung statt. Der Rückspeisevorgang wird in diesem Beispiel unterbrochen, da der Schalter MOS2 bei 3,5 μs leitend gemacht wird (Abbildung 5.6 (b)). Die Spannung über der Drossel wird zu null und der Strom hört auf zu flie-



(a) Verlauf Drosselstrom über eine Periode



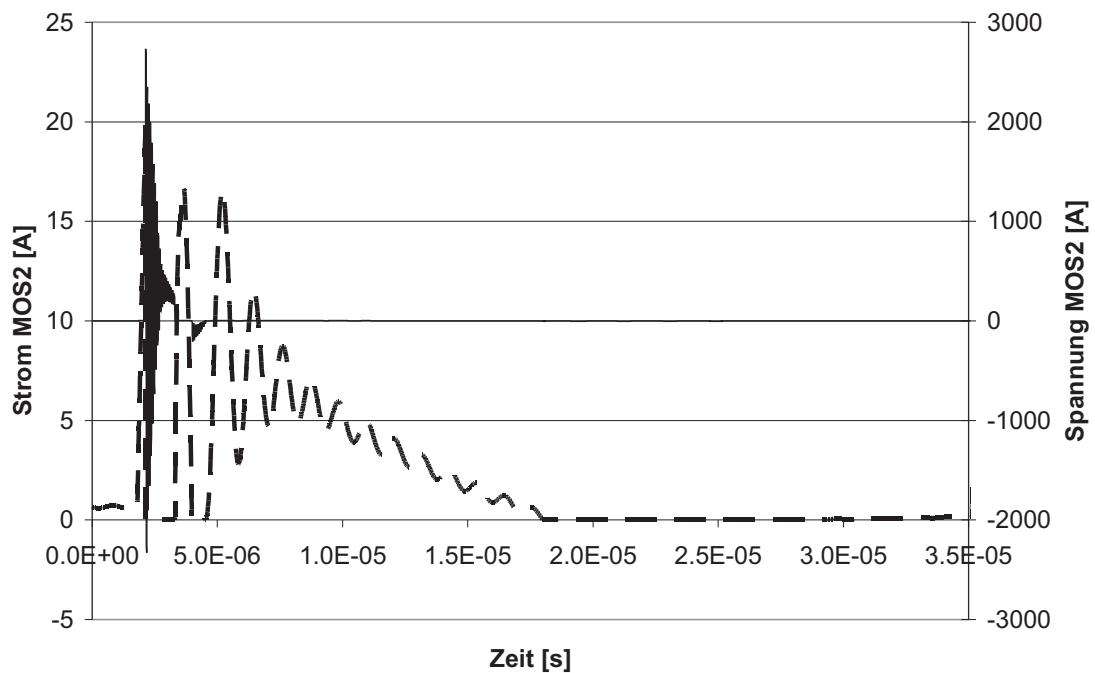
(b) Verlauf Drosselstrom - aufgelöst; — Drosselstrom; \cdots Drosselspannung

Abbildung 5.6: Verlauf des Drosselstroms

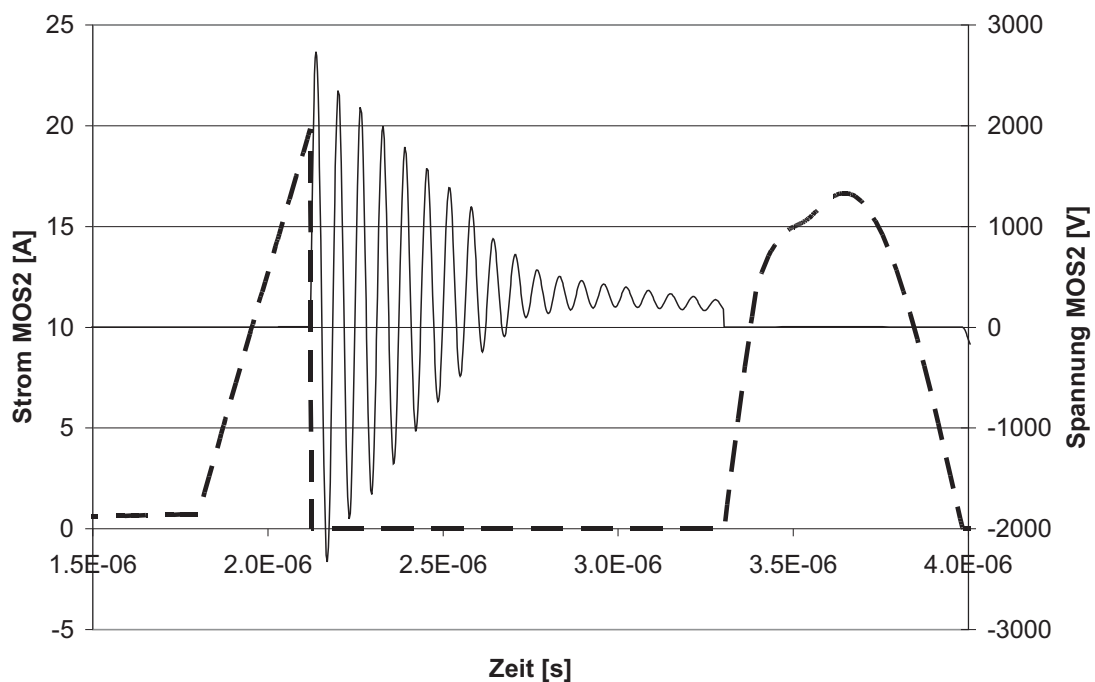
ßen. Nach einer Pause von ca. 500 ns beginnt wieder ein positiver Strom durch die Drossel zu fließen. Die Spannung über der Drossel, die dazu benötigt wird, kommt dadurch zustande, dass sich an der Lampe eine negative Spannung aufbaut - verursacht durch die Hauptinduktivität und die sekundäre Streuinduktivitäten des Transformators. Diese negative Spannung liegt auch an der Primärseite des Transformators an. Die Spannung ist für die Drossel positiv. Ein positiver Strom beginnt zu fließen, der stufenförmig ansteigt (Abbildung 5.6 (b), ab $4,1 \mu\text{s}$). Dies liegt an der oszillierenden Drosselspannung, deren Ursprung auf das Ausschwingen des Schwingkreises zurückgeht. Er besteht aus der primären Streuinduktivität des Transformators und der Kapazität der Lampe. Der Effektivstrom durch die Drossel ergibt sich hier zu ca. 4,2 A. Betrachtet man den Drosselstrom, der nach dem gewünschten Strompuls im Bereich von ca. $5 \mu\text{s}$ bis $20 \mu\text{s}$ fließt, so fällt auf, dass diese Energie nicht zurückgewonnen wird. Sie wird nach und nach im unteren Stromkreis, bestehend aus den Bauteilen L1, MOS2 und D4, in Wärme umgesetzt. Dies sind die Hauptverluste dieses Schaltprinzips. Die Leistung, die in Wärme umgesetzt wird, ist ca.

$$P_{\text{Verluste}} = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2 \cdot f = \frac{1}{2} \cdot 4 \mu\text{H} \cdot 10 \text{ A}^2 \cdot 30 \text{ kHz} = 6 \text{ W}$$

Die gesamten Verluste, die im unteren Strompfad entstehen, bestehend aus den Elementen D4, L1 und MOS2, ergeben in der Simulation 8,5 W. In Abbildung 5.7 sind der Strom- und Spannungsverlauf des Schalters MOS2 dargestellt. Zur Dimensionierung des Schalters MOS2 erhält man mit der Simulation, dass der Schalter einer Maximalspannung von ca. 2,7 kV ausgesetzt wird. Wie bereits in Kapitel 4.2.2 berechnet, liegt dies an den Streuinduktivitäten des Transformators, die verhindern, dass sofort nach dem Ausschaltvorgang des Schalters MOS2 der Drosselstrom durch den Transformator fließen kann. Die berechnete Frequenz der Spannung, die an MOS2 anliegt, stimmt mit der simulierten Frequenz von 16,5 MHz überein. Da die Streuinduktivität des Transformators, trotz Optimierung, nur in einem gewissen Bereich reduziert werden kann, können die maximalen Spannungswerte nur durch eine Kapazität reduziert werden, die parallel zu MOS2 liegt. Diese Kapazität muss so dimensioniert werden, dass die Spannung am Bauteil MOS2 nicht die zulässige Maximalspannung überschreitet. Mit Gleichung 4.36, die hier nochmals aufgeführt ist,



(a) Verlauf Strom und Spannung von MOS2 über eine Periode; - - Strom; — Spannung



(b) Verlauf Strom und Spannung von MOS2 - aufgelöst; - - - Strom; — Spannung

Abbildung 5.7: Verlauf Strom und Spannung von MOS2

kann die Kapazität berechnet werden.

$$U_C = I_L(+0) \sqrt{\frac{L \cdot L_{Tr}}{C \cdot (L + L_{Tr})}} \cdot \sin \omega t + U_{DC} \frac{L_{Tr}}{L + L_{Tr}} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (5.3)$$

Dabei wird der zweite Summand dieser Gleichung vernachlässigt, da er einen unwesentlichen Beitrag für die Maximalspannung an MOS2 liefert. Nach Umformen dieser Gleichung ergibt sich für die Kapazität, die die Maximalspannung reduzieren soll:

$$C4 = \left(\frac{I_L}{U_C} \right)^2 \cdot \frac{L \cdot L_{Streu}}{L + L_{Streu}} \quad (5.4)$$

Mit

- $C4$: Kapazität, die parallel zu MOS2 gesetzt werden muss, damit die maximal zulässige Spannung nicht überschritten wird
- I_L : Drosselstrom, bei dem MOS2 nichtleitend gemacht wird
- U_C : maximal zulässige Spannung an MOS2
- L : Induktivität der Speicherdrossel
- L_{Streu} : von der Primärseite gesehene Streuinduktivität des Transformators

Um die maximal zulässige Spannung U_C von 600 V nicht zu überschreiten, muss die Kapazität $C4$ abhängig vom maximalen Drosselstrom I_L dimensioniert werden. In Tabelle 5.3 sind für einige Drosselströme die notwendigen kapazitiven Größen aufgetragen. Diese Maßnahme zum Schutz des Schalters MOS2 hat zur Folge, dass die Verluste in der Schaltung ansteigen, da diese Schaltung keine Möglichkeit vorsieht, die Energie, die in jedem Schaltzyklus auf $C4$ gelagert wird, zurückzugewinnen. Eine zusätzliche Herausforderung für das Schaltkonzept, die dieses Problem noch verstärkt, wird in Kapitel 5.4 erläutert. Dabei handelt es sich um die Pufferung der DBE durch eine parallel liegende Kapazität.

Zunächst werden nun alle Effektiv- und Maximalströme dieses Schaltkonzepts mit den bereits beschriebenen Betriebsgrößen (Tabelle 5.2) in Tabelle 5.4 aufgeführt. Dabei werden die Größen einmal für $C4 = 70 \text{ pF}$ aufgetragen, was der Kapazität des Schalters MOS2 entspricht und einmal für

\hat{I}_L in A	$C4$ in F
15	8,33e-10
20	1,48e-9
25	2,31e-9
30	3,33e-9
35	4,45e-9
40	5,93e-9
45	7,50e-9
50	9,26e-9
55	11,2e-9
60	13,3e-9

Tabelle 5.3: Kapazität $C4$ zum Beschränken der maximalen Spannung auf 600 V an MOS2 in Abhängigkeit des Drosselstroms I_L

Bauteil	$C4 = 70 \text{ pF}$		$C4 = 2 \text{ nF}$	
	I_{eff} [A]	I_{max} [A]	I_{eff} [A]	I_{max} [A]
MOS1	2,12	20,92	2,31	23,05
D3	0,67	6,75	1,11	12,67
D4	3,57	10,39	3,34	9,58
L1	4,2	20,92	4,28	23,04
MOS2	3,48	27,07	3,82	310,75
C1	3,05	24,71	3,18	28,28
DBE	0,77	6,33	0,80	7,22

Tabelle 5.4: Effektiv- und Maximalströme der einzelnen Bauteile

$C4 = 2 \text{ nF}$. Dies ist der Wert bei dem die zulässige Maximalspannung an MOS2 nicht überschritten wird. Durch die größere Kapazität $C4$ wird wie bereits beschrieben die Maximalspannung an MOS2 reduziert. Dafür steigen sowohl die Effektivströme als auch die Spitzenströme für beinahe alle Elemente an. Beim Schließen von MOS2 wird die Parallelkapazität kurzgeschlossen, was den großen Spitzenstrom verursacht. Von Vorteil ist, dass die Ströme in der Lampe auch ansteigen, was eine Erhöhung der Lampenleistung bewirkt.

5.3.2 Bestimmung der Verluste

Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, beruht der pulsartige Betrieb einer DBE darauf, dass die Kapazität der DBE so lange geladen wird, bis über ihr die Zündspannung anliegt. Der Gasraum wird kurzzeitig leitfähig, es wird Energie in das Plasma eingekoppelt, das wiederum Strahlung emittiert. Anschließend erlischt die Entladung. Durch eine geeignete Pulsform bzw. ein geeignetes Puls-Pausen-Verhältnis, ist es möglich das Gas zu einer weiteren Strahlungsemission anzuregen. Dazu muss das von außen in den Gasraum eingekoppelte elektrische Feld in kürzester Zeit zu null bzw. negativ werden. Für das Betriebsgerät bedeutet dies: nur in dem kurzen Zeitraum der Entladung, der ungefähr 60 ns bis 100 ns andauert, kann Wirkleistung in der DBE umgesetzt werden. Alle weiteren Ströme, die im Betriebsgerät fließen, erzeugen ausschließlich Verluste. Somit ist leicht einzusehen, dass mit solch einem System kaum ein Gerätewirkungsgrad erreicht werden kann, den Betriebsgeräte für Verbraucher mit ohmschen Verhalten erreichen (bis zu 95%), wie z.B. eine Gasentladungslampe deren Elektroden sich im Gasraum befinden und die im kHz-Bereich betrieben wird.

Die Verluste in diesem Schaltprinzip setzen sich nun folgendermaßen zusammen:

1. Leitend-Verluste: Damit die DBE ge- und entladen wird, muss Ladung zwischen der Versorgungsquelle und der Lampe hin- und herpendeln. Abhängig von den ohmschen Widerständen, die in dem Leistungspfad liegen, entstehen die Leitend-Verluste.
2. Schaltverluste: Verluste, die beim Öffnen und Schließen der MOSFET-Schalter entstehen, wenn keine ZVS bzw. ZCS Bedingung eingehalten wird. Diese Verluste werden in den Simulationen nicht berücksichtigt.
3. Verluste durch vagabundierende Energie: Das vollständige Entladen einer Kapazität und das Ziel diese Energie so zu speichern, dass sie später genutzt werden kann ist nicht trivial. In diesem ersten Schaltkonzept wird auf diese Problematik nicht eingegangen. Die gesamte Energie, die auf der Kapazität der DBE gespeichert ist und nicht für die Entladung genutzt wird, geht verloren. Dies wirkt sich besonders stark auf den Gerätewirkungsgrad aus. Je größer das Verhältnis

Bauteil	Energieumsatz	prozentualer Anteil
P_{System}	51 W	100 %
P_{DBE}	38 W	74 %
P_{D3}	0,7 W	1,3 %
P_{MOS1}	1,75 W	3,4 %
P_{D2}	0,33 W	0,6 %
P_{D4}	1,9 W	3,7 %
P_{MOS2}	4,8 W	9,4 %
P_{L1}	1 W	1,9 %
P_{Trafo}	2,5 W	4,9 %

Tabelle 5.5: Leistungsumsatz in den einzelnen Bauteilen, mit $C4 = 2 \text{ nF}$

Kapazität der DBE zu Leistungsaufnahme der DBE ist, desto größer werden die relativen Verluste. Wie in Abbildung 5.6 zu sehen, ist der Drosselstrom ab dem Zeitpunkt $4 \mu\text{s}$ der vagabundierenden Restenergie zuzuschreiben.

Die simulierten Verluste in den einzelnen Bauteilen sind in Tabelle 5.5 aufgeführt. Die Simulation wurde mit der Kapazität $C4 = 2 \text{ nF}$ durchgeführt, da sie hier die kleinste zulässige Kapazität ist, bei der der Schalter MOS2 noch nicht wegen Überspannung zerstört wird. Die größten Verluste sind in den Bauteilen MOS1, MOS2, D4 und dem Transformator. Dabei spiegelt der Anteil der Verluste in den Bauelementen MOS2 und D4 das Problem wider, dass die auf der DBE nicht genutzte Energie nicht zwischengespeichert werden kann. Die Verschärfung dieses Problems wird im nächsten Kapitel beschrieben.

5.4 Einführung einer Lampen-Parallel-Kapazität C_{inter}

Parallel zur Arbeit dieser Promotion wurde festgestellt [34], dass die Leistungseinkopplung in einer DBE gesteigert werden kann, wenn parallel zur DBE eine weitere Kapazität geschaltet ist. Der Name für diese Kapazität stammt aus einer speziellen Bauart von DBE Lampen, deren Parallel-Kapazität bereits in der Lampe integriert ist. Aus historischen Gründen wurde dieser Kapazität der Name C_{inter} („internal capacitance“) gegeben.

Bauteil	I_{eff} [A]	I_{max} [A]	P [W]	Leistungsanteil
System	5,74	45,68	222,54	100%
DBE	1,61	6,61	89,97	40,43%
MOS1	5,63	45,68	8,08	3,63%
D3	1,09	12,73	0,72	0,32%
L1	19,18	45,68	2,01	0,90%
D4	18,30	38,40	13,94	6,26%
MOS2	21,89	983,04	100,98	45,38%
Transformator	11,94	57,34	6,84	3,07%

Tabelle 5.6: Elektrische Größen der einzelnen Bauteilen im Betrieb mit $C_{inter} = 1000 \text{ nF}$

C_{inter} ist in der Lage, zum Zeitpunkt der Zündung der Lampe Ladungsträger nachzuführen. Das führt zu einer Steigerung der Leistungsdichte in der Entladung. Da die Entladung nur ca. 100 ns andauert, müssen die Ladungsträger sehr schnell nachgeliefert werden. Ist die Kapazität C_{inter} nicht vorhanden, so muss die gesamte Energie sowohl durch die Drossel L1 als auch durch den Transformator geführt werden. Da dieser kurzfristige Energieabruf im Zeitbereich von μs liegt, können die induktiven Bauelemente diese Energie nicht liefern. Um bei einer bestehenden Lampe die Energieeinkopplung während eines Entladevorgangs zu erhöhen, kann die Kapazität C_{inter} eingesetzt werden.

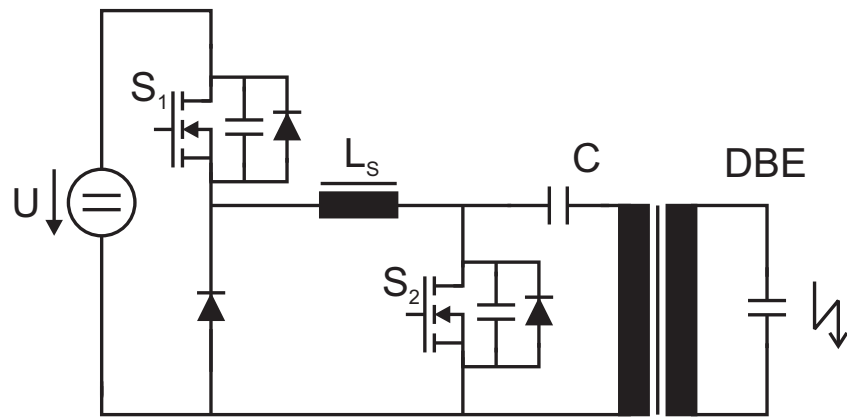
Für das Betriebsgerät bedeutet dies weitere Anforderungen hinsichtlich der Energierückgewinnung. Der DBE Betrieb wurde mit einer Parallelkapazität von $C_{inter} = 1000 \text{ pF}$ simuliert. Dabei musste die Vorladezeit TL1 von 300 ns auf 700 ns erhöht werden, damit die geforderte Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung von $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ erfüllt wird. Das ergibt ein Schaltstrom von 45 A am Schalter MOS2, so dass die Kapazität C4 auf den Wert von 7,5 nF erhöht werden muss. Aus den simulierten Werten in Tabelle 5.6 ist ersichtlich, dass mit Einführen von C_{inter} bei gleicher Anstiegsgeschwindigkeit von $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ die Lampenleistung verdoppelt wurde. Diese Leistungssteigerung geht aber zu Lasten des Gerätewirkungsgrads, der auf 40 % absinkt. Die nicht verwendete Energie wird in den Bauteilen MOS2, D4 und L1 in Wärme umgesetzt, wobei MOS2 den größten Anteil daran hat. Ein Lösungsversuch dieses Problems wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

5.5 Betriebsweisen einer DBE mit Parallelkapazität C_{inter}

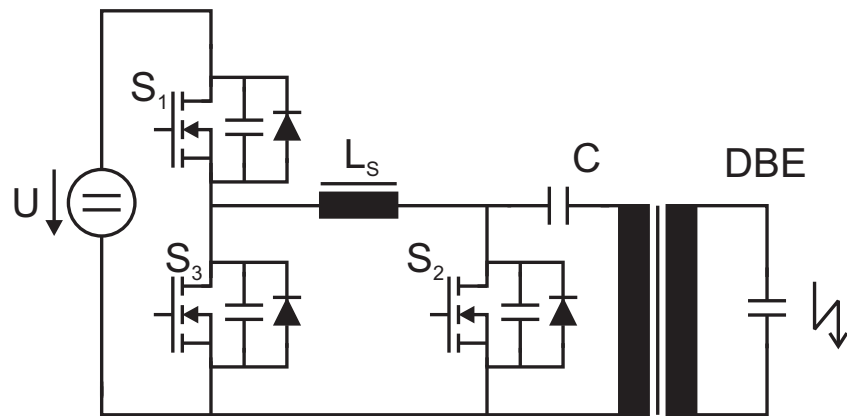
Um die Energie, die auf der DBE und C_{inter} nach der ersten Zündung verblieben ist, in die Versorgungsspannung zurückzuspeisen, bedarf es eines Mechanismus bzw. einer Betriebsweise, die auf dieses Ziel eingeht. Hier werden drei Topologien nebeneinander vorgestellt, um danach die Betriebsweisen zur Bestimmung der Betriebsgrößen zu simulieren. In Abbildung 5.8 (a) ist das bereits vorgestellte Schaltkonzept mit zwei MOSFET-Schaltern zu sehen. Auch hier wird die Drossel L_S vorgeladen. Es wird jedoch nicht, wie in vorigen Kapiteln beschrieben, der Schalter S_1 nur bis zur Zündung der DBE leitfähig gelassen. Der Schalter S_1 leitet, bis die Drossel L_S eine volle Schwingungsperiode vollführt hat, so dass die gesamte Restenergie des Systems wieder in den Zwischenkreis zurückgespeist ist. Dies kann jedoch nur dann funktionieren, wenn das Potentialgefälle zwischen dem Drain-Anschluss von S_2 und der Zwischenkreisspannung groß genug ist und die Dämpfung des Schwingkreises nicht zu stark ins Gewicht fällt. In der aktuellen Schaltung wurde die Zwischenkreisspannung auf 250 V gelegt und die Spannung über S_2 betrug 600 V. Der Schalter S_2 wird erst zum Zeitpunkt des Stromnulldurchgangs der Drossel leitend gemacht.

In Abbildung 5.8 (b) ist das Prinzip ähnlich zu dem aus (a). Der Unterschied liegt darin, dass bei (b) die gesamte Restenergie, die auf C_{inter} und der eigentlichen DBE ist, in der Drossel L_S zwischengespeichert wird, bevor sie in den Zwischenkreis zurückgespeist wird. Dazu wird der Schalter S_3 beim ersten Stromnulldurchgang der Drossel L_S geschlossen. Es liegt nun die transformierte Lampenspannung über der Drossel an. Ein Strom beginnt durch die Drossel zu fließen. Bei Erreichen des Maximalwerts wird S_3 nichtleitend gemacht und der Strom kommutiert auf die Inversdiode von S_1 . Das Problem dieser Topologie besteht darin, dass der Spannungsanstieg an S_3 bei einem Schaltstrom von z.B. 40 A sehr steil ist und die Gefahr besteht, dass der MOSFET-Schalter wieder leitend wird (siehe Kapitel A.3). Abhilfe schafft hier eine Parallelkapazität, die aber wieder andere Verluste mit sich bringt.

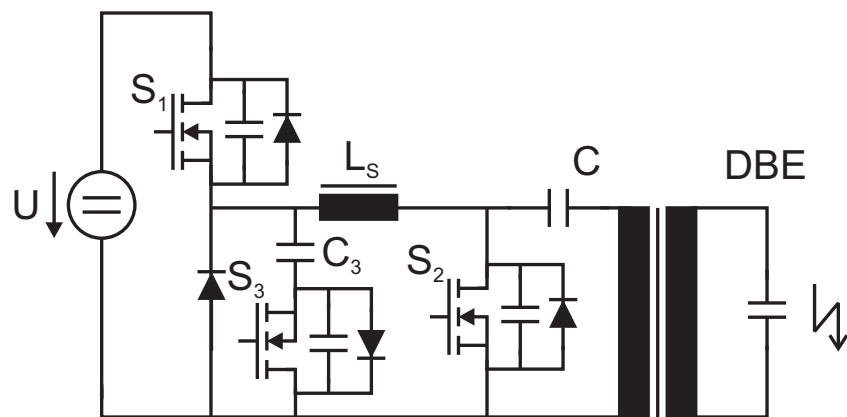
Um das Problem der zu schnellen Spannungsänderung an den Schaltern S_1 und S_3 zu lösen, wurde die Topologie 5.8 (c) untersucht. Hier wurde der MOSFET-Schalter S_3 aus (b) umgedreht und in Serie mit einer Kapazität gesetzt. Der prinzipielle Stromverlauf ist in Abbildung 5.9 schematisch



(a) Pulsgerät mit 2 Schaltern, wie bereits vorgestellt

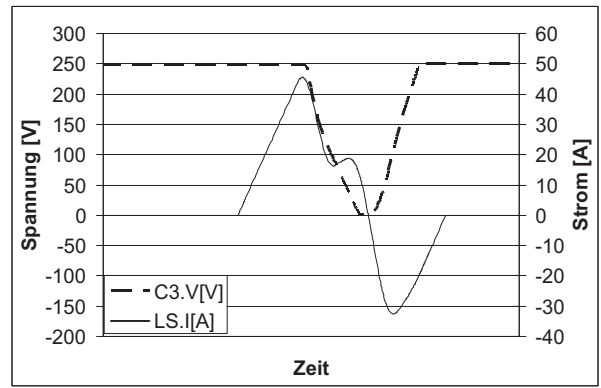
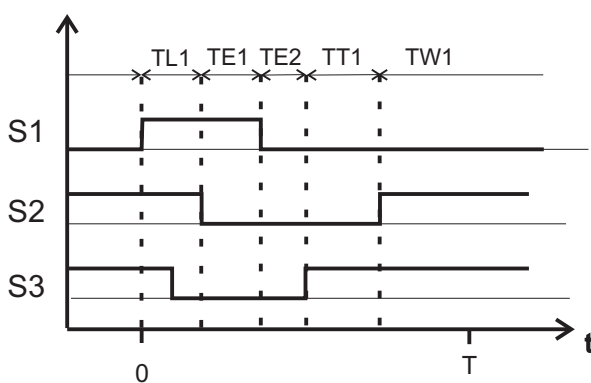
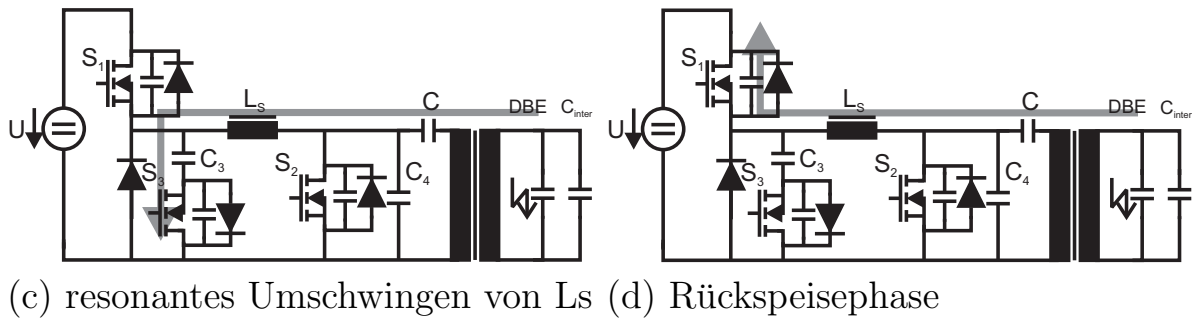
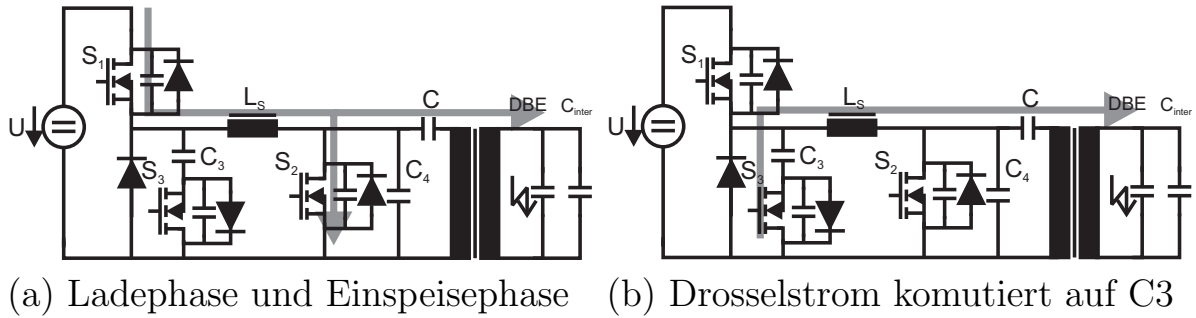


(b) Pulsgerät mit 3 Schaltern



(c) Pulsgerät mit 3 Schaltern und Entlastungskapazität C_3

Abbildung 5.8: Schalttopologien zum Betrieb einer DBE mit C_{inter}



(e) Schaltzeiten (f) Spannungsverlauf an C_3 und Stromverlauf von L_s

Abbildung 5.9: Schaltverlauf der Schaltung mit 3 Schaltern und Entlastungskapazität zum Betrieb einer DBE mit C_{inter}

dargestellt. Zu Beginn eines Zyklus liegt an der Kapazität C_3 bereits Spannung an. Die Drossel wird geladen und die Spannung an der DBE steigt an (Teil (a)). Nun wird S_3 leitend gemacht und S_2 nichtleitend. Die Drossel treibt weiterhin einen Strom in die DBE und entlädt gleichzeitig die Kapazität C_3 . Bei richtiger Dimensionierung sinkt die Spannung an C_3 bis auf null Volt (Abbildung 5.9 (b) und (f)). Der Drosselstrom wird negativ. Die verbliebene Energie auf der DBE wird in der Drossel gespeichert. Der Drosselstrom fließt über C_3 , so dass die Spannung über dieser Kapazität ansteigt (Teil (c)). Hat die Spannung an C_3 die Zwischenkreisspannung erreicht fließt der Drosselstrom über die Inversdiode von S_1 . Es wird Energie in den Zwischenkreis zurückgespeist (Teil (d)). Damit die Energie der Kapazität C_3 nicht verloren geht, wird S_3 nichtleitend gemacht. Idealerweise ist das System nach dem Rückspeisevorgang durch die Drossel energiefrei. Es findet kein weiteres Schwingen durch vagabundierende Energie statt. In Abbildung 5.9 (f) ist der Spannungsverlauf über der Kapazität C_3 und der Stromverlauf der Drossel aufgetragen. Durch dieses Prinzip verlaufen die Spannungsflanken über den Schaltern S_1 und S_3 flacher. Zugleich wird nicht genutzte Energie so gespeichert, dass sie nochmals verwendet werden kann.

Die Schaltungen aus Abbildung 5.8 (a) und (c) wurden simuliert. Dabei wurde die Kapazität C_4 , die parallel zum Schalter S_2 liegt, so variiert, dass die maximal zulässige Spannung an S_2 nicht überschritten wird. Die Werte der elektrischen Bauteile wurden, wenn nicht anders angegeben aus Tabelle 5.2 übernommen. Das Hauptaugenmerk lag auf dem Spannungsanstieg der Lampenspannung. Das Ziel war es, zum einen unabhängig von der kapazitiven Last die Anstiegsgeschwindigkeit auf $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ einzustellen und zum Andern, die gesamte Restenergie zurückzuspeisen. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.7.

Es wird deutlich, dass sich der Wirkungsgrad zwischen dem 2- und 3-Schalter-Konzept für den resonanten Betrieb nicht wesentlich unterscheidet. Der Rückspeisemechanismus bestehend aus S_3 und C_3 , bringt nicht die gewünschte Verbesserung des Gerätewirkungsgrads. Die größten Verluste entstehen bei beiden Konzepten durch die Leitendwiderstände der Schalter. Im Vergleich zwischen den beiden Konzepten sieht man, dass die Summe der Schalterverluste des 2-Schalter-Konzepts denen des 3-Schalter-Konzepts gleichen.

Der elektrische Gerätewirkungsgrad sinkt mit steigender Parallelkapazität C_{inter} . Dies liegt daran, dass für den Spannungsanstieg an der DBE

Bauteil	Einheit	2-Schalter Lösung			3-Schalter Lösung	
		0	1000	2000	1000	2000
C_{inter}	pF	0	1000	2000	1000	2000
C_4	nF	4	10	30	10	30
C_3	nF				60	60
R_{DSon}	m Ω	190	190	190	190	190
dU/dt	kV/ μ s	8,13	8,03	7,62	7,95	7,61
η_{el}	%	89	71	54	74	54
P_{DC}	W	52	83	231	78	217
P_{DBE}	W	46	59	126	58	117
S_{DC}	VA	718	2320	5100	1850	4590
P_{S1}	W	1,3	9,9	45,8	6,8	39,1
P_{S2}	W	1,0	5,0	40,6	4,2	38,0
P_{S3}	W				4,1	4,8
$I_{L RMS}$	A	2,9	9,3	20,1	9,4	19,6
$I_{L max}$	A	21	55,5	90,3	53,2	90,3
$I_{S1 RMS}$	A	2,6	7,2	15,5	6,0	14,3
$I_{S2 RMS}$	A	2,3	5,1	14,6	4,7	14,2
$I_{S3 RMS}$	A				4,7	4,8

Tabelle 5.7: Elektrische Größen im resonanten Betrieb für die Topologien aus Abbildung 5.8 (a) und (c); $U_{DC} = 250$ V; $C_{inter} = 0$ pF; 1000 pF; 2000 pF

die Beziehung

$$I = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (5.5)$$

$$I + \Delta I = (C_{DBE} + C_{inter}) \cdot \frac{dU}{dt} \quad (5.6)$$

gültig ist. Da C hier aus den Kapazitäten C_{DBE} und C_{inter} gebildet wird, steigt der benötigte maximale Drosselstrom mit der Kapazität proportional an. Die Energie, die in den ohmschen Elementen nur für den Ladevorgang in der Topologie umgesetzt wird, berechnet sich zu:

$$E_{\Omega} = \int_0^{t_{load}} R \cdot I(t)^2 dt \quad (5.7)$$

Die Zeit, in der die Drossel geladen werden muss, beträgt:

$$U = L \cdot \frac{dI}{dt} \quad (5.8)$$

$$\hat{I} = U \cdot \frac{1}{L} t_{load} \quad (5.9)$$

$$\hat{I} + \Delta I = U \cdot \frac{1}{L} (t_{load} + \Delta t) = (C + \Delta C) \cdot \frac{dU}{dt} \quad (5.10)$$

Einsetzen der Drosselladezeit in die Gleichung für die ohmsche Energie ergibt:

$$E_{\Omega} = \int_0^{t_{load}} R \cdot \left(U \cdot \frac{1}{L} \cdot t \right)^2 dt \quad (5.11)$$

$$= R \cdot U^2 \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \frac{1}{3} \cdot t^3 \quad (5.12)$$

Für eine größere kapazitive Last muss die Ladezeit erhöht werden:

$$E_{\Omega} + \Delta E_{\Omega} = R \cdot U^2 \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \frac{1}{3} (t + \Delta t)^3 \quad (5.13)$$

$$= R \cdot U^2 \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \frac{1}{3} \left(\frac{L}{U} \cdot \frac{dU}{dt} [C + \Delta C] \right)^3 \quad (5.14)$$

$$= R \cdot \frac{L}{U} \cdot \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{dU}{dt} \right)^3 \cdot (C + \Delta C)^3 \quad (5.15)$$

Gleichung 5.15 besagt, dass bei Verdoppelung der kapazitiven Last, z.B. für $C_{inter} = C_{DBE}$, die ohmschen Verluste während der Ladezeit der Drossel verachtfacht werden! Das Gleiche wird auch für die Rückspeisung der Lampenenergie angenommen. Nimmt man an, dass der größte Anteil der Verluste aus Leitungsverlusten besteht, so muss bei Verdoppelung der lastseitigen Kapazität die eingekoppelte Lampenleistung verachtfacht werden, damit der Gerätestufigen Wirkungsgrad konstant bleibt. Durch das Parallelschalten einer Kapazität zur DBE, z.B. durch Einführen von C_{inter} , sinkt der Gerätestufigen Wirkungsgrad also, wenn die eingekoppelte Lampenleistung nicht proportional mit den zunehmenden Leitungsverlusten ansteigt.

5.6 Optimierung des Gerätestufigen Wirkungsgrads

Da die Anstiegsflanke der DBE-Spannung ein entscheidendes Kriterium für das Entladungsverhalten der DBE ist, ist die wesentliche elektrische Größe der Strom, der die Lampenkapazität auflädt. Die Verluste, die im Betriebsgerät entstehen, sind zu einem großen Teil die Leitungsverluste.

5.6.1 Variation des Übersetzungsverhältnisses des Transformators

Das Übersetzungsverhältnis des Transformators wird schrittweise reduziert, bei gleichzeitigem Festhalten der Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung bei $8 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Das Ziel ist die Leitungsverluste im Ladekreis der Speicherdrossel zu reduzieren. Das Verkleinern des Übersetzungsverhältnisses bewirkt, bei gleichbleibender Zwischenkreisspannung, dass für einen gewünschten sekundärseitigen Lampenstrom der primärseitige Strom kleiner wird. Berechnet man die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung aus Gleichung 4.12, so erkennt man den beschriebenen Zusammenhang von Übersetzungsverhältnis, primärseitigem Strom und Anstiegsgeschwindigkeit:

Bauteil	Einheit	2-Schalter Lösung				
		4:1	3:1	3:1	2:1	2:1
u_{Trafo}		4:1	3:1	3:1	2:1	2:1
L_{S2}	μH	30	30	20	10	10
L	μH	4	4	4	4	5
dU/dt	$\text{kV}/\mu\text{s}$	7,91	8,03	8,09	8,07	8,19
η_{el}	%	70	76	78	79	80
P_{DC}	W	81	87	74	60	80
P_{DBE}	W	57	66	58	48	64
S_{DC}	VA	2270	1940	1770	1550	1630
P_{S1}	W	11,06	8,66	7,21	5,41	6,14
P_{S2}	W	7,99	5,53	4,17	4,51	4,65
P_{Tr}	W	10,76	6,49	4,34	3,10	2,26
$I_{L\text{ RMS}}$	A	9,07	7,77	7,07	6,22	6,51
$I_{L\text{ max}}$	A	49,60	49,59	44,61	41,39	40,69
$I_{S1\text{ RMS}}$	A	7,08	6,23	5,56	4,88	5,19
$I_{S2\text{ RMS}}$	A	4,79	4,71	4,34	3,57	4,25
$I_{Tr\text{ prim RMS}}$	A	8,20	6,24	5,36	3,89	4,93

Tabelle 5.8: Elektrische Grössen im resonanten Betrieb für $U_{DC} = 250\text{ V}$ und $u_{Trafo} = 4:1; 3:1; 2:1 - f = 30\text{ kHz}$; $C_{inter} = 1000\text{ pF}$; $C_4 = 10\text{ nF}$; $R_{DSon} = 190\text{ m}\Omega$

$$\begin{aligned}
 \frac{dU_{DBE}(t)}{dt} &= I_S \cdot \frac{1}{u \cdot C_{DBE}} \cdot \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \\
 &+ U_{DC} \cdot \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \right) \\
 &+ U_{DC} \cdot u \cdot \left(\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{L \cdot u^2 \cdot C_{DBE}}} \right)
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

Die Anstiegsgeschwindigkeit ist nur vom ersten Summanden abhängig, da er viel größer ist als die restlichen Summanden. Dies wirkt sich auf die Verluste im Betriebsgerät positiv aus. Mit dieser Parametervariation soll gezeigt werden, wie sich die Verluste in der Schaltung reduzieren lassen. Dabei wird nicht auf die maximal zulässige Drain-Source-Spannung des Schalters S_2 geachtet, die bei geringerem Übersetzungsverhältnis größer wird. In Tabelle 5.8 sieht man, dass mit reduziertem Übersetzungsver-

hältnis des Transformators auch die Scheinleistung und die Effektivströme reduziert werden. Dies hat zur Folge, dass der elektrische Gerätewirkungsgrad ansteigt.

Ein weiterer noch nicht betrachteter Aspekt ist die sekundärseitige Streuinduktivität. Bei Reduzieren des Übersetzungsverhältnis sinkt diese auch. Es kann beobachtet werden, dass trotz gleichbleibender Spannungsanstiegsflanke an der DBE der Rückgang der eingekoppelten Lampenleistung mit dem Rückgang der sekundären Streuinduktivität L_{S2} korreliert. Der Grund dafür ist, dass bei kleinerer Streuinduktivität während der Zündung nicht so viel Energie aus dieser nachgeführt werden kann. Dieser Leistungsrückgang kann dadurch kompensiert werden, dass eine größere Speicherdrossel in der Topologie benutzt wird (siehe Tabelle 5.8 vorletzte und letzte Spalte). Eine kleinere Streuinduktivität bewirkt zusätzlich, dass für einen gewünschten Spannungsanstieg auf der Sekundärseite der Primärstrom nicht so groß sein muss, d.h. bei einer geringeren Streuinduktivität des Trafos sinken die Effektivströme im Betriebsgerät. Für die Topologie wäre das Übersetzungsverhältnis 1:1 optimal, d.h. der Wegfall des Transformators. Da es im Moment jedoch keine ausreichend schnell schaltenden Transistoren auf dem Markt gibt, die eine Sperrspannung von 2 kV aufweisen, ist dies eine Aufgabe, die mit Transistormodulen angegangen werden kann.

5.6.2 Variation der Zwischenkreisspannung

Eine weitere Möglichkeit der Parametervariation besteht in der Zwischenkreisspannung U_{DC} . Mit einer höheren Zwischenkreisspannung lässt sich die Ladezeit $TL1$ der Speicherdrossel reduzieren. Ein höheres Zwischenkreispotential unterstützt den Drosselstrom während des Ladevorgangs der DBE. Dadurch werden für den Ladevorgang die Effektivströme der einzelnen Komponenten reduziert. Zusätzlich verringert sich der Maximalstrom im Ausschaltzeitpunkt des Schalters S2. Betrachtet man die Ergebnisse aus Tabelle 5.9, stellt man fest, dass diese Aussage nur bedingt richtig ist. Mit steigender Zwischenkreisspannung sinkt die benötigte Vorladezeit $TL1$ der Speicherdrossel L bei gleichbleibendem Spannungsanstieg ($8 \text{ kV}/\mu\text{s}$) an der DBE. Dadurch sinken zunächst alle Effektivströme über den einzelnen elektrischen Komponenten und der Gerätewirkungsgrad steigt an.

Oberhalb der Zwischenkreisspannung von 350 V ändert sich jedoch das beschriebene Verhalten: Die Effektivströme werden wieder größer und der

Bauteil	Einheit	2-Schalter Lösung				
U_{DC}	V	200	250	300	350	400
TW1	ns	29073	29330	29513	29643	29733
TL1	ns	1060	800	650	490	400
TE1	ns	1000	1000	1000	1000	1000
TT1	ns	2200	2200	2200	2200	2200
dU/dt	kV/ μ s	7,97	7,91	8,03	8,00	8,07
η_{el}	%	69	70	72	74	73
P_{DC}	W	94	81	77	80	86
P_{DBE}	W	65	57	56	60	63
S_{DC}	VA	1880	2270	2700	3140	3680
P_{S1}	W	12,26	11,06	10,67	10,54	10,97
P_{S2}	W	8,91	7,99	3,76	2,71	3,31
P_{Tr}	W	12,00	10,76	8,91	5,92	4,46
$I_{L RMS}$	A	9,42	9,07	9,00	8,98	9,21
$I_{L max}$	A	51,40	49,60	48,34	46,47	45,40
$I_{S1 RMS}$	A	7,46	7,08	6,95	6,90	7,04
$I_{S2 RMS}$	A	8,91	7,99	3,76	2,71	3,31
$I_{Tr prim RMS}$	A	8,6	8,2	8,0	8,1	8,5

Tabelle 5.9: Elektrische Größen im resonanten Betrieb für verschiedene U_{DC} und $u_{Trafo} = 4:1$; $f = 30$ kHz; $C_{inter} = 1000$ pF; $C_4 = 10$ nF; $R_{DSon} = 190$ m Ω ; $L = 4$ μ H; $L_{S2} = 30$ μ H

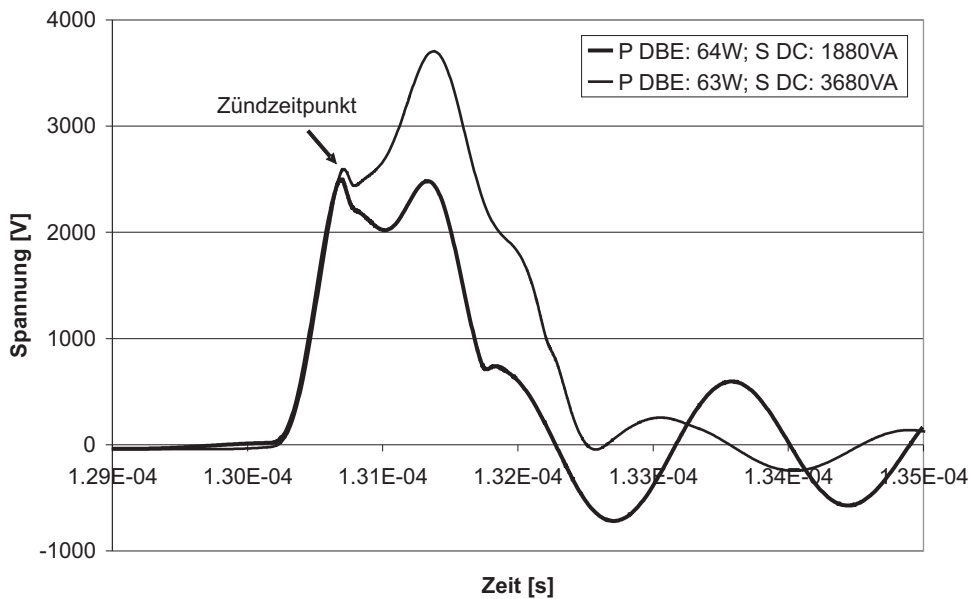


Abbildung 5.10: Spannungsverlauf an der DBE mit gleicher Lampenleistung und unterschiedlicher Systemscheinleistung

Gerätewirkungsgrad nimmt ab. Dies erklärt sich durch das Verhalten der Scheinleistung. Bei zunehmender Zwischenkreisspannung von 200 V auf 400 V verdoppelt sich die Scheinleistung, die umgesetzte Leistung in der DBE bleibt jedoch annähernd konstant. Der Grund dafür ist, dass ein gewisser Ladestrom der Speicherdrossel benötigt wird, um die gewünschte Anstiegsflanke der Lampenspannung zu erzeugen. Ist die Zwischenkreisspannung groß genug, steckt in dem System Zwischenkreisspannung - Speicherdrossel noch so viel Energie, dass die Lampenspannung nach der Zündung weiter ansteigt. Nach dem Verhalten des Lampenmodells kann diese zusätzliche Energie jedoch nicht genutzt werden. Diese Blindleistung erzeugt Verluste in den Leitungen, die den Gerätewirkungsgrad nach anfänglicher Verbesserung wieder verschlechtert. In Abbildung 5.10 sind zwei Spannungspulse aufgetragen, mit denen der gleiche Leistungsumsatz in der DBE simuliert wird. In dem Puls, in dem die Lampenspannung nach der Zündung nochmals ansteigt, ist die Systemscheinleistung doppelt so groß. Es ist also notwendig die Energie, die auf das System C_{inter} - DBE in einer definierten Zeit fließt, exakt zu dimensionieren. Bei Erhöhung der Zwischenkreisspannung muss daher zusätzlich zur Reduzierung der Ladezeit der Speicherdrossel ihre Induktivität verringert werden.

5.6.3 Optimierung des Parametersatzes

Um den bestmöglichen Gerätewirkungsgrad zu erhalten, müssen, abgesehen von der Minimierung von Schaltverlusten, die Blindströme und somit die Scheinleistung so weit wie möglich reduziert werden. Dies geschieht durch das Anpassen des Übersetzungsverhältnisses und der Streuinduktivität des Transformators. Da der Leitendwiderstand vom MOSFET ansteigt, wenn seine maximal zulässige Sperrspannung größer wird, muss individuell das Optimum zwischen Übersetzungsverhältnis des Transformators und maximal zulässigem Strom durch den MOSFET bestimmt werden. Bei größer werdendem Übersetzungsverhältnis steigt der maximale Strom durch den MOSFET an, die maximale Spannung die am MOSFET anliegt sinkt jedoch. Von Vorteil ist, dass bei kleinerer Streuinduktivität die zeitliche Stromverteilung während des Pulses besser auf die Leistungsaufnahme der Lampe angepasst werden kann. Der zweite Parameter ist die Zwischenkreisspannung. Durch Erhöhung dieser kann die Ladezeit der Speicherdrossel reduziert werden, so dass sich der Effektivstrom verringert. Als Abschluss des Kapitels wurde die Schaltung mit optimalen Parametern simuliert, um den höchsten Gerätewirkungsgrad zu erhalten. In Tabelle 5.10 sind die optimalen Einstellungen der vorigen Parametervariationen und die Kombination dieser beiden Parametervariationen dargestellt. Als bester Wirkungsgrad wird bei geringem Übersetzungsverhältnis des Transformators, geringer Streuinduktivität des Transformators und hoher Zwischenkreisspannung ein elektrischer Gerätewirkungsgrad von ca. 84 % simuliert. Mit zunehmendem Gerätewirkungsgrad sinkt jedoch die Leistungsaufnahme der Lampe, da die Energie, die der Lampe zur Entladung bereitgestellt wird, so weit reduziert wird, dass das Verhältnis zwischen umgesetzter Lampenleistung zu Verlustleistung in dem Betriebsgerät maximal wird.

Größe	Einheit	2-Schalter Lösung		
η_{el}	%	83,9	79	74
U_{DC}	V	400	250	350
L	μH	3	4	4
L_{S2}	μH	10	10	30
u		2:1	2:1	4:1
TW1	ns	30513	31083	29643
TL1	ns	220	650	490
TE1	ns	1000	700	1000
TT1	ns	1600	900	2200
dU/dt	$\text{kV}/\mu\text{s}$	8,02	8,07	8,00
P_{DC}	W	64,7	60,4	80,39
P_{DBE}	W	54,3	47,6	59,56
S_{DC}	kVA	2,06	1,55	3,14
P_{S1}	W	3,81	5,41	10,54
P_{S2}	W	1,70	4,51	2,71
P_{Tr}	W	4,05	3,10	5,92
$I_{L\text{ RMS}}$	A	5,15	6,22	8,98
$I_{L\text{ max}}$	A	38,77	41,39	46,47
$I_{S1\text{ RMS}}$	A	4,01	4,88	6,90
$I_{S2\text{ RMS}}$	A	2,34	3,57	3,27
$I_{Tr\text{ prim RMS}}$	A	4,17	3,89	8,12

Tabelle 5.10: Elektrische Größen im resonanten Betrieb für optimalen Gerätewirkungsgrad; $f = 30\text{ kHz}$; $C_{inter} = 1000\text{ pF}$; $C_4 = 10\text{ nF}$; $R_{DSon} = 190\text{ m}\Omega$

6 Messergebnisse

6.1 Verwendete Laborlampe

Bei der verwendeten Laborlampe handelt es sich um eine Dielektrisch Behinderte Entladungslampe der Firma Saint-Gobain. Die auf dem Markt erhältliche entsprechende Lampe heißt Planilum (Abbildung 6.1). Sie entspricht der Laborlampe, die bereits in Kapitel 3.3.4 benutzt wurde. Jedoch handelt es sich hier um die achtzehnfache Entladungsfläche, so dass alle kapazitiven Größen in diesem Verhältnis größer sind. Der prinzipielle Aufbau ist bereits in Abbildung 3.20 dargestellt. Die berechneten bzw. gemessenen Größen stehen in Tabelle 6.1.

Im unipolaren Pulsbetrieb der Lampe befindet sich die Zündspannung im Bereich zwischen 1900 V und 2200 V. In Abbildung 6.2 ist ein Spannungs- und Stromverlauf einer betriebenen Planilum zu sehen. Besonders ausgeprägt ist der Strom bei der zweiten Zündung oder Rückzündung zum Zeitpunkt $1,75E-05$ s, der bis auf -6 A ansteigt. Die oszillierende Lampenspannung und der oszillierende Lampenstrom nach der Rückzündung kommt von der verbliebenen Restenergie, die bei dem Prinzip der behandelten Topologie nach Abbildung 6.3 nicht zurückgespeist werden kann.

6.2 Auswahl und Dimensionierung induktiver Bauelemente für das Puls-EVG

Die Transformatoren, die zur Untersuchung der Schalttopologie benutzt wurden, haben alle einen ETD 39 Kern der Firma Epcos mit dem Material N87. Dieses Material wurde ausgewählt, da dessen Frequenzbereich von den niedersten Frequenzen bis zu 500 kHz geeignet ist. Für die Übertragung von Pulsen erschien dieses Material am geeignetsten. Es wurden Transformatoren mit den Übersetzungsverhältnissen 2:1, 3:1, 4:1 und 5:1



Abbildung 6.1: Planilum - DBE Lampe der Firma Saint-Gobain

Größe	Wert	Einheit
Lampenabmessung	600 · 600	mm ²
Elektrodenfläche	447 · 447	mm ²
C_{Lampe}	600	pF
$C_{Barriere}$	1850	pF
C_{Gap}	889	pF
$U_{zuend, Pulsbetrieb}$	1900 bis 2200	V
$U_{zuend, Sinusbetrieb}$	ca. +/- 1100	V

Tabelle 6.1: Technische Größen der Planilum Laborlampe

6.2 Auswahl und Dimensionierung induktiver Bauelemente für das Puls-EVG

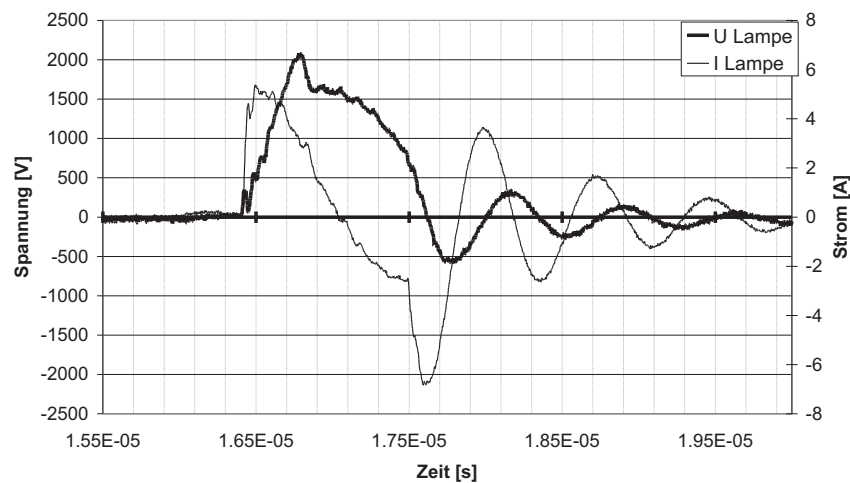


Abbildung 6.2: Strom- und Spannungsverlauf an einer Planilum 60 cm x 60 cm

aufgebaut. Die elektrischen Größen der einzelnen Transformatoren stehen in Tabelle 6.2. Die Windungszahl für die Primärwicklung wurde so gewählt, dass sie so klein ist, dass der Transformator Kern gerade noch nicht in Sättigung gerät. Die minimale Windungszahl wurde deswegen angestrebt, um die Streuinduktivität der Transformatoren so klein wie möglich zu halten. Bei einer anliegenden Spannungszeitfläche $\int U(t)dt$ sollte die vom Hersteller vorgegebene maximale Flussdichte B_{max} nicht überschritten werden, da der Kern andernfalls in Sättigung gerät.

$$B(t) = \frac{1}{n_1 \cdot A_C} \int U(t)dt \quad (6.1)$$

Die Flussdichte berechnet sich nach Gleichung 6.1, wobei n_1 die primäre Windungszahl des Transformators ist und A_C der wirksame Kernquerschnitt. Für den benutzten Transformator Kern war $A_C = 125 \text{ mm}^2$, so dass sich bei einer maximalen Flussdichte von 400 mT und der primären Windungszahl $n_1 = 10$, eine maximale Spannungszeitfläche von ca. $500 \cdot 10^{-6} \text{ Vs}$ ergibt. Die enge Dimensionierung des Kernvolumens wurde bewusst gewählt, da eine spätere Verwendung in einem kommerziellen Betriebsgerät sowohl die Kosten als auch die Handhabbarkeit bzw. die Größe berücksichtigen muss. Für den Transformator mit $n_1 = 8$ (siehe Tabelle 6.2) konnten nicht alle Betriebsmodi untersucht werden, da bei längeren Spannungspulsen der Kern in Sättigung geriet.

Für die Speicherdrosseln wurde das Kernmaterial N87 und die Kernform RM14 ausgewählt. Ausschlaggebend für die Kernform waren die

Übersetzungsverhältnis	2:1	3:1	4:1	5:1
Primärwicklung	10	10	10	8
Sekundärwicklung	20	30	40	40
Kernform	ETD39	ETD39	ETD39	ETD39
Material	N87	N87	N87	N87
Hauptinduktivität/ μH	303,2	297,3	301,4	199,1
primäre Steuinduktivität/ μH	0,43	0,34	0,34	0,22
primärer Wicklungswiderstand/ $\text{m}\Omega$	16	15	14	15
sekundäre Steuinduktivität/ μH	1,8	3,9	7,09	6,7
sekundärer Wicklungswiderstand/ $\text{m}\Omega$	129,8	202,1	285,8	279,0

Tabelle 6.2: Technische Angaben der benutzten Transformatoren

Induktivität [μH]	2,42	4,17	6,13	12,16
Wicklungszahl	3	3	5	9
Wicklungswiderstand [$\text{m}\Omega$]	10,6	10,5	12,7	16,5
Kernform	RM14	RM14	RM14	RM14
Material	N87	N87	N87	N87

Tabelle 6.3: Technische Angaben benutzter Speicherdrosseln

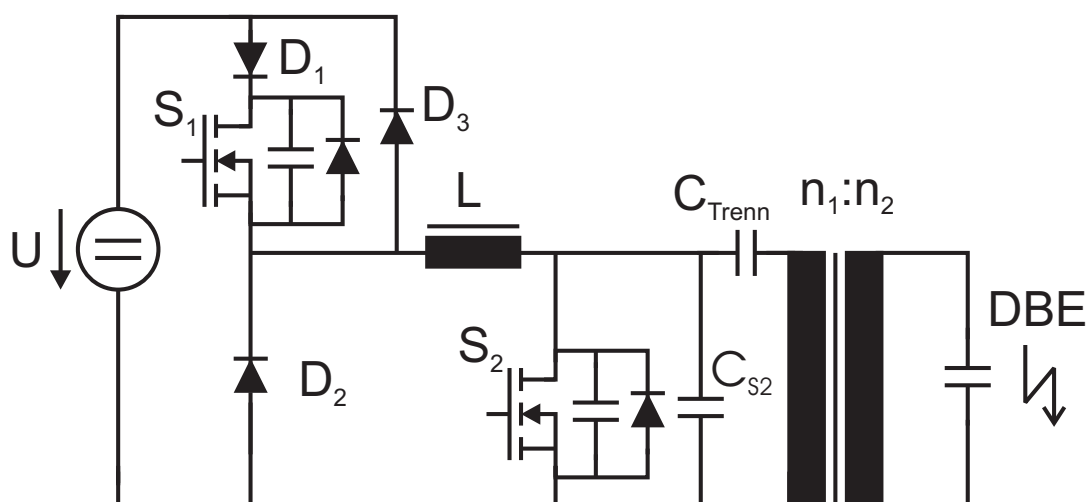


Abbildung 6.3: Schaltplan des vermessenen unipolaren Pulsgeräts

großen Ströme (zwischen 40 A und 50 A) bei einer Induktivität im μH -Bereich. Eine Optimierung der Speicherdrosseln wurde hier nicht betrieben. Die elektrischen und mechanischen Größen der verschiedenen Speicherdrosseln sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Der Luftspalt der jeweiligen Drossel wurde so variiert, dass die gewünschte Induktivität erzielt wurde.

6.3 Messung und Diskussion der elektrischen Betriebsgrößen eines Puls-EVGs

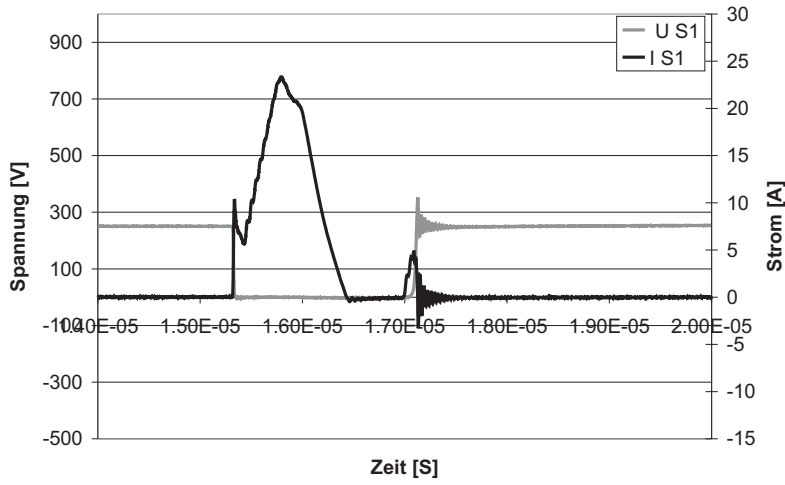
Anhand eines Beispiels wird die Funktion des Betriebsgeräts erläutert. Der Schaltplan der untersuchten Schaltung ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Es werden zunächst die gemessenen Ströme und Spannungen der einzelnen Bauelemente dargestellt (Abbildung 6.4) und danach für jedes Bauteil die wesentlichen Aspekte und die dazugehörigen Verluste aus Tabelle 6.5

Bauteil	Name / Grösse
D1, D3	CSD20060
D2	BYT03_400
S1	SPW47N60C3
S2	APT10053
C_{Trenn}	1 μF
L, Trafo	je nach Angabe

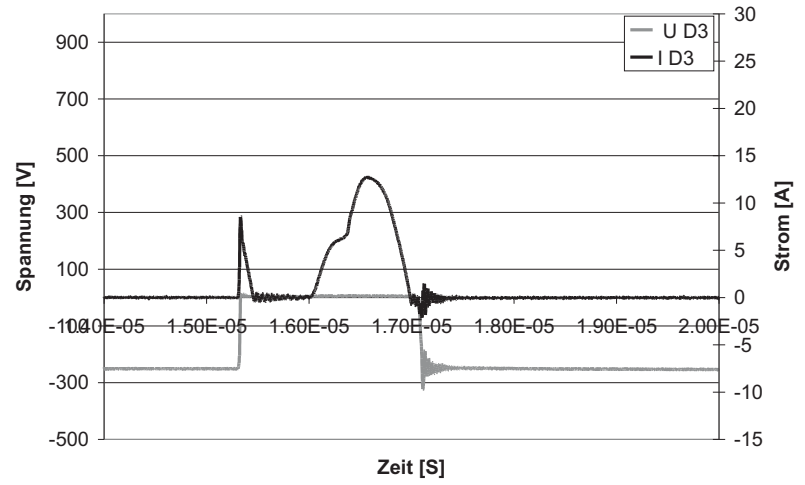
Tabelle 6.4: Elektrische Bauteile der Schaltung

diskutiert.

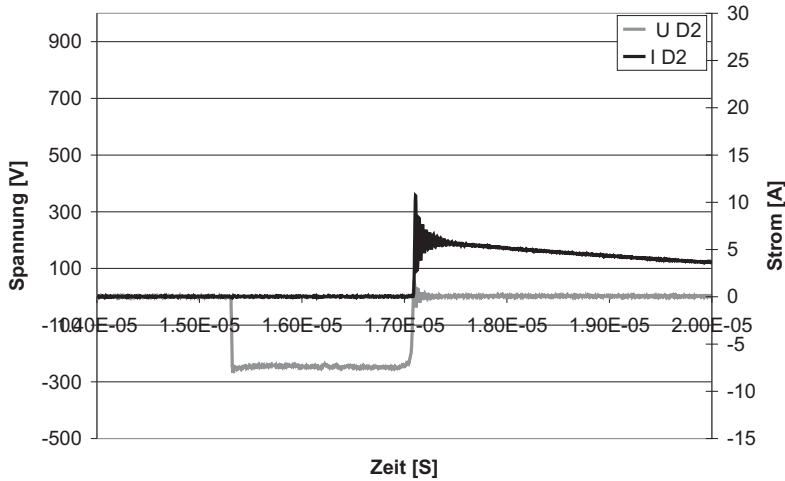
Für die durchgeführten Messungen betrug die Zwischenkreisspannung 250 V. Die verwendeten Bauteile stehen in Tabelle 6.4. Für diese Messung wurde die Drossel mit der Induktivität $4\mu\text{H}$ und der Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis 3:1 verwendet. In Abbildung 6.4 (a) ist der Strom- und Spannungsverlauf des oberen Schalters S_1 zu sehen. Mit dem Einschalten dieses Schalters wird der Ladevorgang der Drossel L gestartet (Abbildung 6.4 (d)). Zu Beginn des Einschaltvorgangs von S_1 gibt es kurzzeitig einen Spitzenstrom, der durch die Diode D_3 verursacht wird (Abbildung 6.4 (b)). Die Diode wirkt hier als Kapazität, die beim Schließen von S_1 kurzgeschlossen wird. Dadurch ergibt sich ein kurzer Peakstrom durch S_1 mit einem Maximalwert von ca. 10 A. Die über die geflossenen Ladungsträger berechnete kapazitive Größe der Diode D_3 beträgt hier 2,15 nF. Danach fließt durch S_1 der Strom der auch durch die Drossel und den Schalter S_2 fließt. Nach dem Ladevorgang der Drossel wird der Schalter S_2 nichtleitend gemacht (Abbildung 6.5 (a)). Die Spannung am Transformator und an der Lampe steigen bis zur Lampenzündung an (Abbildung 6.5 (b), (c)). Bedingt durch die Resonanz des Systems Betriebsgerät-Lampe fließt nach Erreichen des Spannungsmaximums ein Strom von der Lampe über die Drossel und die Diode D_3 in den Zwischenkreis (Abbildung 6.4 (b)). Abhängig von der Zwischenkreisspannung und der Güte des Rückspeisepfads können die Lampenspannung und die Spannung an S_2 bis auf null Volt sinken. Dies ist der ideale Fall, da dann keine Verluste durch ungenutzte Energie entsteht. Liegt während des Einschaltzeitpunkts von S_2 noch Spannung an der Lampe und an S_2 an, so bedeutet diese Spannung zusätzliche Verluste. In Tabelle 6.5 stehen die Verluste, die an den ein-



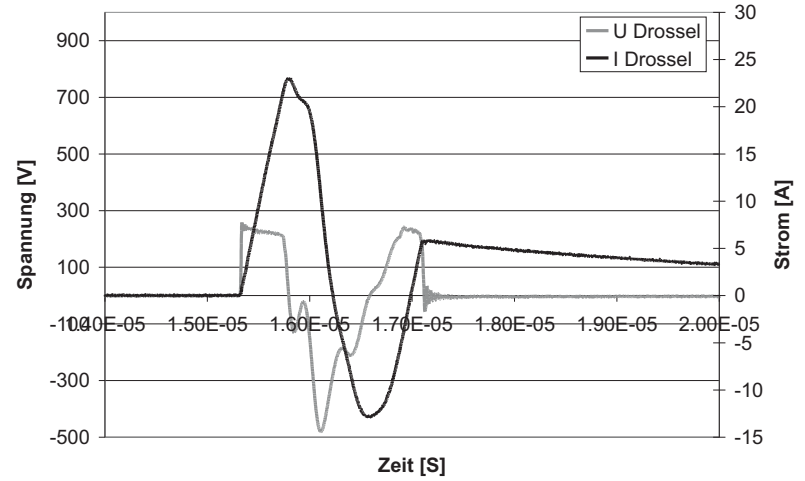
(a) Schalter S_1



(b) Diode D_3

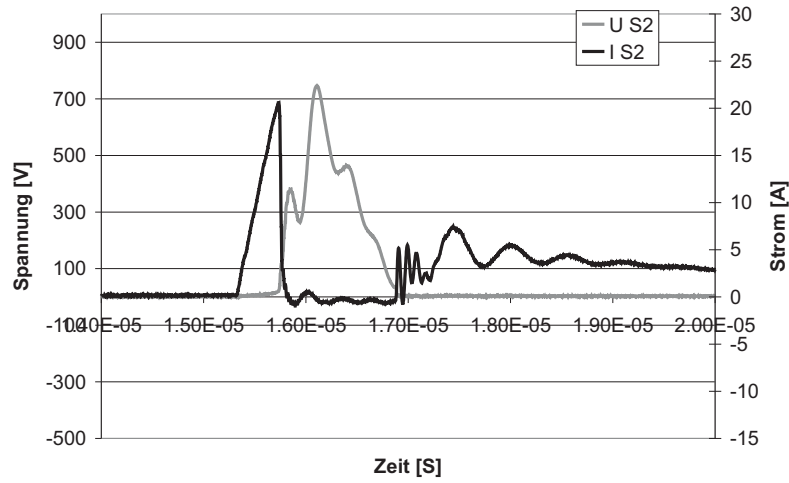
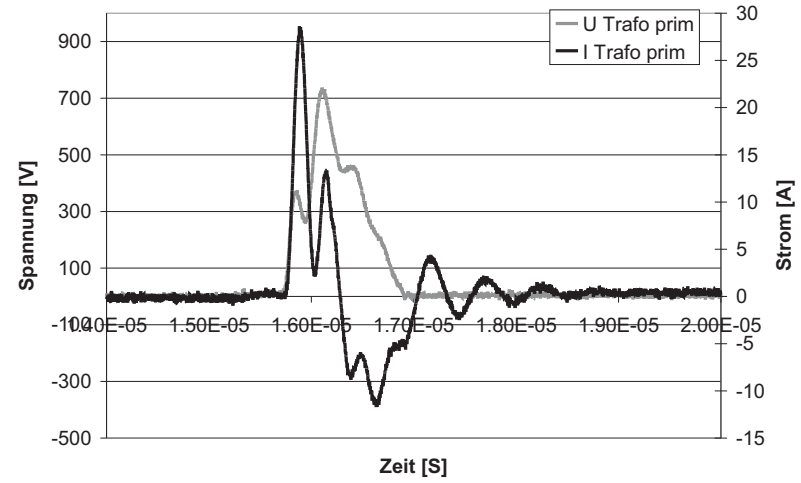


(c) Diode D_2

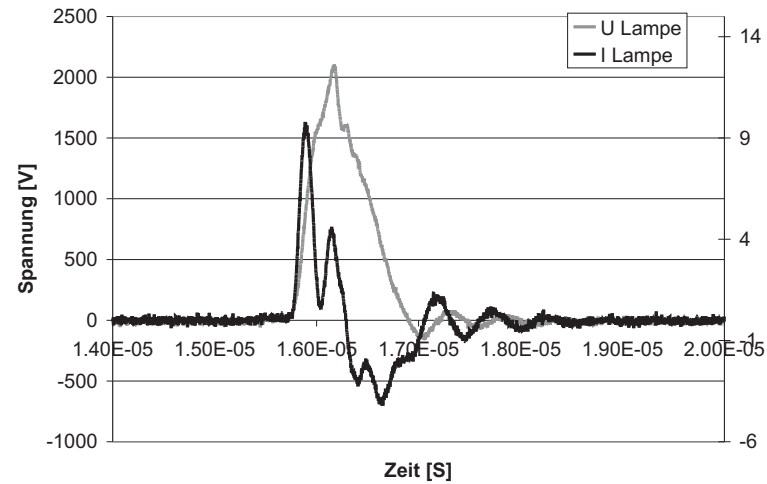


(d) Drossel

Abbildung 6.4: Spannungen und Ströme an den einzelnen Bauelementen; $U_{DC} = 250 \text{ V}$

(a) Schalter S_2 

(b) Primärseite Transformator



(c) Lampe

Abbildung 6.5: Spannungen und Ströme an den einzelnen Bauelementen; $U_{DC} = 250$ V

Bauteil	Einschalt- verluste	Ausschalt- verluste	Leitendverluste	Gesamt- verluste
	[W]	[W]	[W]	[W]
S1	0,25	0,62	0,70	1,57
L				1,91
S2	0,03	1,21	2,09	3,33
Tr				3,17
DBE				37,6
D 1				0,75
D 3				0,39
D 2				1,13
Summe				49,85
Eingang				51,70

Tabelle 6.5: Verteilung der gemessenen Verluste im Betriebsgerät

zelen Bauelementen entstehen. Durch die Summe der einzelnen Verluste wird ein Gerätewirkungsgrad von ca. 73 % erreicht. Um die Verluste theoretisch aufzuschlüsseln, werden die einzelnen Bauteile nochmals separat betrachtet und die dazugehörigen Verluste diskutiert.

Verluste an den Schaltern

Die Verluste an einem MOSFET-Schalter untergliedern sich in die Ein- und Ausschaltphasen und die Leitendphase. Dabei stehen der Durchlasswiderstand, die Spannungsfestigkeit und die Schaltgeschwindigkeit des Bauteils im Gegensatz zueinander. Um ein verlustfreies Einschalten des MOSFETs zu erreichen, muss seine Gate-Kapazität schnell geladen werden. Dabei ist es notwendig das Miller-Plateau möglichst schnell zu durchlaufen, so dass der Zeitbereich, in dem maximale Spannung anliegt und gleichzeitig maximaler Strom fließt, minimal ist. Der Leistungsumsatz im MOSFET kann während seines Schaltvorgangs reduziert werden, wenn durch äußere Beschaltung gewährleistet wird, dass kein Strom durch den MOSFET fließt. Befinden sich eine Kapazität parallel zum MOSFET-Schalter, so kann diese die Verluste des Ausschaltvorgangs reduzieren. Gleichzeitig geht jedoch

die Energie verloren, die während des Einschaltvorgangs auf dieser Kapazität gespeichert ist. Betrachtet man den Strom- und Spannungsverlauf des Schalters S_1 in Abbildung 6.4 (a), so sieht man während des Einschaltvorgangs eine Stromspitze, die durch die Kapazität der parallel liegenden Diode D_3 erzeugt wird. Durch die Drossel L wird der Stromfluss, der durch die Zwischenkreisspannung erzeugt wird, während des Einschaltvorgangs begrenzt, so dass hier nur geringe Einschaltverluste entstehen. Ausschaltverluste sind in diesem Schaltelement nur geringfügig, da geschaltet wird während kein Strom durch dieses Element fließt. Aufgrund der langsamen Inversdiode des MOSFETs wurde diese mit zwei schnellen Dioden (D_1 und D_3) ausgeblockt. Lediglich die Energie, die auf der parasitären Kapazität der Diode D_1 gespeichert ist, geht während des Ausschaltvorgangs verloren. Leitendverluste entstehen während der gesamten Ladezeit der Speicherdrossel und während die Kapazität der DBE geladen wird. Aus Tabelle 6.5 erkennt man, dass in diesem Bauteil die größten Verluste während der Leitendphase entstehen. Je größer die Kapazität der DBE wird, desto größer werden auch diese Verluste.

Im Schalter S_2 verhalten sich Einschaltverluste zu Ausschaltverluste genau umgekehrt zu denen von Schalter S_1 . Beginnend mit den Ausschaltverlusten wird während des maximalen Stromflusses der Schalter S_2 ausgeschaltet (Abbildung 6.4 (e)). Die Einschaltverluste sind in diesem Beispiel gering, da der Schalter beinahe spannungslos einschalten kann. Dies ist nicht bei jeder Betriebsweise der Fall. Vor allem wenn eine ausgeprägte Rückzündung an der DBE erzeugt werden soll, muss S_2 eingeschaltet werden während noch Spannung am Schalter anliegt.

Es folgt eine lange Leitendphase, in der die gesamte Restenergie, die noch im System vorhanden ist, abgebaut wird. Ein großer Teil dieser Energie wird im Schalter S_2 in Wärme umgewandelt, d.h. die Verluste in dieser Phase werden um so größer, je mehr Restenergie im System verbleibt.

Verluste in den Dioden

Um den Reverse-Recovery-Effekt zu minimieren, d.h. um die lange Phase zu minimieren, in der die Ladungsträger aus der Raumladungszone ausgeräumt werden müssen, wurden Silizium-Carbid-Dioden (Cree CSD20060) eingesetzt. Diese Dioden sind Schottky-Dioden. Bei ihnen ist die Speicherkapazität dominant [16], die (wie oben beschrieben) zusätzliche Einschaltverluste in den MOSFET-Schaltern verursachen. Die größten Verluste

in den Dioden entstehen also lediglich in den Phasen, in denen Ströme in Flussrichtung fließen. Bei den Dioden hat die Diode D2 den größten Anteil, worin auch die Verluste begründet liegen.

Verluste in der Drossel und im Transformator

Prinzipiell bestehen die Verluste eines induktiven Bauelements aus den Kupferverlusten und den Verlusten im Ferritkern. Dabei kann sich der Widerstand der Kupferwindungen durch den Skin-Effekt und den Proximity-Effekt vergrößern. In diesem Beispiel wurde eine HF-Litze verwendet, bei der die benannten Verdrängungseffekte vernachlässigt werden. Die Verluste in der Kupferlitze lassen sich nach folgender Gleichung berechnen:

$$P_{Kupferverluste} = \frac{1}{T} \int I(t)^2 \cdot R dt \quad (6.2)$$

Aus dem Stromverlauf über eine Periode und dem angegebenen Ohmschen Widerstand von $10,5 \text{ m}\Omega$ ergibt sich eine Verlustleistung von ca. 100 mW bei einer Betriebsfrequenz von 30 kHz . Die Hystereseverluste lassen sich aus dem Datenblatt aus Abbildung 6.6 abschätzen bzw. mit der Software zum Dimensionieren von Ferriten [35] berechnen. Hier werden die Verluste für eine gewisse Betriebsfrequenz und für einen Flussdichtehub angegeben. Nach Gleichung 6.1 ergibt sich die maximale Flussdichte beim Ladevorgang der Speicherdrossel:

$$B_{max} = \frac{250 \text{ V} \cdot 480 \text{ ns}}{200 \text{ mm}^2 \cdot 3} = 200 \text{ mT} \quad (6.3)$$

Dabei liegt für 480 ns eine Spannung von 250 V an der Drossel mit 3 Windungen an. Für eine maximale Flussdichte von 200 mT , einer Ferrittemperatur von 60°C und einer Frequenz von 30 kHz werden die Hystereseverluste mit [35] zu 113 kW/m^3 bestimmt. Das ergibt bei einem Kernvolumen von 14000 mm^3 Kernverluste von $1,58 \text{ W}$. In diesem Beispiel hat der Drosselstrom jedoch in einer Periode folgenden Verlauf (Abbildung 6.4 (d)): Der Strom steigt auf $22,8 \text{ A}$ an, fällt danach auf $-12,8 \text{ A}$, steigt nochmals auf $5,6 \text{ A}$ an und sinkt dann auf 0 A . Mit der Annahme, dass die Flussdichte proportional zum Drosselstrom ist, ergeben sich in Tabelle 6.6 die Kernverluste für die Speicherdrossel bei einer Betriebsfrequenz von 30 kHz und unterschiedlichen Maximalströmen. Daraus ergibt sich ein theoretischer Werte der gesamten Kernverluste von ca. $1,91 \text{ W}$. Dieser Wert stimmt

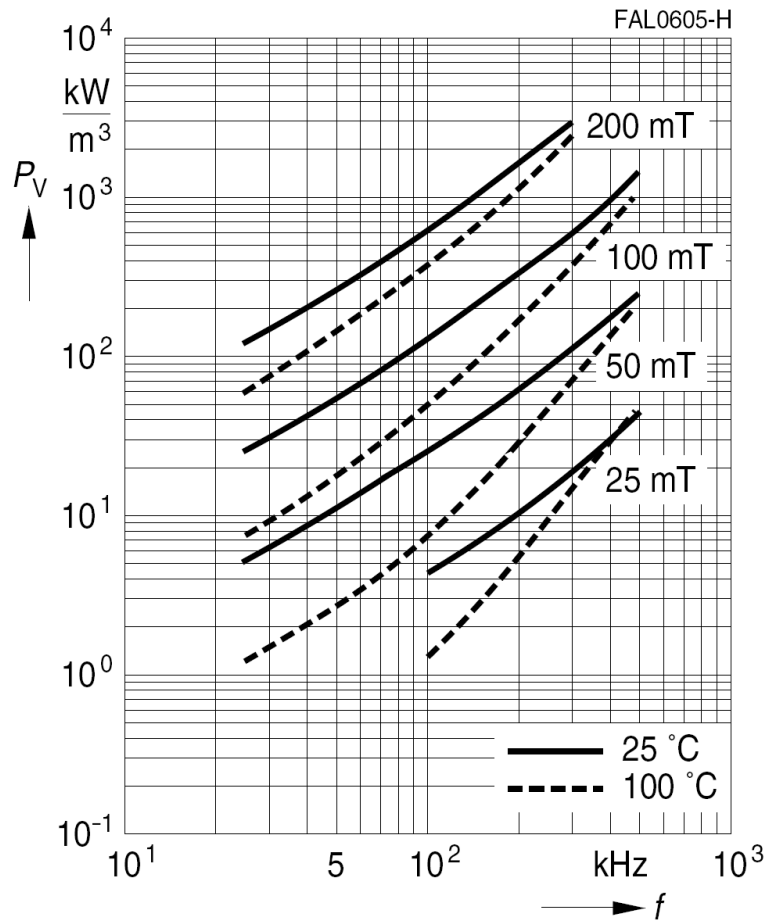


Abbildung 6.6: Hystereseverluste des Kernmaterials N87 [36]

I_{max}	B_{max}	$P_{loss}/\text{Volumen bei } 30 \text{ kHz}$	P_{loss}
A	mT	kW/m ³	W
22,8	200	113	1,58
12,8	112	20	0,28
5,6	50	3,5	0,05

Tabelle 6.6: Kernverluste der Speicherdrossel bei verschiedenen Maximalströmen und einer Betriebsfrequenz von 30 kHz und einer Kerntemperatur von 60°C

sehr gut mit den gemessenen Verlusten aus Tabelle 6.5 überein.

Die Kernverluste des Transformators werden wieder über die angelegte Spannungs-Zeitfläche abgeschätzt. Bei diesem Beispiel beträgt das Spannungs-Zeit-Produkt an der Primärseite des Transformators ca. $4,07 \cdot 10^{-4}$ Vs. Mit der Querschnittsfläche des Transformators von 125 mm^2 und der primären Windungszahl von $n_1 = 10$ ergibt sich nach Gleichung 6.1 eine maximale Flussdichte von 325 mT . Mit dem Berechnungsprogramm ergeben sich Kernverluste von $2,8 \text{ W}$, bei einer Flussdichte von 300 mT , einer Betriebsfrequenz von 30 kHz , einer Temperatur von 60°C und einem Kernvolumen von 11500 mm^3 . Da die Ohmschen Verluste der Primär- und Sekundärwicklung sich zu 170 mW ergeben, kommt der theoretische Wert den gemessenen Transformatorverluste von $3,17 \text{ W}$ (Tabelle 6.5) sehr nahe.

6.4 Einfluss von Speicherdrossel und Übersetzungsverhältnis auf den Gerätewirkungsgrad

In Kapitel 5.6 wurde mit Hilfe von Simulationen gezeigt, wie der Gerätewirkungsgrad des 2-Schalter-Prinzips durch Variation des Transformator-Übersetzungsverhältnis und der Speicherdrossel verbessert werden kann.

6.4.1 Variation von Transformator und Drossel bei konstantem Spannungsanstieg

Diese Aussage wird anhand einer Messreihe überprüft, bei der das Übersetzungsverhältnis des Transformators und die Induktivität der Speicherdrossel variiert wurden. Das Ziel ist es, Pulse zu erzeugen, deren Anstiegsflanken auf einen festen Wert eingestellt sind (Abbildung 6.7). Der Resonanzkreis aus Lampenkapazität und Drosselinduktivität schwingt resonant zurück, so dass die Lampenspannung gegen 0 V zurückgeht. Der Schalter S_2 (Abbildung 6.3) wird also erst dann geschlossen, wenn sich die Lampenspannung in ihrem ersten Minimum befindet. Die Einstellungen und Bauelemente für diese Messung stehen in Tabelle 6.7. In Abbildung 6.8(a) sieht man, dass die resonante Pulslänge mit steigendem Übersetzungsverhältnis und steigender Induktivität der Speicherdrossel größer wird. Die resonante Pulslänge wird hier als die Zeit zwischen Lampenzündung und

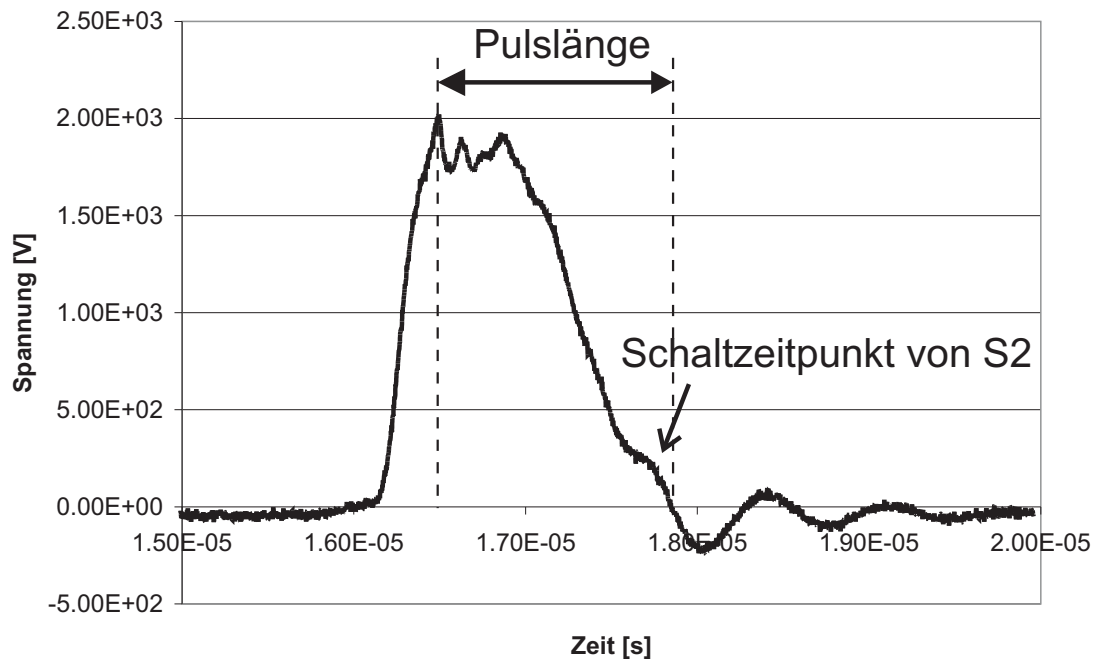
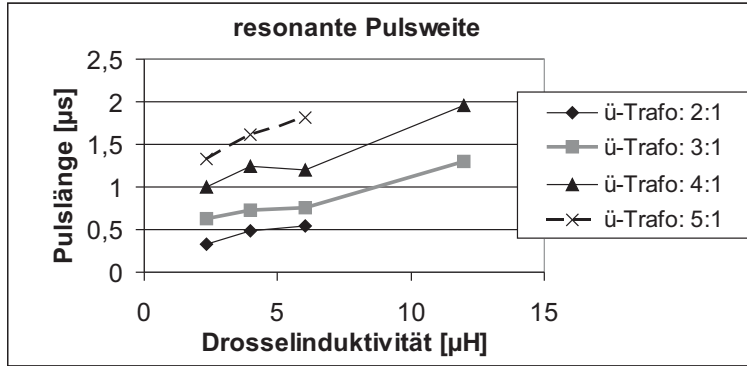


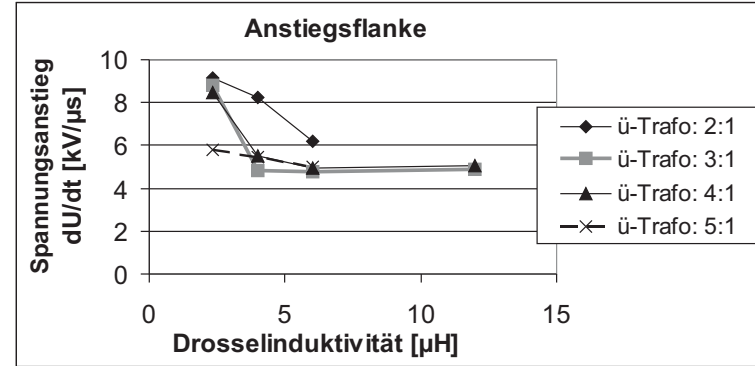
Abbildung 6.7: Resonanter Spannungspuls an der DBE

Schaltprinzip	2-Schalter
S1	Infineon 47N60C3
S2	APT10053
C parallel S2	3,3 nF
Betriebsfrequenz	30 kHz
Lampe	Planilum 60 cm x 60 cm
C_{inter}	0 F
Zwischenkreisspannung U_{DC}	250 V

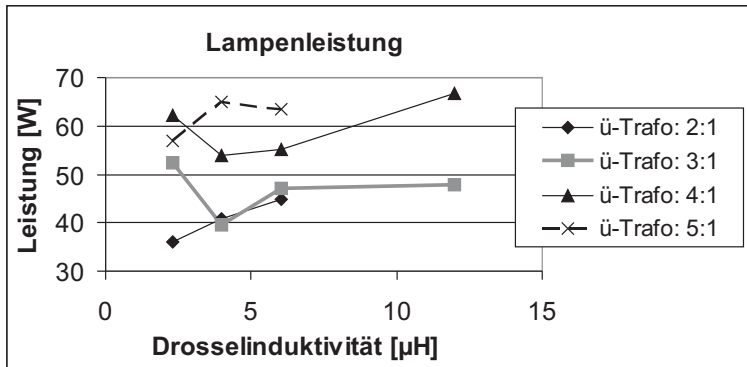
Tabelle 6.7: Einstellungen für die Messung: Parametervariation von Übersetzungsverhältnis und Speicherdrossel



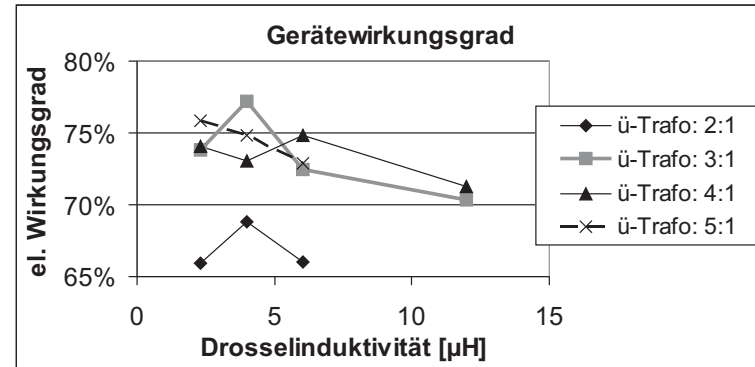
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 6.8: Variation von Transformatorverhältnis und Drosselinduktivität bei angestrebtem konstanten Spannungsanstieg

erstem Spannungsnulldurchgang definiert (Abbildung 6.7).

In Abbildung 6.8 (b) sieht man, dass es trotz des adaptiven Prinzips des Vorschaltgeräts nicht gelingt für alle Transformator-Drossel-Konstellationen die selbe Anstiegsflanke einzustellen. So ist die Resonanzfrequenz zwischen Lampe, Transformator und Speicherdrossel bei kleinem Übersetzungsverhältnis und kleiner Drosselinduktivität so groß, dass allein durch die Resonanz ein sehr steiler Spannungsanstieg erzeugt wird. Dieser steile Spannungsanstieg kann bei Elementdimensionierungen mit geringen Resonanzfrequenzen nicht mit größeren Vorladezeiten der Speicherdrossel erreicht werden. Bei konstantem dU/dt korreliert die Lampenleistung mit dem Übersetzungsverhältnis des Transformators und der Pulslänge. Deutlich wird, dass ein schneller Spannungsanstieg nicht unbedingt zu einer hohen Leistungseinkopplung in die Lampe führt. Bei der Konstellation Transformator mit $\ddot{u} = 2:1$ und Speicherdrossel mit $L = 2,3 \mu\text{H}$ steigt die Lampenspannung mit $9,1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ an. Zum Zündzeitpunkt der Lampe ist aber keine Energie mehr in den induktiven Elementen gespeichert, so dass hier die geringste Leistung in die Lampe eingekoppelt wird. Daraus resultiert auch der geringste Gerätewirkungsgrad. Ist während des Zündzeitpunkts noch Energie in den induktiven Bauelementen vorhanden, die in die Lampe eingekoppelt werden kann, steigt die Lampenleistung auf Maximalwerte.

In Hinblick auf den Gerätewirkungsgrad steigt dieser mit sinkender Drosselinduktivität. Was verwundert sind die Gerätewirkungsgradmaxima bei der Drosselinduktivität mit $L = 4 \mu\text{H}$ und den Transformatoren mit $\ddot{u} = 2:1$ und $3:1$. Möglicherweise wird hier eine lampeneigene Resonanz getroffen, die eine optimale Leistungseinkopplung ermöglicht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass ein guter Gerätewirkungsgrad bei kleiner Drosselinduktivität erreicht wird. Wichtig ist, wie in der Simulation bereits erwähnt, dass zum Zündzeitpunkt ausreichend Energie vorhanden ist und nach dem Löschen der Entladung keine weitere Energie auf die Lampenkapazität gebracht wird.

6.4.2 Variation von Transformator und Drossel bei konstanter Lampenleistung

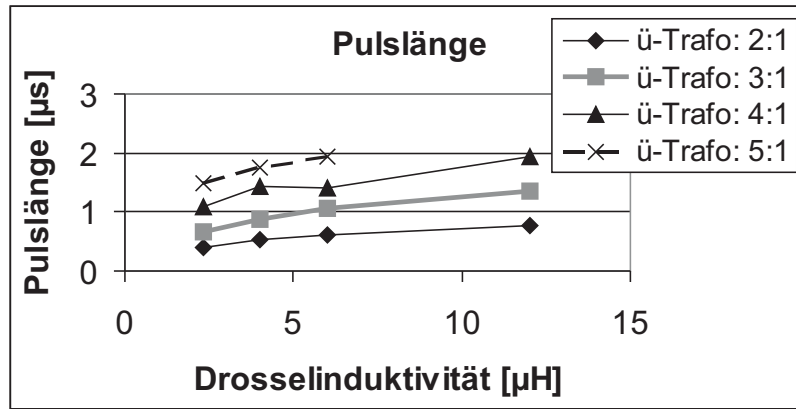
Die in Kapitel 6.4.1 gemachte Parameterstudie wurde wiederholt (Abbildung 6.9). Dabei wurde nun bei ausschwingendem Lampenpuls und kon-

stanter Zwischenkreisspannung von 250 V eine konstante Lampenleistung von 60 W eingestellt. Die Leistung wurde durch Variation der Anstiegsflanke eingestellt, d.h. durch Variation der Ladezeit der Drossel.

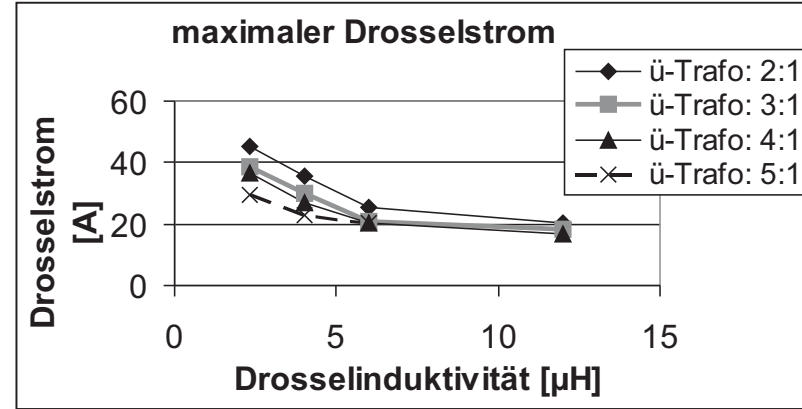
Es gelingt beinahe mit jeder Transformator-Drossel-Kombination die Lampe mit 60 W zu betreiben. Nur für die Kombination 5:1-Trafo und 12 μ H-Drossel gelingt dies nicht. Aufgrund der geringen Primärwicklung dieses Transformators und der kleinen Resonanzfrequenz, die eine große Pulslänge bedeutet, gerät der Transformator Kern in Sättigung. Dies war bei dieser Messung nicht erwünscht, so dass die Messwerte dieser Einstellung nicht aufgenommen wurden. Anstiegsgeschwindigkeit und Pulslänge der Lampenspannung haben einen Einfluss auf die eingekoppelte Lampenleistung. Je geringer die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung ist, desto länger muss der Lampenpuls sein, um dieselbe Leistung in die Lampe einzukoppeln (Abbildung 6.10). Mit steigendem Übersetzungsverhältnis des Transformators sinkt der benötigte maximale Drosselstrom (Abbildung 6.9 (b)), um die gleiche Leistung in die Lampe einzukoppeln. Der Gerätewirkungsgrad sinkt hier mit zunehmendem maximalen Drosselstrom und somit auch mit wachsendem dU/dt des Spannungspulses (Abbildung 6.9 (b) bis (d)), d.h. der Ladevorgang der Drossel beeinflusst merklich den Gerätewirkungsgrad des Pulsgeräts.

6.5 Einfluss der Zwischenkreisspannung auf den Gerätewirkungsgrad

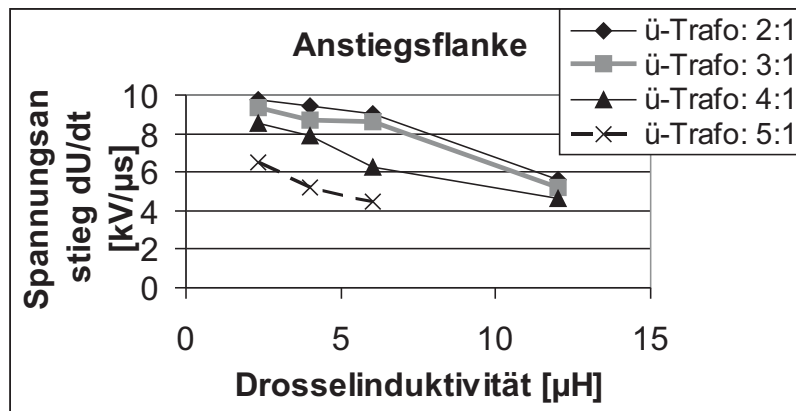
Für das Hochsetzstellerprinzip gilt allgemein, dass der Gerätewirkungsgrad und die Leistung, die bereitgestellt werden kann, direkt mit der Ein- und Ausgangsspannung zusammenhängt. Je größer der Potentialunterschied zwischen Ein- und Ausgangsspannung ist, desto größer sind die Verluste und desto kleiner ist die Leistung, die auf der Ausgangsseite bereitgestellt werden kann. Aufgrund des kapazitiven Verhaltens der DBE hängt der Gerätewirkungsgrad für das hier untersuchte Schaltprinzip zusätzlich mit der Leistungsaufnahme der DBE zusammen. Um den Zusammenhang zwischen Gerätewirkungsgrad und Eingangsspannung zu erhalten, wurde die Zwischenkreisspannung in 25 V Schritten erhöht. Zusätzlich wurde der maximale Drosselstrom so variiert, dass die eingekoppelte Lampenleistung bei 40 W konstant bleibt. Die Pulslänge wurde so eingestellt, dass ein resonantes Rückschwingen möglich ist und erst im Spannungsminium der



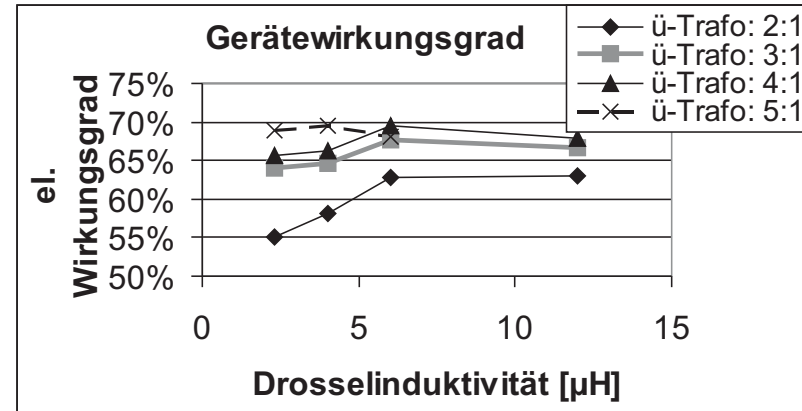
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 6.9: Variation von Transformator und Drossel bei 60 W Lampenleistung

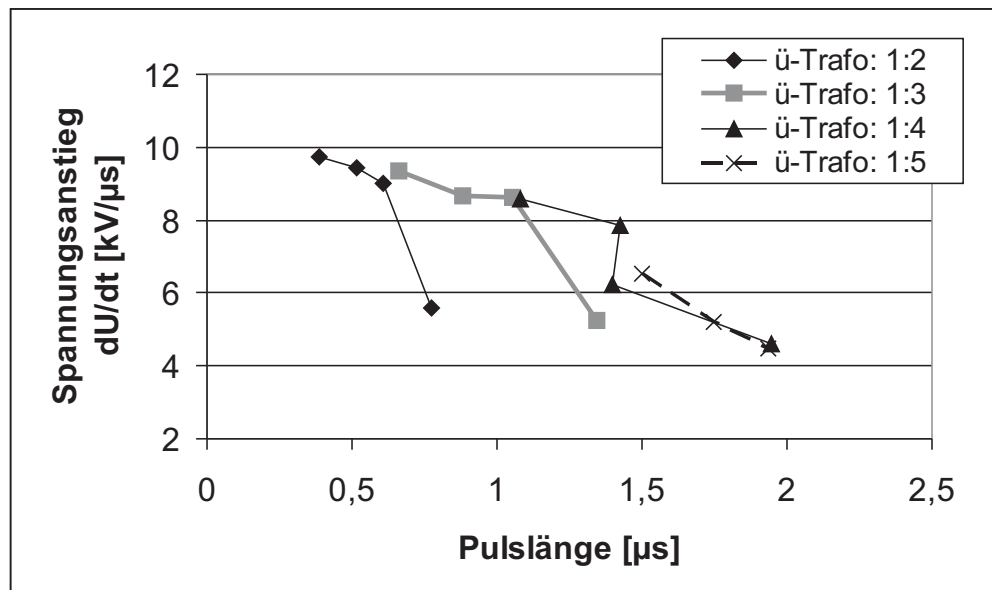
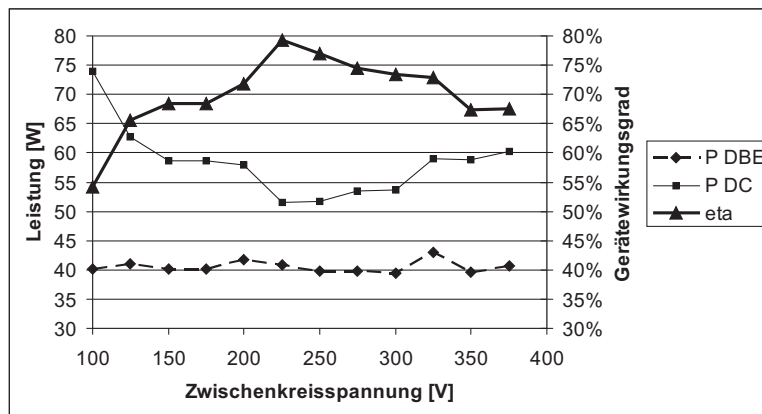


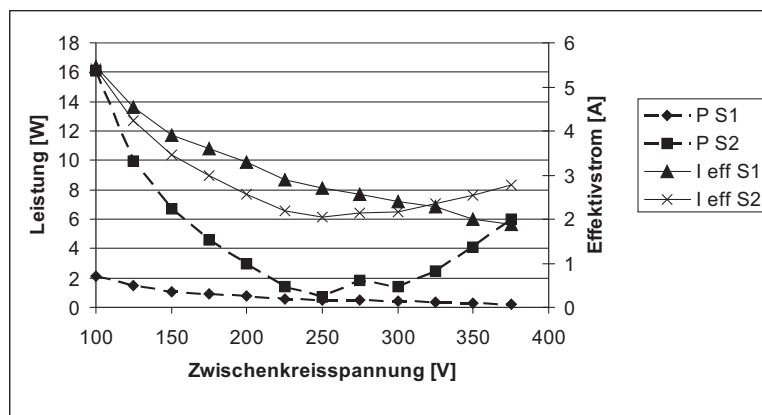
Abbildung 6.10: Spannungsanstieg über Pulslänge bei 60 W Lampenleistung

Schalter S2 geschlossen wird (siehe Abbildung 6.7).

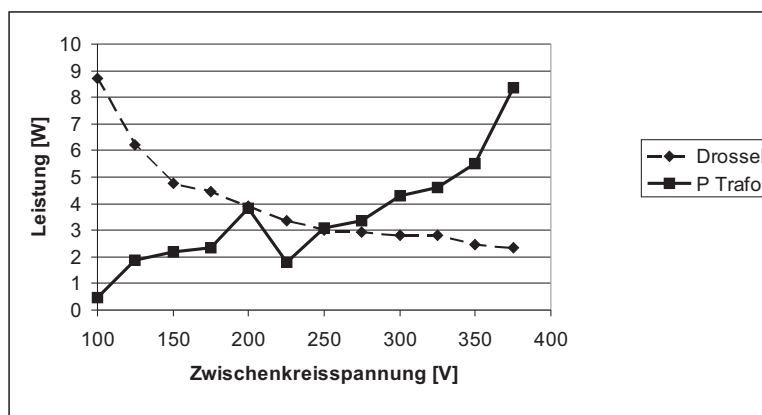
Das Ergebnis der Variation der Eingangsspannung ist in Abbildung 6.11 aufgetragen. Die Lampenleistung ist auf 40 W konstant gehalten. Der Gerätewirkungsgrad steigt mit zunehmender Zwischenkreisspannung auf das Maximum von 79% bei einer Spannung von 225 V an und sinkt danach wieder. Laut der Aussage im Kapitel Simulation liegt die Ursache für einen geringen Gerätewirkungsgrad an der geringen Zwischenkreisspannung. Im Bereich 100 V bis 200 V werden hier die größten Verluste in der Drossel und den Schaltern S1 und S2 erzeugt. Da zum Betrieb der Lampe ein größerer Spitzenstrom in der Drossel benötigt wird (Abbildung 6.12 (b)), ergeben sich automatisch größere Leitend- und Schaltverluste in den MOSFET-Schaltern. Die größeren Verluste für die Drossel liegen aufgrund der stärkeren magnetischen Aussteuerung in den Hystereseverlusten. Der sinkende Gerätewirkungsgrad bei Zwischenkreisspannungen über 225 V hängt mit der länger anliegenden Spannung an der DBE zusammen, die automatisch zu höheren Verlusten im Transformator führt, d.h. um das System zu optimieren muss zunächst der Transformator für eine Zwischenkreisspannung von 400 V ausgelegt werden. Zusätzlich kann durch die höhere Zwischenkreisspannung die Spannung an der DBE nicht ganz auf Null zurückgehen, so dass die verbleibende Energie hauptsächlich im



(a) Gerätewirkungsgrad in Abhängigkeit der Zwischenkreisspannung

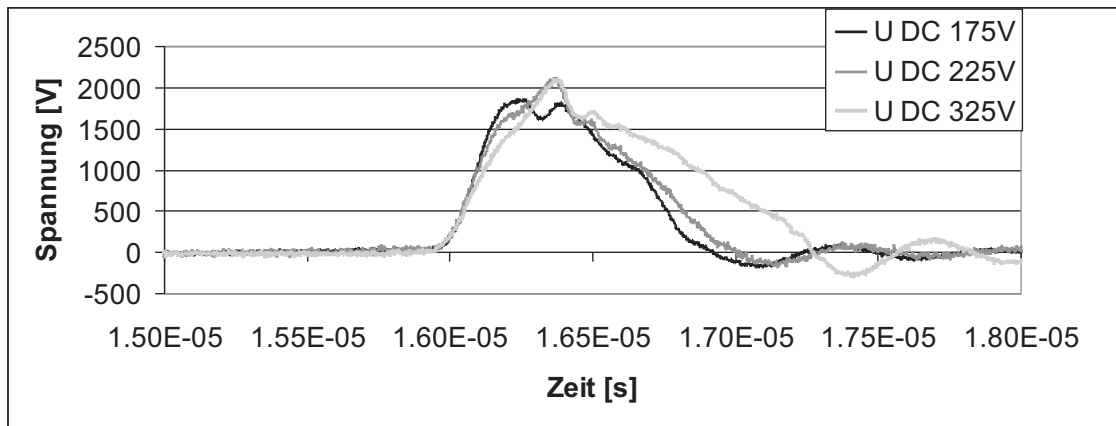


(b) Verluste in Schaltern S1 und S2; Effektivströme über S1 und S2

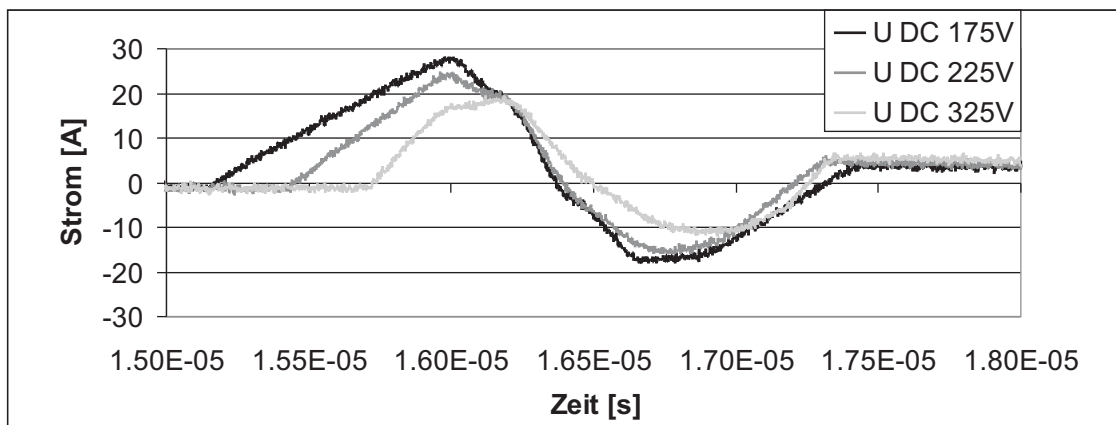


(c) Verluste in Transformator und Drossel in Abhängigkeit von der Zwischenkreisspannung U_{DC}

Abbildung 6.11: Variation der Zwischenkreisspannung bei konstanter Lampenleistung



(a) Lampenspannung



(b) Drosselstrom

Abbildung 6.12: Variation der Zwischenkreisspannung bei konstanter Lampenleistung

Schalter S2 in Wärme umgesetzt wird. Dazu sind in Abbildung 6.11 (b) und (c) zu den verschiedenen Zwischenkreisspannungen die Verluste der Schalter S1, S2, Drossel und des Transformators aufgetragen.

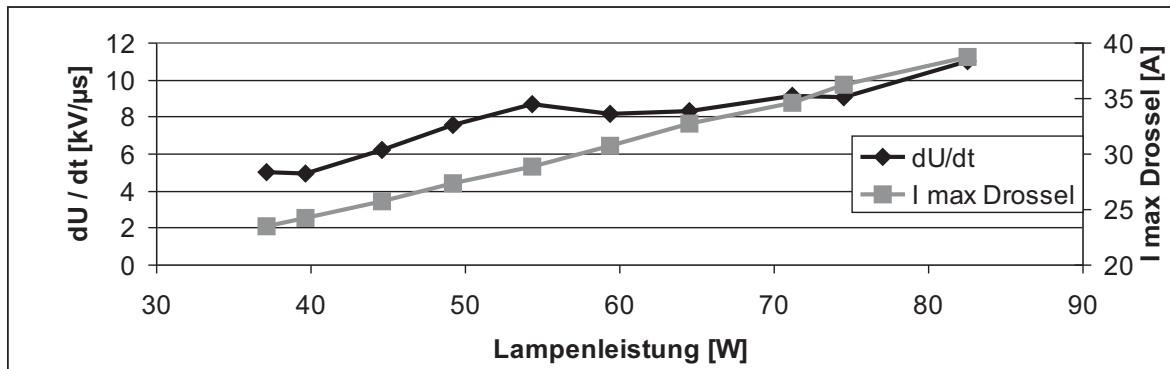
7 Betrieb von Xe-Excimer Lampen am Puls-EVG mit verschiedenen Betriebsarten

7.1 Variation des zeitlichen Spannungsanstiegs

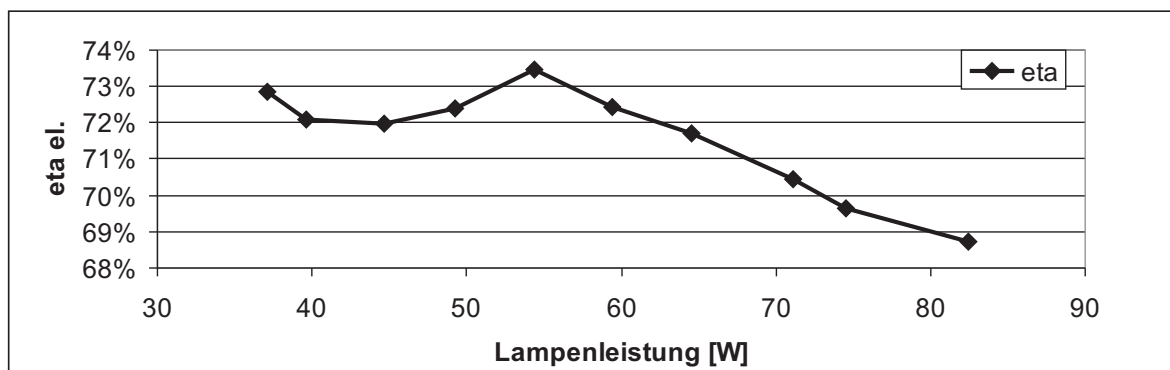
Um das Verhalten von Lampe und Betriebsgerät in Hinsicht auf Variation der Lampenleistung zu untersuchen, wurden zwei Messreihen durchgeführt. Die Lampenleistung wurde über den maximalen Drosselstrom eingestellt. Der Spannungspuls, der an der Lampe anliegt, schwingt jeweils resonant zurück bevor der Schalter S2 geschlossen wird. Bei der ersten Messreihe befindet sich nur die DBE als Last am Betriebsgerät. Bei der zweiten Messreihe ist parallel zur Lampe eine Pufferkapazität C_{inter} angebracht, die zum Zeitpunkt der Lampenzündung einen zusätzlichen Strom bereitstellt.

Variation der Anstiegsflanke ohne C_{inter}

Durch unterschiedlich langes Laden der Speicherdrossel kann die eingekoppelte Lampenleistung variiert werden. In Abbildung 7.1 (a) sieht man, dass zwischen dem maximalen Drosselstrom und der eingekoppelten Lampenleistung ein linearer Zusammenhang besteht. Die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung hat ungefähr denselben Verlauf wie der maximale Drosselstrom. Der lineare Bezug zur Lampenleistung ist hier jedoch nicht so genau wie bei der Stromspitze des Drosselstroms. Um auf die Lampenleistung regeln zu können, würde sich der maximale Drosselstrom als geeignete Größe anbieten, vor allem da diese Größe sehr leicht erfassbar ist. In Abbildung 7.1 (b) sieht man, dass mit zunehmender Lampenleistung der Gerätewirkungsgrad absinkt.

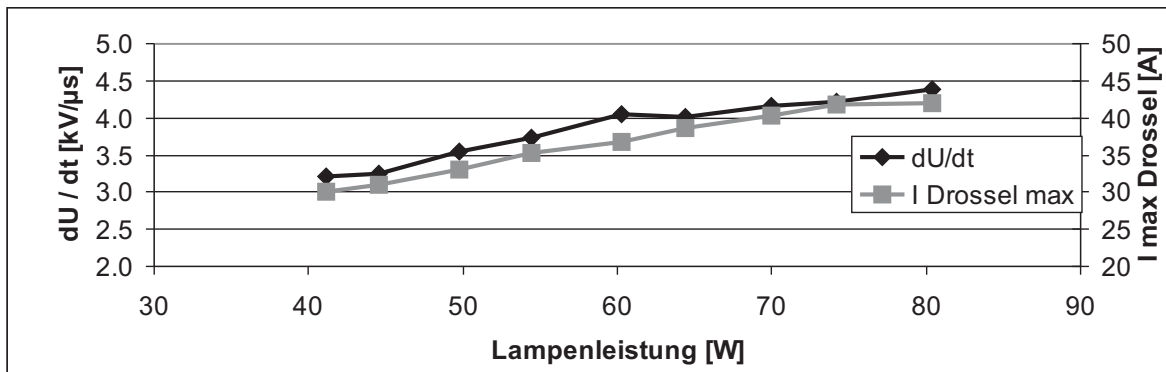


(a) maximaler Drosselstrom; Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung

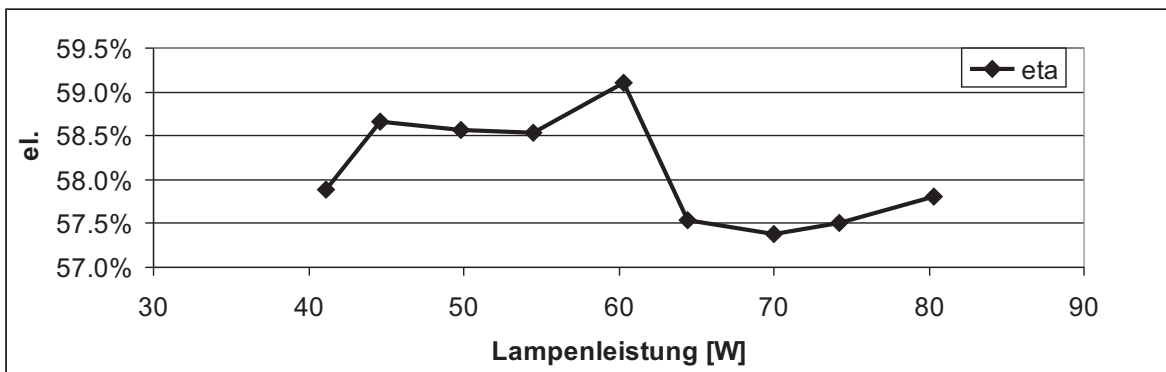


(b) Gerätewirkungsgrad

Abbildung 7.1: Variation der Lampenleistung ohne C_{inter} ; $U_{DC} = 250$ V; Trafo: 3:1; Drossel: $4 \mu H$



(a) maximaler Drosselstrom; Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung



(b) Gerätewirkungsgrad

Abbildung 7.2: Variation der Lampenleistung mit C_{inter} ; $C_{inter} = 1,33 \text{ nF}$; $U_{DC} = 250 \text{ V}$; Trafo: 3:1; Drossel: $4 \mu\text{H}$

Variation der Anstiegsflanke mit C_{inter}

Dieselbe Messung wurde mit einer Kapazität $C_{inter} = 1,33 \text{ nF}$ wiederholt, die parallel zur Lampe angeschlossen war. Zunächst sieht man in Abbildung 7.2 (a), dass, im Vergleich zur Messung ohne Parallelkapazität, ein größerer maximaler Drosselstrom benötigt wird, um dieselbe Leistung in die DBE einzukoppeln. Wurde für eine Lampenleistung von 70 W ein maximaler Drosselstrom von ca. 35 A benötigt, wenn sich keine Kapazität parallel zur Lampe befindet, so ist bei einer Parallelkapazität von 1,33 nF ein maximaler Drosselstrom von ca. 40 A notwendig. Auch hier hängen der Verlauf des maximalen Drosselstroms und die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung mit der Lampenleistung linear zusammen. Der Gerätewirkungsgrad ist im Vergleich zum Betrieb der Lampe ohne Paral-

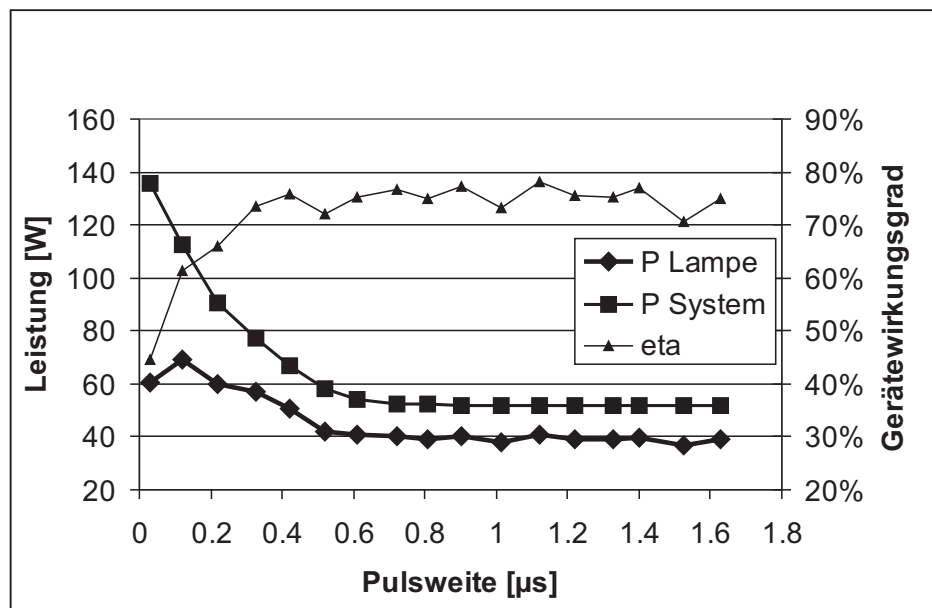


Abbildung 7.3: Variation der Pulsweite

lelkapazität um ca. 10% geringer.

7.2 Variation der Pulsweite

Um das Verhalten von Betriebsgerät und Lampe in Abhängigkeit von der Pulsweite zu untersuchen, wurde die Einschaltzeit von S2 Schritt für Schritt verkürzt, ohne dass an den restlichen Schaltzeiten eine Veränderung vorgenommen wurde (Abbildung 7.4). Das Ergebnis ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Dabei wurde die Pulslänge zu Beginn so eingestellt, dass der Schwingkreis aus Drossel und Lampenkapazität eine resonante Schwingung durchführen kann. Danach wurde der Spannungspuls an der Lampe durch hartes Schalten immer weiter verkürzt, bis die erste Lampenzündung und das Schalten von S2 zeitlich zusammenfällt. Zunächst sieht man, dass die eingekoppelte Systemleistung mit Verkürzung des Spannungspulses ansteigt. Einer der Gründe ist, dass die Energie, die auf der Lampenkapazität sitzt, nicht mehr resonant in den Zwischenkreis zurückgespeist werden kann. Die Lampenkapazität wird mit dem Schalter S2 kurzgeschlossen und die verbleibende Energie wird an den Bauteilen des Betriebsgeräts in Wärme umgesetzt. Erstaunlicher ist, dass sich die eingekoppelte Lampenleistung bei Reduzierung der Pulslänge um ca. 1/3 erhöht, d.h. bei der

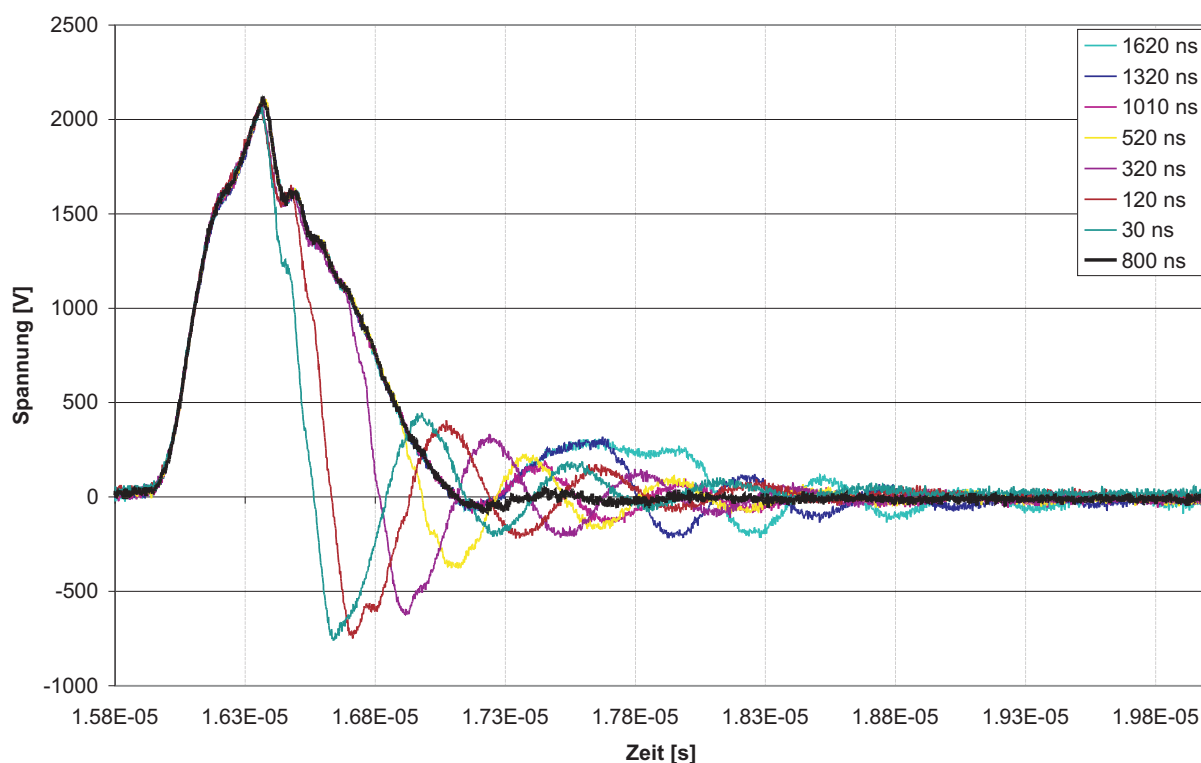
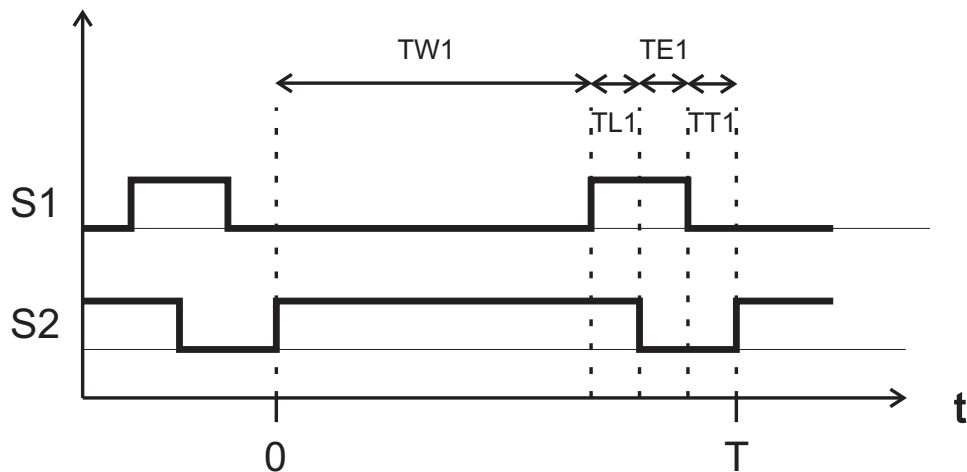


Abbildung 7.4: Oszillierende Lampenspannung in Abhängigkeit von der Pulsweite

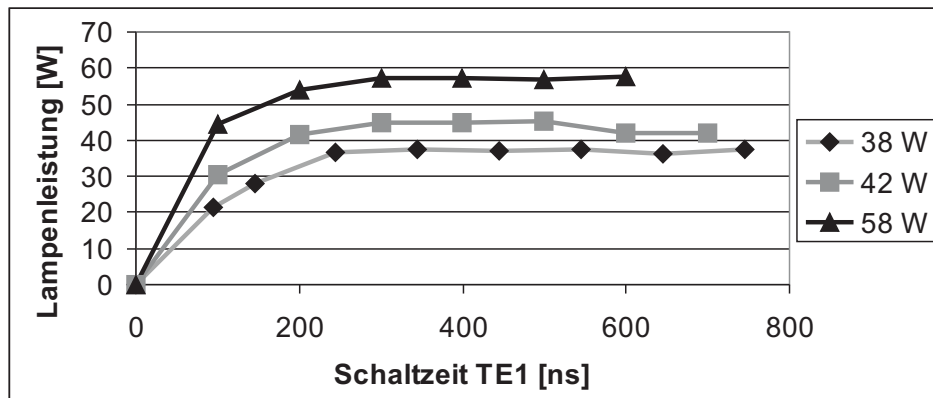
abfallenden Spannungsflanke an der DBE kann nochmals Leistung in die DBE eingekoppelt werden. Dieser Effekt hat einen plasmaphysikalischen Hintergrund, der in dieser Arbeit nicht behandelt wurde. Mit Verkürzen der Pulslänge wird bei einer Pulslänge von 800 ns ein Betriebspunkt erreicht, bei dem die Lampenspannung nur minimal ausschwingt. Dies ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Der Grund hierfür ist, dass zum Schaltzeitpunkt von S2 keine Energie auf der DBE gespeichert ist. Dadurch ist in dem System DBE - Transformatorstreinduktivität die geringste Energie, so dass es nur zu sehr geringem Nachschwingen kommt.

7.3 Variation der Leistungszufuhr nach Zündung der DBE

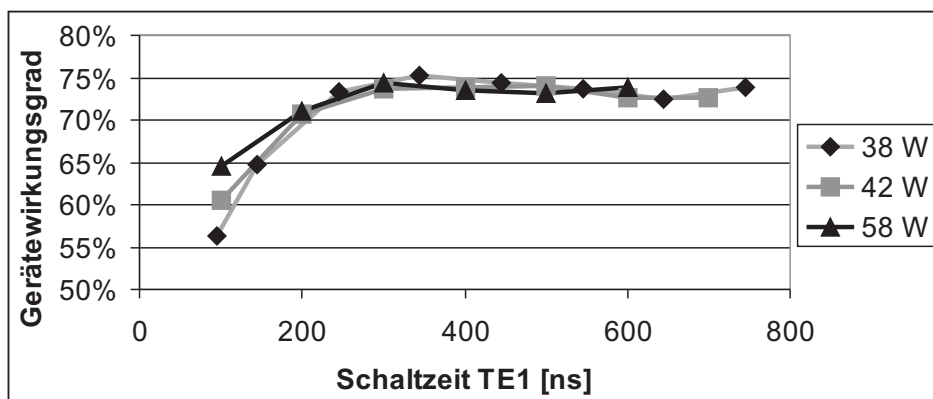
Um den entscheidenden Zeitpunkt der Leistungseinkopplung in die Lampe zu finden, wurde die Lampe mit einem resonant ausschwingenden Spannungspuls betrieben. Über die Ladezeit der Speicherdrossel wurde die



(a) Schaltzeiten



(b) Abhängigkeit der Lampenleistung von der Schaltzeit TE1



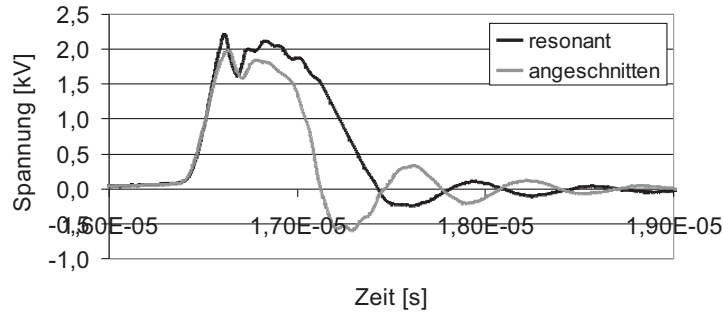
(c) Abhängigkeit des Gerätewirkungsgrads von der Schaltzeit TE1

Abbildung 7.5: Variation der Leistungszufuhr nach der Lampenzündung

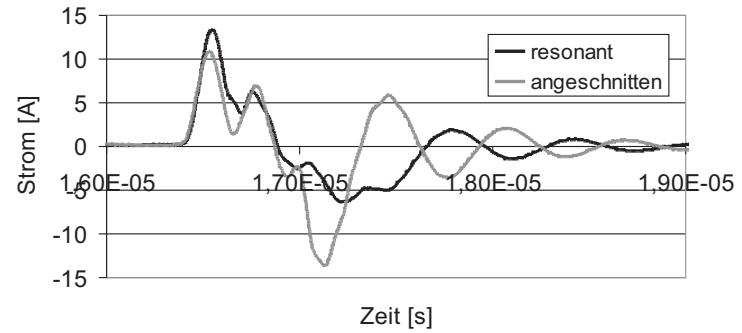
Lampenleistung eingestellt. Nun wurde die Schaltdauer TE_1 (Abbildung 7.5 (a)) des Schalters S1 (Abbildung 6.3) um jeweils 100 ns verkürzt. Dadurch wird die Zeit verkürzt, in der Energie zur Lampe fließen kann. Dies wurde für drei verschiedene Anfangsleistungen gemacht. Man sieht, dass sich bis zu einer gewissen Schaltdauer TE_1 die Lampenleistung nicht verändert. Berücksichtigt man, dass bei $TE_1 = 0$ ns die Lampenspannung zu steigen beginnt, und die Zeit bis die Zündspannung erreicht wurde ca. 250 ns beträgt, so ist ersichtlich, dass bei einer Entladungsdauer von ca. 50 bis 100 ns die Lampenleistung oberhalb einer Zeit $TE_1 = 300$ ns konstant bleibt. Wird diese Zeit jedoch unterschritten, so wird die Energie, die für die Entladung zur Verfügung steht, reduziert (Abbildung 7.5 (b)). Die eingekoppelte Lampenleistung sinkt. Parallel dazu sinkt auch der Gerätewirkungsgrad, da die Energie, die bereits in das Betriebsgerät eingekoppelt wurde, nicht mehr in der Lampe umgesetzt werden kann.

7.4 Vergleich: Leistungseinkopplung durch Einfachzündung und Doppelzündung

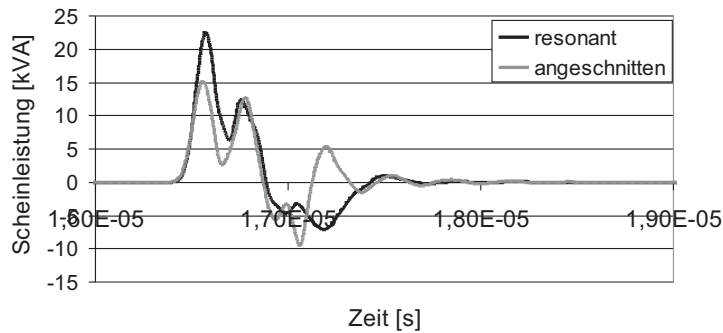
Wie bereits in Kapitel 7.2 beschrieben, kann durch Verkürzen des Spannungspulses an der Lampe die Leistungseinkopplung erhöht werden. Dies geschieht dadurch, dass bei der abfallenden Flanke der Lampenspannung die Lampe ein zweites Mal gezündet werden kann. Die exakte Bedingung und der plasmaphysikalische Hintergrund für die zweite Zündung (Rückzündung) ist bis jetzt noch nicht ausreichend untersucht. Jedoch wurden beim Effekt der Rückzündung bereits mehrere Messungen an den inneren Größen durchgeführt [31]. Dabei stellte sich heraus, dass dieser Effekt um so deutlicher wurde, je kürzer die Zeitspanne war, nach der die Spannung an der Lampe nach der ersten Zündung anlag. Der Zeitraum bewegt sich im Bereich von ca. 100 ns nach Lampenzündung bis ca. 1000 ns nach Lampenzündung. Um festzustellen, ob dieser Effekt der Rückzündung für das Betriebsgerät von Vorteil sein kann, wurde die Lampenleistung schrittweise erhöht. Dabei wurde die Lampenleistung auf zwei unterschiedliche Arten eingestellt. Zum Einen durch das ausreichende Laden der Speicherdrossel, so dass die gesamte Energie während der ersten Lampenzündung in die Lampe eingekoppelt wurde. Die andere Variante bestand darin, dass ca. 2/3 der gewünschten Lampenleistung in der ersten Zündung beim Spannungsanstieg eingekoppelt wurde. Dann wurde die Pulslänge so weit



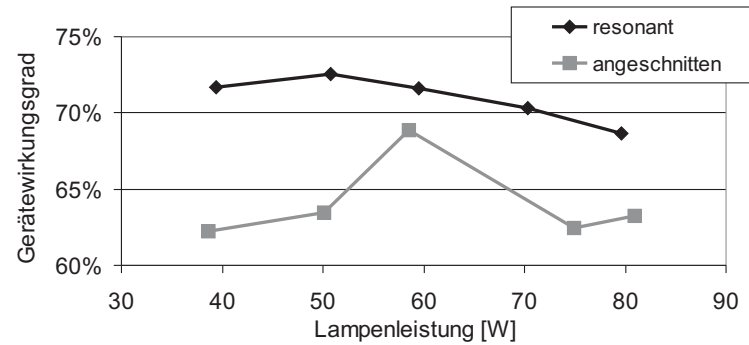
(a) Lampenspannung



(b) Lampenstrom



(c) Lampenleistung



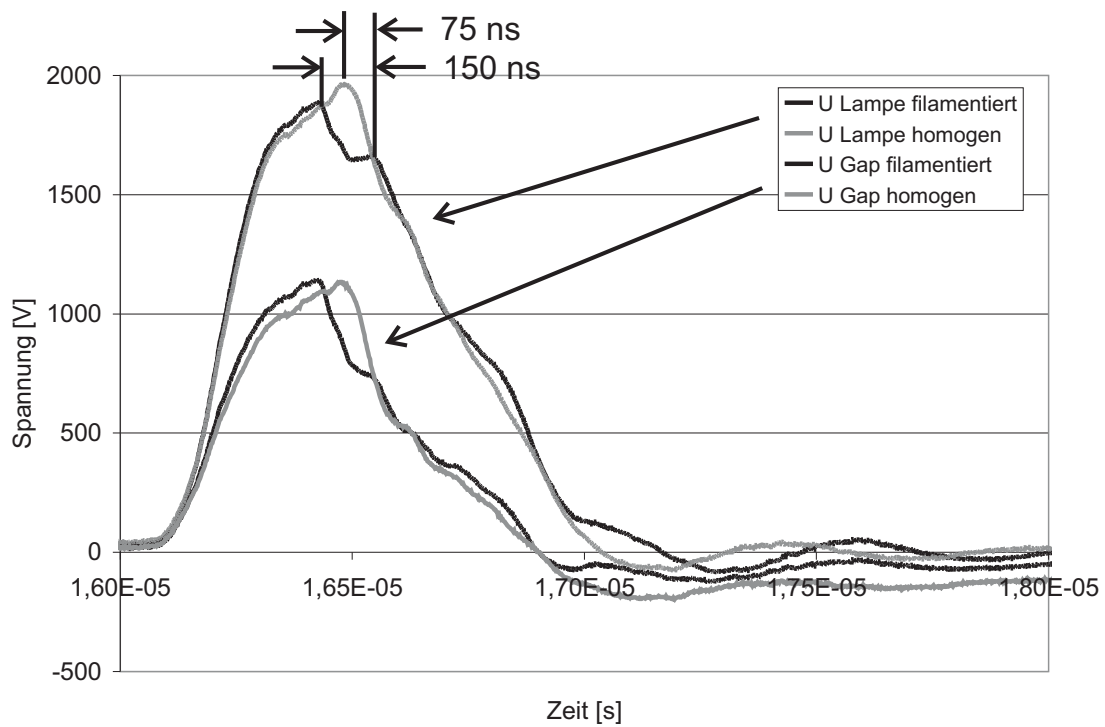
(d) Gerätewirkungsgrad über Lampenleistung

Abbildung 7.6: Vergleich: Leistungseinkopplung 80 W durch resonanten Puls bzw. Einfachzündung (schwarz) und angeschnittenen Puls bzw. Doppelzündung (grau)

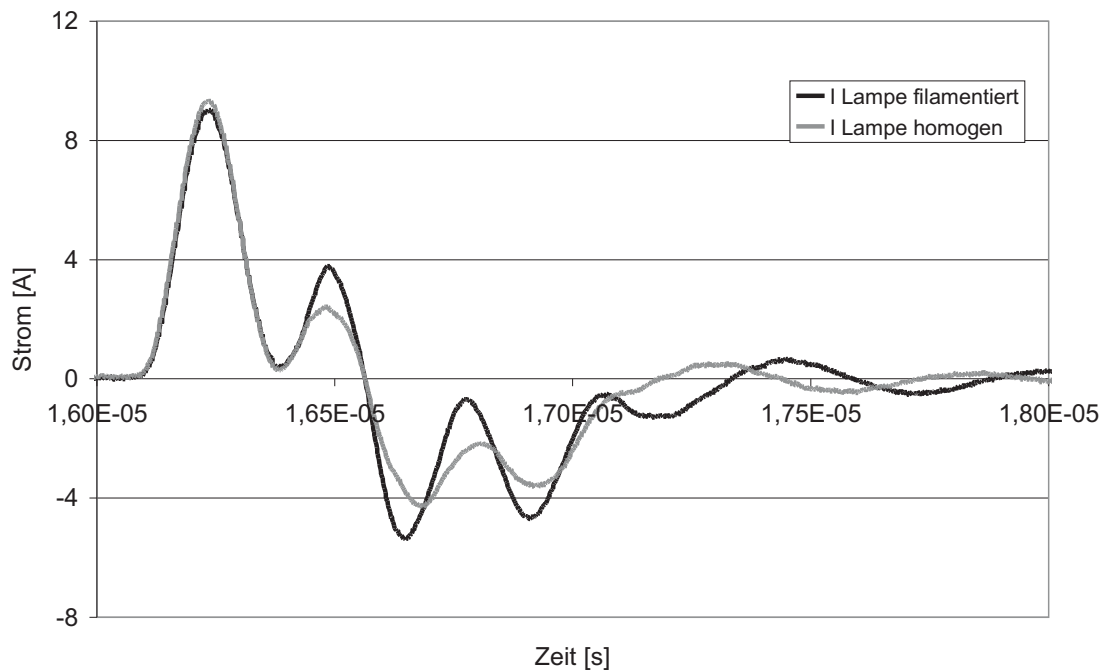
reduziert, dass die gewünschte Lampenleistung erreicht wurde. In Abbildung 7.6 (a) bis (c) sind die Lampenspannung, der Lampenstrom und die Lampenleistung bei einer Systemleistung von 80 W, jeweils mit Einfachzündung (resonantes Ausschwingen) und Doppelzündung (angeschnittener Puls) dargestellt. Abbildung 7.6 (d) zeigt das Verhalten des Gerätewirkungsgrads. Der Gerätewirkungsgrad ist bei der Doppelzündung um ca. 8% bis 10% geringer als bei der Einfachzündung. Der Grund dafür liegt darin, dass bei der Einfachzündung ein Großteil der Energie, die auf der DBE gespeichert ist, durch resonantes Rückschwingen in den Zwischenkreis zurückgespeist werden kann. Dies ist bei der Doppelzündung nicht möglich. Die nach der Rückzündung im System noch vorhandene Restenergie geht in Wärme verloren. Von Vorteil ist, dass bei der Doppelzündung ein nicht so großer maximaler Drosselstrom benötigt wird, wodurch geringere Leitend- und Ausschaltverluste in den Schaltern entstehen. Wie beschrieben wirkt sich dies jedoch nicht positiv auf den Wirkungsgrad aus.

7.5 Vergleich homogene - filamentierte Betriebsart

Um eine homogene Entladung, d.h. eine flächenfüllende, zeitlich synchronisierte Entladung in einer DBE zu erhalten, muss dafür gesorgt werden, dass während der Lampenzündung ein ausreichend großer Strom in die Lampe bzw. in die Entladung nachfließen kann. Ist der zeitliche Zufluss von Ladungsträgern beschränkt, so besteht die Entladung aus einzelnen Filamenten. Wird nun der Zufluss von Ladungsträgern erhöht, so weiten sich die einzelnen Entladungen auf, bis eine flächenfüllende Entladung entsteht. Diese homogene Entladung existiert jedoch nur bei hoher Leistungseinkopplung pro Pulsperiode. Im Gegensatz zu dieser homogenen Entladung existiert ein weiterer homogener Betrieb bei geringen Pulsleistungen und geringen Betriebsfrequenzen. Hier muss gewährleistet werden, dass bei Lampenzündung keine weiteren Ladungen auf die Lampenkapazität fließen. Die Energie für diese Entladungsart ist vor der Zündung bereits auf der Lampenkapazität deponiert. Mit exakt denselben Betriebsparametern kann aber auch eine filamentierte Betriebsart erreicht werden. Um die homogene Betriebsart zu erreichen, wird bei unveränderter Ansteuerung der Halbleiterschalter, die Zwischenkreisspannung erhöht bis die Lampe schwach aber flächendeckend homogen leuchtet. Wird die Zwischenkreiss-



(a) Lampenspannung und Gapspannung



(b) Lampenstrom

Abbildung 7.7: Vergleich: homogener und filamentierter Lampenbetrieb

pannung weiter erhöht, so kippt die Entladung in eine filamentierte Entladung um. Bei Reduzieren der Zwischenkreisspannung auf die ursprüngliche Spannung, bei der ein homogener Betriebszustand existierte, bleibt der filamentierte Zustand bestehen. Um wieder in den homogenen Betrieb zu gelangen, muss die Zwischenkreisspannung weiter reduziert werden, bis die Entladung wieder schlagartig in die homogene Entladung umspringt. Für beide Betriebsarten wurde die gleiche Lampenleistung (30 W) und der gleiche Gerätewirkungsgrad gemessen (60%). In Abbildung 7.7 sieht man, dass bei exakt gleichem Spannungsanstieg die äußere und innere Lampenspannung im filamentierten Betrieb früher einbricht als im homogenen Betrieb. So beträgt die äußere Zündspannung für den filamentierten Betrieb ca. 1880 V und im homogenen Betrieb 1960 V. Zudem ist die Entladungsdauer, d.h. die Dauer in der die Gapspannung einbricht, im filamentierten Betrieb länger als im homogenen Betrieb. Die Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten liegt in der Stromdichte, die bei der homogenen Entladung wesentlich höher ist, als im filamentierten Betrieb. Welche Startbedingungen jedoch zu einer homogenen oder filamentierten Entladungsform führen, ist noch nicht vollständig bekannt.

7.6 Lampenwirkungsgrad in Abhängigkeit von verschiedenen EVG-Betriebsgrößen

Mit dem Betriebsgerät mit 2 Schaltern wurde der Lampenwirkungsgrad sowohl bei homogenem als auch bei filamentiertem Lampenbetrieb untersucht [31]. Wie in Kapitel 7.2 wurde auch bei dieser Untersuchung die Pulsweite variiert und dabei die Leuchtdichte und der Lichtstrom gemessen, so dass damit auf die Lampeneffizienz geschlossen werden kann. Diese Messung wurde an einer 30 cm x 30 cm Planilum-Laborlampe durchgeführt. Der Druck betrug $p = 150$ mbar bei einem Xenon-Neon-Mischverhältnis 1:1. Die Wiederholfrequenz des Spannungspulses betrug 30 kHz. Mit Verkürzen der Pulsdauer konnte eine homogene Entladung der Lampe erreicht werden. Wie in Abbildung 7.8 zu sehen, steigt die Leuchtdichte ausgehend vom filamentierten Betrieb hin zum homogenen Betrieb um ca. 50% an. Die betriebene Lampe besitzt einen Entladungsbereich mit Phosphorschicht und einen ohne. Deswegen bilden sich im Parameterbereich $TT1 = 1500$ ns bis 3000 ns unterschiedliche Entladungsformen für den Phosphorbereich und den Glasbereich aus. Der Lampenwirkungsgrad

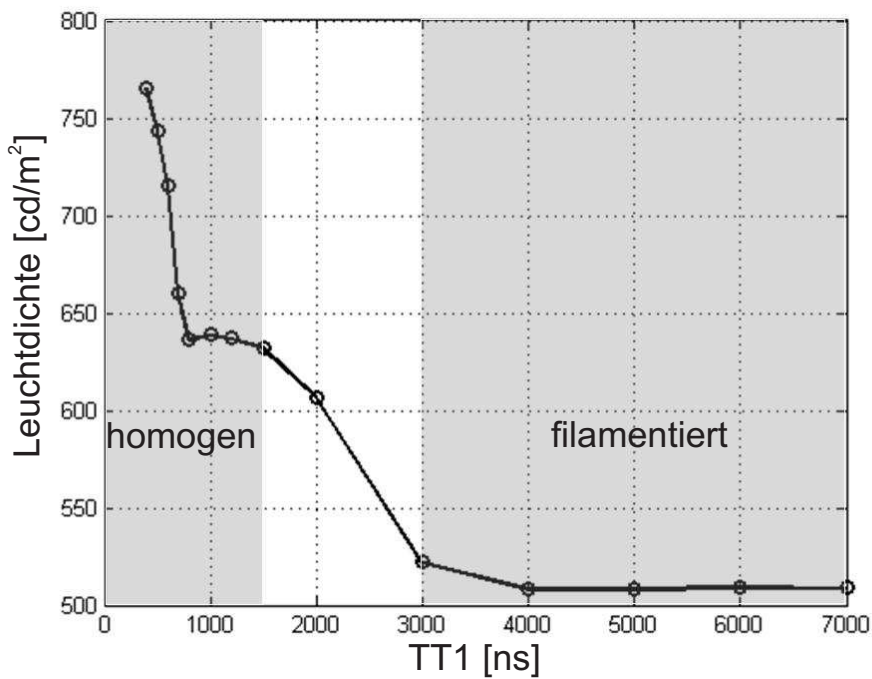


Abbildung 7.8: Leuchtdichte in Abhängigkeit von TT1 [31]

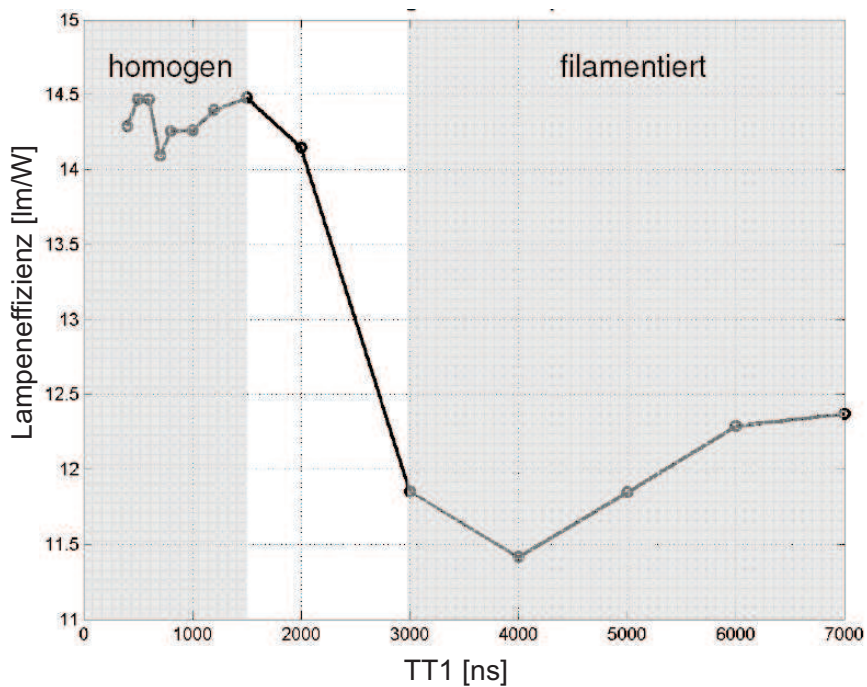


Abbildung 7.9: Lampenwirkungsgrad in Abhängigkeit von TT1 [31]

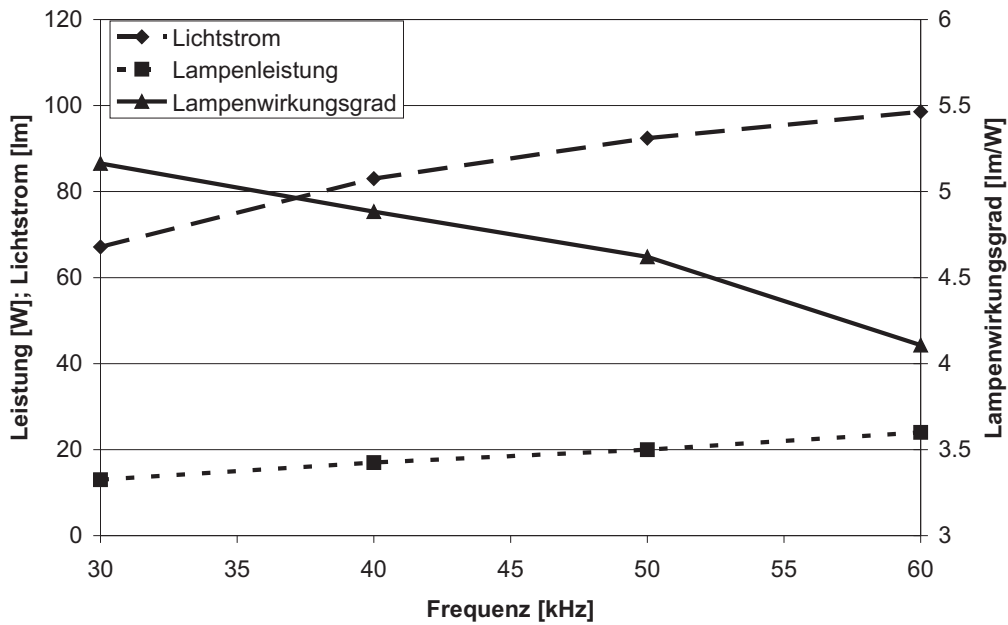
weist das gleiche Verhalten wie die Leuchtdichte auf. Mit Verkürzen des Spannungspulses steigt die Effizienz an (Abbildung 7.9). Dabei bleibt der Lampenwirkungsgrad im homogenen Bereich stabil bei ca. 14 lm/W, während die Leuchtdichte durch Verkürzen der Pulslänge noch gesteigert werden kann. Durch Erhöhung des Druckes bei reinem Xenon konnte am Lichttechnischen Institut, zum Zeitpunkt dieser Arbeit, mit dem beschriebenen Betriebsgerät ein Lampenwirkungsgrad von bis zu 33 lm/W bei einer Leuchtdichte von 11000 cd/m² nachgewiesen werden [37].

Wie in mehreren Veröffentlichungen bereits erwähnt, ist der Lampenwirkungsgrad bei Sinusanregung und Rechteckanregung abhängig von der Betriebsfrequenz [6], [14]. Mit zunehmender Betriebsfrequenz sinkt der Lampenwirkungsgrad. Dies ist auch bei dem hier beschriebenen Pulsbetrieb der Fall. Es wurden Messungen an einer DBE in koaxialer Bauform gemacht, die in Kapitel 7.8 beschrieben wird. Diese wurde mit unipolaren Spannungsflanken angeregt. Die Betriebsfrequenz wurde dabei variiert. Es zeigt sich (Abbildung 7.10), dass die Leistungseinkopplung und der Lichtstrom mit ansteigender Betriebsfrequenz zunehmen. Jedoch steigt die eingekoppelte Lampenleistung stärker an als der Lichtstrom, so dass der Lampenwirkungsgrad mit zunehmender Betriebsfrequenz sinkt. Aufgrund des Gerätewirkungsgrads, der mit zunehmender Frequenz ansteigt¹, und des gleichzeitig sinkenden Lampenwirkungsgrads, sinkt der Systemwirkungsgrad in diesem Frequenzbereich nur leicht.

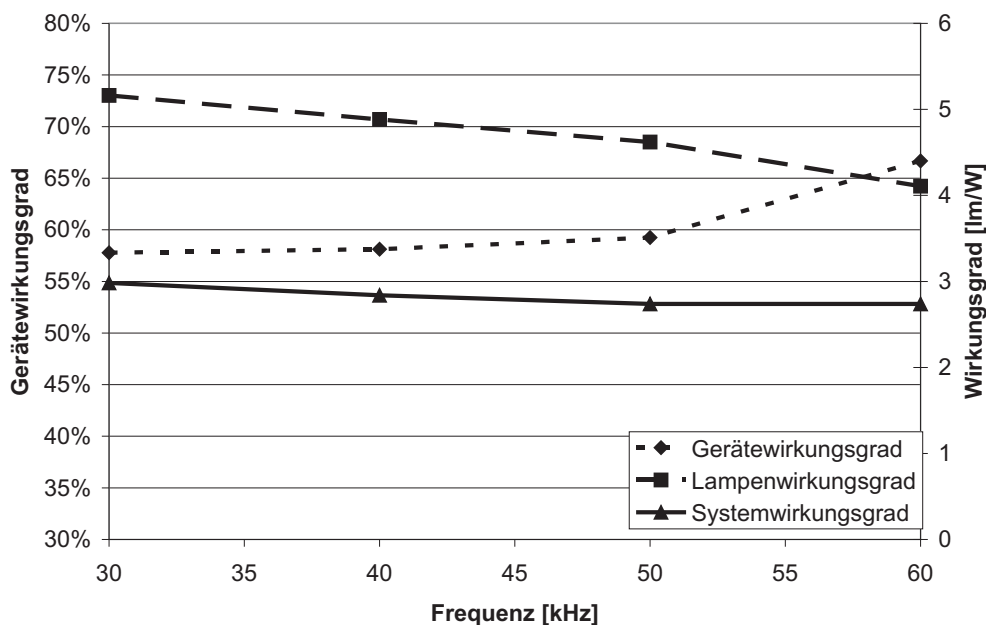
7.7 Vergleich mit einem auf dem Markt erhältlichen System

Um einen Vergleich der Leistungsfähigkeit des adaptiven Pulsgeräts zu machen, wurde eine Planon 15" der Firma Osram zum Einen mit dem mitgelieferten Betriebsgerät und zum Anderen mit dem adaptiven Pulsgerät betrieben und vermessen. In Abbildung 7.11 sind elektrische und lichttechnische Größen gegenübergestellt. Wenn die Planonlampe mit dem mitgelieferten Betriebsgerät betrieben wurde, emittierte diese 950 lm, bei einer Betriebsfrequenz von 65 kHz. Um einen Vergleich zu ermöglichen, wurde

¹Der Gerätewirkungsgrad steigt mit zunehmender Betriebsfrequenz an. Dies liegt an der Speicherdrossel, die bei ausreichend hoher Frequenz nicht vollständig entmagnetisiert wird. Für den darauffolgenden Puls muss nicht so viel Energie aufgewendet werden, um die Speicherdrossel auf den Maximalstrom aufzuladen.



(a) Abhängigkeit des Lichtstroms, der Lampenleistung und des Lampenwirkungsgrads von der Betriebsfrequenz



(b) Abhängigkeit des Gerätewirkungsgrads, des Lampenwirkungsgrads und des Systemwirkungsgrads von der Betriebsfrequenz

Abbildung 7.10: Variation der Betriebsfrequenz an einer DBE in koaxialer Bauform (Kapitel 7.8)

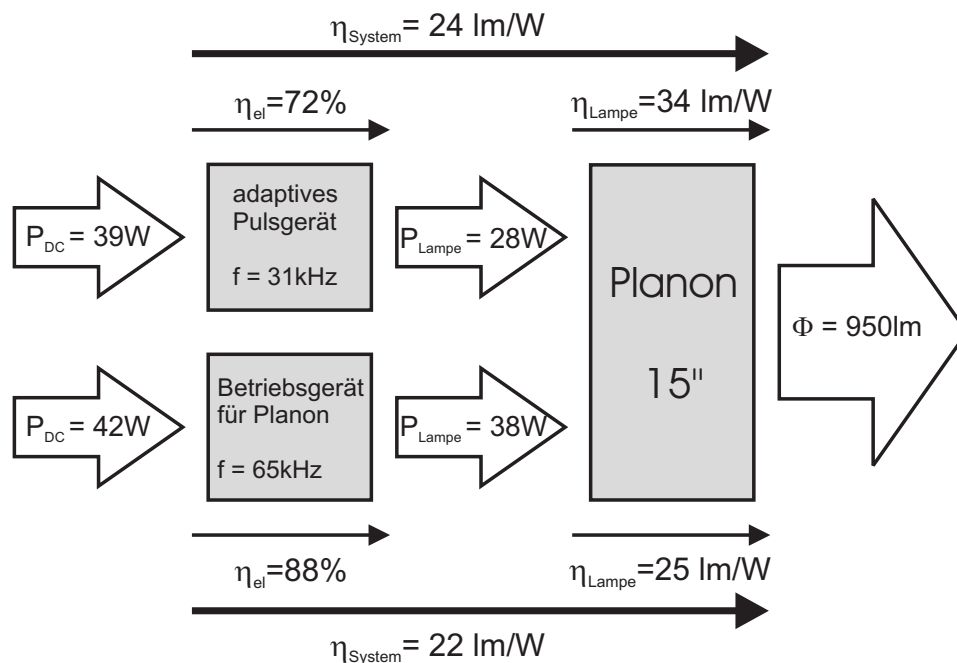


Abbildung 7.11: Vergleich: Adaptives Betriebsgerät für unipolare Pulse und Planon Betriebsgerät

das adaptive Betriebsgerät für unipolare Pulse so eingestellt, dass die Planonlampe auch bei diesem Gerät einen Lichtstrom von 950 lm emittierte. Dies wurde bei einer Betriebsfrequenz von 31 kHz erreicht. Die Eingangsleistung der beiden System unterschied sich nur unwesentlich. Bei dem hier entwickelten Gerät betrug sie 39 W, bei dem Planon-Gerät betrug sie 43 W. Jedoch hat das adaptive Betriebsgerät bei dieser Messung einen Gerätewirkungsgrad von 72%. Demgegenüber steht das Planon-Gerät mit 88% Gerätewirkungsgrad. Das adaptive Betriebsgerät erzeugt den gleichen Lichtstrom mit einer geringeren Lampenleistung im Vergleich zu dem Planon-Gerät. Dieselbe Lampe wird somit einmal mit einem Lampenwirkungsgrad von 34 lm/W und zum andern mit einem Lampenwirkungsgrad von 25 lm/W betrieben. Der Systemwirkungsgrad der beiden Betriebsgerät-Lampe-Systeme unterscheidet sich unwesentlich. Dies geschieht bei dem adaptiven Betriebsgerät mit einem mäßigen Gerätewirkungsgrad und einem guten Lampenwirkungsgrad. Bei dem mitgelieferten Osram-Betriebsgerät ist der Gerätewirkungsgrad gut und der Lampenwirkungsgrad mäßig.

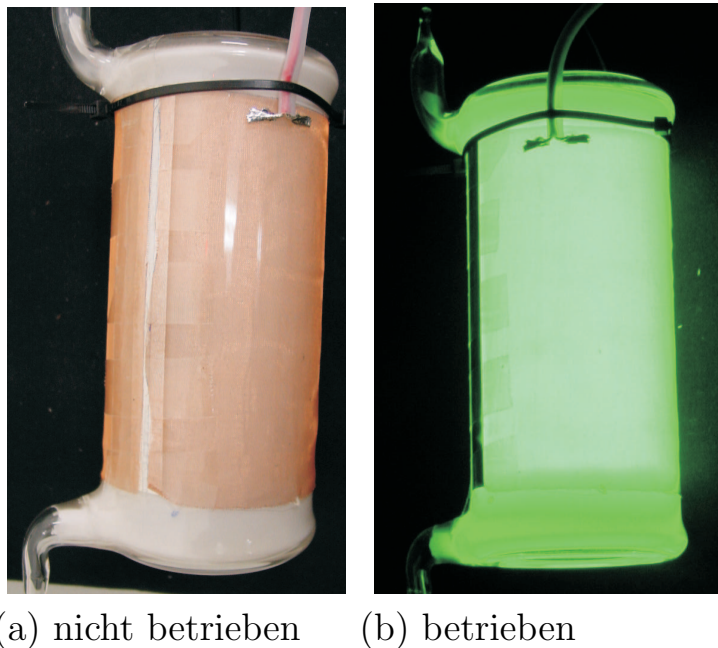


Abbildung 7.12: Koaxiallampe

7.8 Adaptivität des Betriebsgeräts

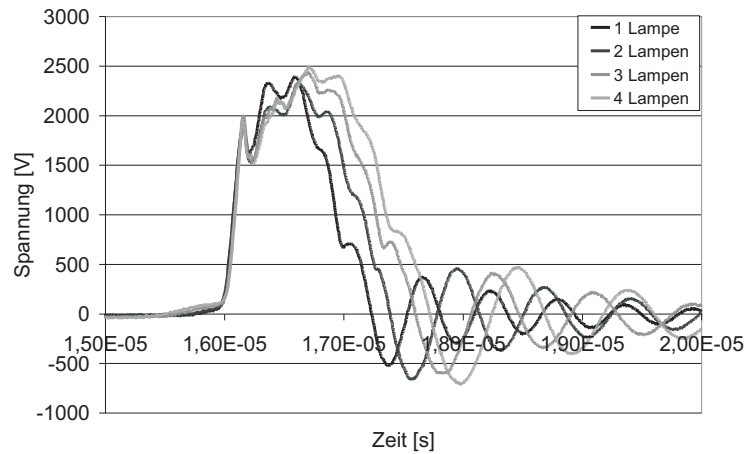
Um das adaptive Verhalten des Betriebsgeräts zu untersuchen, wurden an dem Betriebsgerät eine bis vier DBE-Lampen betrieben. Bei den Lampen handelte es sich um DBE in Koaxialbauweise, die mit Leuchtstoffen beschlämmt wurden (Abbildung 7.12). Dabei betrug die Lampenkapazität einer ungezündeten Lampe ca. 48 pF. Die Leistungszufuhr wurde so eingestellt, dass in jede Lampe 10 W eingekoppelt wurde, d.h. bei einer Lampe betrug die Lampenleistung 10 W bei einer kapazitiven Last von 48 pF. Bei zwei Lampen betrug die Lampenleistung 20 W bei einer kapazitiven Last von 96 pF, usw.

In Abbildung 7.13 (a) sieht man, dass zum Einkoppeln eines konstanten Verhältnisses von Lampenleistung zu Lampenkapazität ein konstanter Spannungsanstieg der Lampenspannung notwendig ist, wenn der Spannungspuls resonant zurückschwingt. Diese Größe ermöglicht es, bei gleichartigen DBE-Lampen, auf eine konstante Lampenleistungsdichte zu regeln, ohne dass bekannt ist, wie viele Lampen an dem Betriebsgerät angeschlossen sind bzw. welche kapazitive Größe die Last hat.

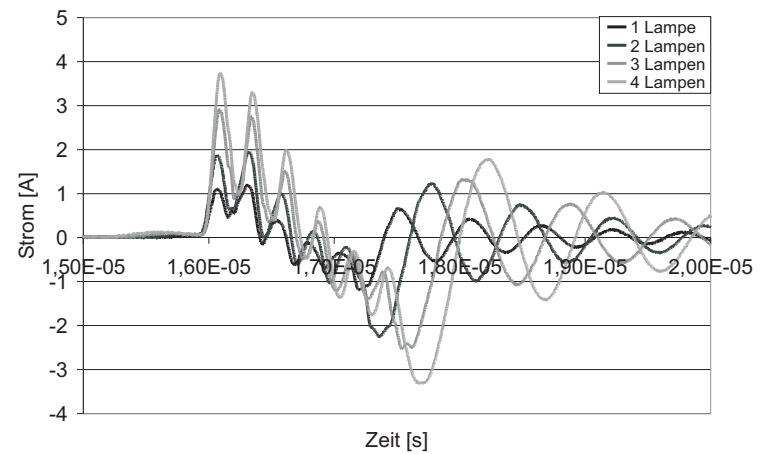
In Abbildung 7.13 (c) sieht man, wie der Drosselstrom zunimmt, wenn bei zunehmender Lampenkapazität die Lampenleistungsdichte konstant

bleibt. Zusammenfassend ist in Abbildung 7.13 (d) der Zusammenhang zwischen Gerätewirkungsgrad, Lampenleistung, Geräteleistung und maximaler Drosselstrom über der Lampenanzahl dargestellt. Alle Größen verhalten sich linear, bis auf den Gerätewirkungsgrad, der konstant bei 60% bleibt.

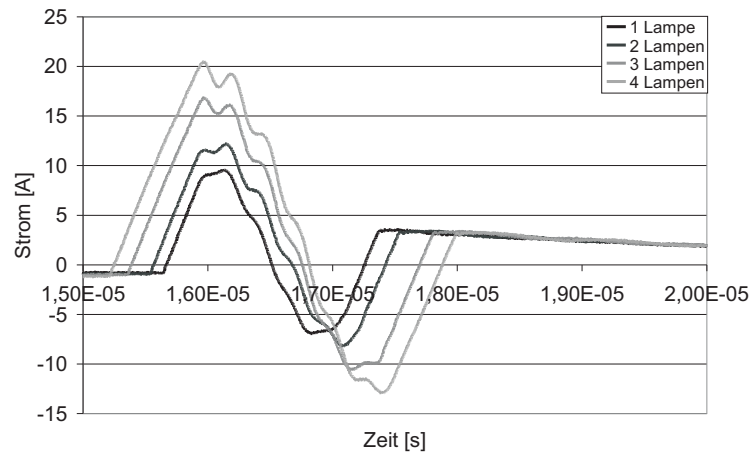
Somit ist es möglich mit dieser Topologie DBE-Lampen mit unterschiedlich großen Kapazitäten bei konstanter Lampen-Leistungsdichte zu betreiben.



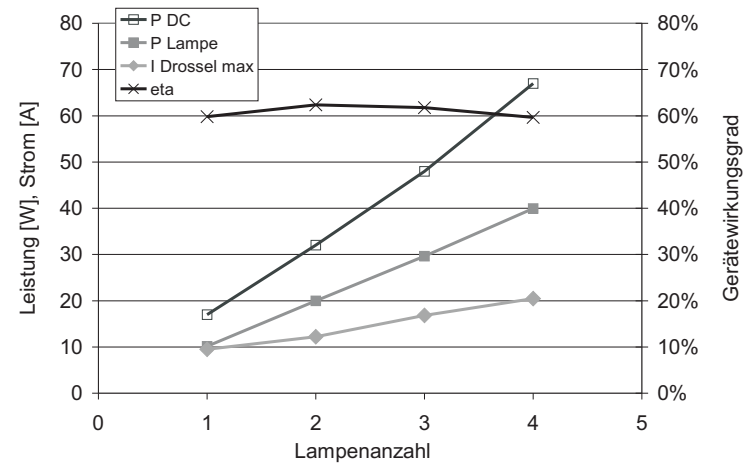
(a) Lampenspannung



(b) Lampenstrom



(c) Drosselstrom



(d) Lampenleistung, Systemleistung, maximaler Drosselstrom und Gerätewirkungsgrad über Lampenanzahl

Abbildung 7.13: Adaptivität des Betriebsgeräts

8 Diskussion der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde ein neuartiges Schaltungskonzept entwickelt und untersucht, um DBE-Lampen zu betreiben. Das Ziel bestand darin, eine Topologie zu entwickeln, mit der es möglich ist, effizient gleichartige DBE-Lampen zu betreiben, die sich in ihrer Fläche, d.h. in ihrer Kapazität, unterscheiden. Dabei ist es notwendig, dass die Wanddicke, der Gapabstand und die Gasfüllung gleich bleiben. Die Aufgabenstellung wurde mit einer neuartigen Topologie gelöst (Abbildung 6.3), die zeitweise als Stromquelle arbeitet (Kapitel 4.1.2). Der Strom, den diese Stromquelle liefert, ist über das „Timing“ der digitalen Ansteuersignale für die Leistungshalbleiter einstellbar. Somit kann allein durch Anpassen des Schaltmusters die gewünschte Anstiegsflanke der Lampenspannung eingestellt werden. Desweiteren kann über das Kurzschließen der Lampenkapazität eine weitere Zündung, die Rückzündung, in der Lampe erzeugt werden. Wie in Kapitel 7.2 gezeigt, hängt diese stark davon ab, wie groß die Zeitspanne zwischen der ersten Zündung und dem Kurzschließen der Lampenkapazität ist.

8.1 Geräteeffizienz

Mit diesem Gerät konnte in anderen Arbeiten bei Pulsbetrieb und einer Betriebsfrequenz von 20 kHz, Lampenwirkungsgrade von bis zu 32 lm/W bei Strahldichten von 7500 cd/m² und weiß emittierendem Leuchtstoff [37] nachgewiesen werden. An einer Planon wurden 34 lm/W erreicht. Resonant schaltende Topologien, die genau auf eine Last, d.h. auf eine DBE-Lampe, angepasst werden, sind unter dem Gesichtspunkt des elektrischen Gerätewirkungsgrads deutlich im Vorteil. So werden bei reiner Sinusanregung Gerätewirkungsgrade von ca. 90% erreicht. Das Pulsgerät aus Abbildung 2.9 erreicht einen elektrischen Gerätewirkungsgrad von 88% [20]. Die Gründe für das schlechtere Abschneiden des adaptiven Betriebsgeräts in Hinblick auf den elektrischen Gerätewirkungsgrad sind vielfältig:

- Verluste in der Speicherdrossel:

Durch die hohen Maximalströme von bis zu ca. 40 A, die in der Speicherdrossel fließen, wird der Kern stark aufmagnetisiert. Durch das Kernvolumen entstehen Ummagnetisierungsverluste.

- Verluste im Transformator:
Für den Bau des Transformators wurden mehrere Ziele verfolgt. Das Kernvolumen sollte nicht allzu groß sein; es sollte gewährleistet werden, dass kein Spannungsüberschlag im Transformator auftritt; die Streuinduktivität sollte so gering wie möglich sein, damit steile Spannungsanstiege realisiert werden konnten. Diese Punkte führten dazu, dass die Flussdichte im Kern, abhängig von der Pulslänge und der Eingangsspannung, nahe an der Sättigung betrieben wurde. Dies bedeutet zusätzliche Verluste. Ein weiteres Problem bestand darin, eine Lösung zu finden, wie die Energie des aufmagnetisierten Transformator-kerns gespeichert bzw. zurückgewonnen werden konnte. Diese Energie geht in diesem Konzept verloren. Durch Variation von Parametern konnte der Gerätewirkungsgrad bei relativ geringer Leistungseinkopplung auf bis zu 78% optimiert werden. So können beispielsweise durch eine geeignete Wahl der Zwischenkreisspannung die Verluste in Drossel und Transformator minimiert werden (Abbildung 6.11 (c)).
- Verluste in den MOSFET-Schaltern:
Solange nicht resonant geschaltet wird, können die Verluste in den Schaltern dieser Topologie nicht merklich reduziert werden. Es kann nur darauf geachtet werden, dass der Schaltvorgang möglichst schnell durchgeführt wird und dass die Leitendwiderstände der Schalter möglichst gering gehalten werden.
- Verluste durch Restenergie auf der Lampenkapazität:
Ein weiteres nur partiell gelöstes Problem ist die Restenergie auf der Lampenkapazität. Diese kann nur dann teilweise zurückgewonnen werden, wenn ein resonantes Rückschwingen in die Zwischenkreisspannung ermöglicht wird. Dadurch kann jedoch keine ausgeprägte Rückzündung generiert werden. Die Leistungseinkopplung in die Lampe sinkt (Kapitel 7.2) und damit die Leuchtdichte und das homogene Entladungsverhalten (Abbildung 7.8).

Zu Beginn dieser Arbeit war unklar, welche Betriebsweise geeignet ist, um eine DBE-Lampe in planarer Bauweise (Abbildung 1.2 (a)) zum einen effizient und zum andern homogen betreiben zu können. Eine geeignete Betriebsweise konnte durch Erprobung dieser entwickelten Topologie erforscht werden [31], [38], [10]. Vor allem die flexible Einstellbarkeit von Hochspannungspulsen (Pulslänge, Geschwindigkeit des Spannungsanstiegs, Spannungshöhe) machten dies möglich.

Gleichzeitig stellte sich heraus, dass das Verhältnis von Leistungsaufnahme der DBE zu Lampenkapazität eine entscheidende Rolle für den Gerätewirkungsgrad spielt. Hat die DBE eine große Lampenkapazität, so muss das Betriebsgerät einen hohen Ladestrom liefern, damit ein geeigneter Spannungsanstieg erzeugt werden kann. Dadurch entstehen Verluste im Betriebsgerät. Je mehr Energie, während der Entladung, in die Lampe eingekoppelt werden kann, desto besser kann der Gerätewirkungsgrad werden. Aus dem Blickwinkel eines Betriebsgeräts hat die ideale DBE-Lampe eine kleine Lampenkapazität und eine große Leistungsaufnahme. (Das Optimum wäre eine Gasentladungslampe mit innen liegenden Elektroden, was dann natürlich keine DBE mehr ist.)

Dem großen Gewinn dieser Schaltung, der Adaptivität auf unterschiedlich große Lampenkapazitäten, steht der Nachteil im Hinblick auf den Gerätewirkungsgrad gegenüber. Die Verluste, die während des Vorladens in der Speicherdrossel und in den Leistungshalbleitern entstehen, sind rel. groß, so dass ein Gerätewirkungsgrad bei geringen Lampenleistungen (30 W bei der Planilum Lampe aus Abbildung 6.1) kaum besser als 80% werden kann. Wie in Kapitel 7.7 zu sehen, kann das adaptive Betriebsgerät, trotz der Verluste in Hinsicht auf den Systemwirkungsgrad mit kommerziell erhältlichen Betriebsgeräten Schritt halten. Der Systemwirkungsgrad liegt hierbei bei 24 lm/W. Der Betrieb mit einer Parallelkapazität ergab, dass die Leistungseinkopplung mit dieser erhöht werden kann. Jedoch bedeutet dies für das Betriebsgerät nach Gleichung 5.15 erhöhte Verluste, so dass der Systemwirkungsgrad sinkt. Die Untersuchung der Adaptivität ergab weiterhin, dass sowohl die Lampenleistung als auch die Entladungserscheinung der DBE nicht allein von dem Spannungsanstieg der Lampenspannung abhängig ist. Weitere Parameter, die die Entladung beeinflussen, sind der Strom, der während der Entladung in die Lampe eingekoppelt wird (Kapitel 7.3), die Pulslänge der Lampenspannung (Kapitel 7.2) und die sich daraus ergebende abfallende Spannungsflanke. Aufgrund der vielen Parameter, die das Entladungsverhalten beeinflussen, ist es schwierig, den

optimalen Betriebsmodus für das System DBE-Betriebsgerät anzugeben. Mit steigender Leuchtdichte bzw. Lichtstrom, d.h. steiler Spannungsflanke und angeschnittenem Spannungspuls, sinkt der Gerätewirkungsgrad. Somit ist der optimale Betrieb für das hier entworfene Betriebsgerät immer ein Kompromiss zwischen elektrischem Wirkungsgrad und Lampenleistung.

8.2 Lampenmodell

Das beschriebene Lampenmodell aus Kapitel 3 greift den Modellvorschlag von [10] auf und korrigiert diesen in Hinsicht auf den Einfluss, den die räumliche Trennung der gebildeten Raumladung auf die Kapazität C_{Plasma} hat. Aus Messungen wurde die Größe der Plasmakapazität berechnet, die linear mit der Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung zusammenhängt und nicht, wie zuvor angenommen, einen festen Wert besitzt. Abhängig von der Spannungsanstiegsflanke und dem resultierenden Plasmastrom kann die Plasmakapazität einen Wert annehmen, der bis zu dreizehnmal größer ist als die Gapkapazität. Damit erklärt sich auch der Einfluss der Anstiegsgeschwindigkeit auf die Leistung, die in der Lampe umgesetzt wird. Gleichzeitig zeigen auch die Anstiegsgeschwindigkeit und der spezifische Plasmaleitwert einen linearen Zusammenhang. Sowohl die Plasmakapazität als auch der spezifische Plasmaleitwert hängen von der räumlichen Dichte der Entladungsstrecken (Filamente) ab, die mit zunehmender Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung größer wird. Zusätzlich wird mit der Erweiterung des Modells um den Zweig des ionenbasierten Plasmastroms der lang anhaltende Lampenstrom beschrieben, der nach der eigentlichen Entladung fließen kann. Dieser Strom wird durch Ionen verursacht, die sich durch die Kraft des von außen angelegten Feldes in Richtung Kathode bewegen. Damit ist das erweiterte Modell ein Werkzeug, das als Last zur Simulation von Schaltungstopologien für Barrierenentladungen dient. Da die Zündbedingung nicht mehr durch die Lampenspannung sondern durch die Spannung U_{Ion} festgelegt wird, ist es möglich mit ein und demselben Lampenmodell das Verhalten der Sinusanregung und der Pulsanregung zu beschreiben. Gleichzeitig berücksichtigt das Lampenmodell den Effekt der Rückzündung.

8.3 Adaptives Impuls-EVG

Der große Vorteil des adaptiven Impuls-EVG für DBE-Lampen liegt darin, dass der Spannungsanstieg an der Lampe, in einem weiten Bereich variiert werden kann. Bei einer idealen kapazitiven Last erhöht sich die maximale Spannung, die an ihr anliegt, durch längeres Vorladen der Speicherdrossel und durch eine größere Versorgungsspannung U_{DC} (Gleichung 4.12). Somit ist bei einem schnelleren Spannungsanstieg gleichzeitig die Energie größer, die auf die Kapazität der DBE fließt. Durch den schnelleren Spannungsanstieg ist die DBE in der Lage mehr Energie in Wirkleistung umzusetzen, da sich die Kapazität C_{Plasma} vergrößert. Die Voraussetzung eines größeren Umsatzes an Wirkleistung bei einem schnellen Spannungsanstieg ist, dass zum Zeitpunkt des Durchbruchs bzw. der Entladung ausreichend Energie zur Verfügung steht (Kapitel 7.3). Dieser Zusammenhang zeigt sich sowohl in den Simulationen als auch in den Messungen, die gemacht wurden, um die Abhängigkeit des Gerätewirkungsgrads von einzelnen Parametern zu bestimmen.

In Kapitel 6.4.1 wurde das Übersetzungsverhältnis des Transformators bei gleichbleibender Zwischenkreisspannung variiert. Durch Verkleinern des Übersetzungsverhältnis wird ein geringerer Drosselstrom und damit weniger Energie benötigt, um dieselbe Anstiegsgeschwindigkeit zu erzeugen, als mit einem großen Übersetzungsverhältnis. Dies liegt an der resultierenden Kapazität, die durch die Lampenkapazität und den Transformator gebildet wird. Bei kleinem Übersetzungsverhältnis des Transformators sieht das Betriebsgerät eine kleinere resultierende Kapazität, als bei einem großen Übersetzungsverhältnis. Dadurch werden die Verluste in den Bauteilen geringer, die beim Laden der Speicherdrossel beteiligt sind. Zugleich wird jedoch die Energie reduziert, die der Entladung zur Verfügung steht. Daraus folgt ein geringerer Leistungsumsatz in der Lampe. Der Gerätewirkungsgrad hängt nicht direkt mit dem Übersetzungsverhältnis zusammen. Es existiert ein Optimum, das aus einem Zusammenspiel zwischen Geräteverlusten und Lampenleistung gebildet wird. In dieser Arbeit wurde ein maximaler Gerätewirkungsgrad von 79% bei einem Übersetzungsverhältnis von 3:1 und einer Lampenleistung von 40 W erreicht.

Beim Betreiben der Schaltung mit einer größeren Zwischenkreisspannung und einer konstanten Lampenleistung reduziert sich die Ladezeit der Speicherdrossel. Dadurch werden die Ladeverluste in den Bauteilen L, S1 und S2, die an dem Ladevorgang beteiligt sind, reduziert. Bei einer höheren

Zwischenkreisspannung wird jedoch die Scheinleistung im gesamten System erhöht, da nach Gleichung 4.8 und 4.9 sowohl der Lampenstrom als auch die Lampenspannung von der Zwischenkreisspannung abhängen. Mit zunehmender Zwischenkreisspannung liegt an der Primärseite des Transformators ein höheres Spannungs-Zeit-Integral an, so dass größere Verluste durch stärkeres Ummagnetisieren des Kerns entstehen. Durch eine höhere Zwischenkreisspannung kann weniger Energie in den Zwischenkreis zurückgespeist werden, so dass sich auch hier die Verluste erhöhen. Zunächst sinken die Geräteverluste in dem untersuchten Betriebsgerät bei ansteigender Zwischenkreisspannung. Bei einer Zwischenkreisspannung von ca. 250 V sind die Geräteverluste am geringsten. Steigt die Zwischenkreisspannung weiter an, nehmen die Geräteverluste wieder zu.

Variiert man das Übersetzungsverhältnis des Transformators und die Induktivität der Speicherdrossel und lässt man die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung konstant, so stellt man fest, dass die Lampenleistung nicht allein von der Anstiegsgeschwindigkeit abhängt. Einen großen Einfluss haben die induktive Größe der Speicherdrossel und die Streuinduktivität des Transformators. Je größer diese Induktivitäten sind, um so mehr Energie ist zum Zeitpunkt der Lampenzündung vorhanden. Diese Energie wird für die Entladung genutzt, so dass die Lampenleistung ansteigt. Ist die Induktivität der Speicherdrossel zu groß, so sinkt der Anteil der Energie, der für die Entladung genutzt wird. Der Anteil der Blindleistung steigt an. Da die nicht genutzte Energie nicht optimal zwischengespeichert oder in den Zwischenkreis zurückgespeist werden kann, steigen die Verluste im Betriebsgerät. Die Streuinduktivität des Transformators hindert einen schnellen Spannungsanstieg, der für eine hohe Leistungseinkopplung in die Lampe notwendig ist. D.h. die Streuinduktivität des Transformators hindert die Entladung zum Zeitpunkt des Spannungsanstiegs. Im Gegensatz dazu unterstützt diese die Entladung zum Zündzeitpunkt der Zündung, so dass für einen optimalen Leistungsfaktor und somit auch für einen optimalen Gerätewirkungsgrad die optimale Streuinduktivität für die jeweilige Lampe angepasst werden muss.

Soll die Lampenleistung bei variabler Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung konstant gehalten werden, so kann die Lampenleistung bei geringer Leistungseinkopplung durch die Anstiegsgeschwindigkeit und die Pulslänge des Spannungspulses eingestellt werden. Bei einer kurzen Anstiegsflanke und einem kurzen Puls kann die gleiche Leistung in die Lampe eingekoppelt werden wie bei einer langen Anstiegsflanke und einem langen

Puls. Wie in Kapitel 7.6 gezeigt, hängt die Lampenleistung jedoch nicht direkt mit der Lampeneffizienz zusammen. Für eine hohe Lampeneffizienz ist ein schneller Spannungsanstieg und eine kurze Pulsdauer notwendig. Im Gegensatz dazu sinkt jedoch der Gerätewirkungsgrad bei einem schnellen Spannungsanstieg, so dass ein optimierter Systemwirkungsgrad ein Kompromiss zwischen Lampeneffizienz und Gerätewirkungsgrad ist.

In Kapitel 7.1 wurde gezeigt, dass sich die eingekoppelte Lampenleistung proportional zur Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung und zum maximalen Strom der Speicherdrossel verhält. Dabei sinkt der Gerätewirkungsgrad mit zunehmender Lampenleistung. Durch das freie Einstellen der Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung ist es möglich auf die Lampenleistung zu regeln, wenn zugelassen wird, dass die Lampenspannung resonant zurückschwingen kann. Da dies jedoch bei unterschiedlich großen Lampenkapazitäten möglich sein soll, muss auch auf das resonante Zurückschwingen des Schwingkreises Lampenkapazität - Speicherdrossel geachtet werden (Kapitel 7.8). Die Steuerzeit $TT1$ muss auf die jeweilige Eigenfrequenz angepasst werden (Abbildung 7.13). Wird dies nicht gemacht, wird der Spannungspuls bei einer geringen Resonanzfrequenz möglicherweise angeschnitten, so dass die Leistungseinkopplung nicht allein vom Spannungsanstieg, sondern auch von der Rückzündung beeinflusst wird. Wird der Spannungspuls angeschnitten, so dass die Rückzündung einsetzt, ist eine Regelung auf die spezifische Lampenleistung nicht möglich.

Mit der variablen Pulsweite kann die Leistungseinkopplung in die Lampe auf die ansteigende und abfallende Spannungsflanke verteilt werden. Es ist möglich $2/3$ der Energie während der ansteigenden Spannungsflanke und $1/3$ der Energie während der abfallenden Spannungsflanke in die Lampe einzukoppeln. Damit können maximale Leistungen pro Puls in der Lampe umgesetzt werden. Je stärker die Energie während der abfallenden Spannungsflanke in die Lampe eingekoppelt wird, desto mehr sinkt der Gerätewirkungsgrad. Der Grund dafür ist die Energie, die nicht in der Lampe umgesetzt werden kann und nur unzureichend in den Zwischenkreis zurückgespeist wird.

Es hat sich gezeigt, dass eine Spannungs-Puls-Pausen-Sequenz von großem Vorteil ist, wenn DBE-Lampen effizient betrieben werden sollen. Dabei muss darauf geachtet werden, dass zum einen die Rückzündung in der Lampe generiert werden kann und zum andern, dass die auf der Lampenkapazität gespeicherte Energie nicht verloren geht. Dies ist mit dem hier vorgestellten adaptiven Betriebsgerät nur teilweise möglich. Für zu-

künftige Arbeiten muss bekannt sein, welche Spannungsformen besonders geeignet sind, damit eine DBE-Entladung effizient betrieben werden kann. Die Form der Anregungsspannung für die DBE muss sich nicht allein auf die hier vorgestellte unipolare Pulsform beschränken. Um einen guten Gerätewirkungsgrad zu erreichen, führt kein Weg an einem resonanten Betriebsgerät vorbei, das genau auf eine Lampe angepasst ist. Dabei geht jedoch die Möglichkeit verloren, dass das Betriebsgerät eigenständig auf die Lampengröße adaptiert. Wie sich gezeigt hat, ist das Vorladen einer Drossel nicht geeignet, um DBE-Lampen mit großen Lampenkapazitäten effizient zu betreiben, vor allem aufgrund der hohen Verluste während der Ladephase. Es wurde bereits untersucht, ob es möglich ist, eine DBE-Lampe ohne Transformator zu betreiben [39]. Dabei wurde wie in dieser Arbeit das gleiche Spannungsmuster angestrebt, um die Lampe anzuregen. Es wurden nur maximale Gerätewirkungsgrade von bis zu 55% erreicht. Dies lag zum einen an den hohen Leitungsverlusten der Halbleiterschalter, die für Spannungen bis zu 1200 V geeignet sein mussten. Zum anderen trat auch hier das Problem der Restenergie auf der Lampenkapazität auf. Trotz resonanten Rückschwingens konnte die Energie nicht ausreichend zurückgespeichert werden. Das Konzept mit den größten Erfolgsaussichten auf einen effizienten Betrieb einer DBE-Lampe wird ein Betriebsgerät sein, das resonant schaltet und eine Spannungs-Puls-Form erzeugt, die geeignet ist, eine DBE anzuregen. Gleichzeitig muss es in der Lage sein Spannungspausen zu generieren.

9 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein adaptives Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Spannungspulse für Dielektrisch Behinderte Entladungslampen entwickelt. Die Besonderheit dieser Topologie, die entworfen, simuliert, aufgebaut und getestet wurde, ist, dass sie sich eigenständig an verschieden große Lampenkapazitäten anpassen kann. Das Anpassen bezieht sich dabei auf den Spannungsanstieg der Lampenspannung. Dies geschieht durch eine Speicherdrossel, die abhängig von der Ladedauer verschieden große Ströme treiben kann, um die kapazitive Last zu laden. Für die Simulation wurde ein elektrisches makroskopisches Lampenmodell einer DBE entwickelt, mit dessen Hilfe das Verhalten der Topologie überprüft werden konnte. Das Lampenmodell setzt sich aus einer Reihe von Kapazitäten zusammen, die die Wandkapazitäten, die Plasmakapazität und die Gapkapazität nachbilden. Parallel zur Gapkapazität liegt die Plasmakapazität, die im nicht gezündeten Zustand verschwindet. Ist die Zündbedingung des Modells erfüllt, steigt der Wert der Plasmakapazität auf ein Vielfaches der Gapkapazität. Der Wert der Plasmakapazität ist zeitabhängig. Der maximale Wert im zeitlichen Verlauf der Plasmakapazität hängt von der Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung ab. Die Besonderheit dieses Lampenmodells ist, dass es sowohl für Sinusanregung als auch für Pulsanregung benutzt werden kann.

Die Schaltzustände der vorgestellten Topologie wurden berechnet und simuliert. Das adaptive Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Spannungspulse wurde vermessen und die Verluste in Abhängigkeit der Betriebsart der Lampe aufgezeigt. Die größten Verluste entstehen in den Halbleiterschaltern und in einer Leistungsdiode. Die Verluste entstehen dadurch, dass an der DBE steile Spannungsflanken erzeugt werden. Dafür werden hohe Ladeströme (20 A bis 40 A) benötigt, die mit der Speicherdrossel realisiert werden. Durch das Aufmagnetisieren der Speicherdrossel entstehen in allen beteiligten Halbleitern Verluste - sowohl Schaltverluste

als auch Durchlassverluste. Ein weiterer Verlustmechanismus kommt dadurch zustande, dass ein Teil der nicht benötigten Restenergie, die in der DBE nicht umgesetzt werden kann, in Wärme umgewandelt wird.

Weiter wurde gezeigt wie die Leistungseinkopplung in die Lampe durch Veränderung der Pulsform variiert werden kann und wie durch Verändern der Schaltzeitpunkte das Gerät die Anstiegsflanke der Lampenspannung einstellen kann.

Um das System DBE-Lampe - EVG zu verbessern, sollten in zukünftigen Arbeiten folgende Punkte untersucht werden:

- Von welchen Mechanismen hängt die Rückzündung genau ab? - Von der Spannungsflanke? Vom zeitlichen Abstand zur ersten Zündung? Wie kann die Zündspannung der Rückzündung vorhergesagt werden?
- Von welchen Vorgängen hängt die homogene Entladung ab (siehe Abbildung 7.7)?
- Wie kann der Leistungsfaktor η einer DBE erhöht werden? Um in eine DBE Leistung einzukoppeln, muss die Lampenkapazität auf die Zündspannung geladen werden. In der Entladung kann jedoch ein Teil der Energie, die auf der Lampenkapazität gespeichert ist, nicht in Strahlung umgesetzt werden. Mit dem Erhöhen des relativen Leistungsumsatzes in der Lampe kann auch der Gerätewirkungsgrad und damit der Systemwirkungsgrad erhöht werden.
- Wie kann bei gleichbleibendem Lampenwirkungsgrad die Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung reduziert werden? Eine steile Anstiegsgeschwindigkeit der Lampenspannung, die für einen hohen Lampenwirkungsgrad notwendig ist, reduziert den Gerätewirkungsgrad aufgrund der hohen Ströme im EVG. Geringere Anstiegsgeschwindigkeiten der Lampenspannung bedeuten geringere Verluste im EVG.
- Gibt es Leuchtstoffe (Zweiphotonenleuchtstoff) mit denen ein höherer Wirkungsgrad erzielt werden kann, wenn 172 nm Strahlung in den sichtbaren Bereich konvertiert werden soll?
- Gibt es Topologien, die nicht genutzte Restenergie vollständig zwischenspeichern können?

Gelingt es diese Fragen zu beantworten, so kann auch der Systemwirkungsgrad einer DBE wesentlich gesteigert werden. Zusätzlich kann dann mit geringerem Schaltungsaufwand Energie in die DBE eingekoppelt werden.

A Anhang

A.1 Herleitung - Spannungsverlauf an S2 beim Ausschalten

Zur Herleitung des Spannungsverlaufs an dem Bauteil C_{S2} aus Abbildung A.1 werden folgende Gleichungen aufgestellt:

$$U_{DC} = U_L + U_{tr} \quad (\text{A.1})$$

$$U_{tr} = U_C \quad (\text{A.2})$$

$$I_L = I_{tr} + I_C \quad (\text{A.3})$$

$$U_L = L \cdot \dot{I}_L \quad (\text{A.4})$$

$$U_{tr} = L_{tr} \cdot \dot{I}_{tr} \quad (\text{A.5})$$

$$U_C = \frac{1}{C} \cdot \int I_C dt \quad (\text{A.6})$$

Einsetzen von (A.4) und (A.5) in (A.1) ergibt:

$$U_{DC} = L \cdot \dot{I}_L + L_{tr} \cdot \dot{I}_{tr} \quad (\text{A.7})$$

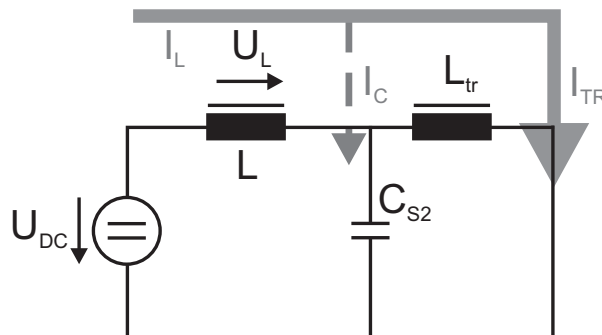


Abbildung A.1: Ersatzschaltbild für den Ausschaltvorgang des Schalters S2

Einsetzen von (A.5) und (A.6) in (A.2) ergibt:

$$-L_{tr} \cdot \dot{I}_{tr} + \frac{1}{C} \int I_C dt = 0 \quad (\text{A.8})$$

Gleichungen (A.3),(A.7)und (A.8) werden nun in den Laplace-Bereich transformiert:



$$L \cdot (s \cdot I_L(s) - I_L(+0)) + L_{tr} \cdot (s \cdot I_{tr}(s) - I_{tr}(+0)) = \frac{1}{s} \cdot U_e \quad (\text{A.9})$$

$$-L_{tr} \cdot (s \cdot I_{tr}(s) - I_{tr}(+0)) + \frac{1}{C} \cdot \frac{1}{s} \cdot I_C(s) = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$I_L(s) - I_{tr}(s) - I_C(s) = 0 \quad (\text{A.11})$$

Auflösen dieser drei Gleichungen, wobei $I_{tr}(+0) = 0$ gilt, ergibt:

$$I_{tr}(s) = \frac{s \cdot L \cdot I_L(+0) + U_{DC}}{s^2 \cdot (s^2 \cdot L \cdot L_{tr} \cdot C + L + L_{tr})} \quad (\text{A.12})$$

$$I_L(s) = (1 + s^2 \cdot L_{tr} \cdot C) \cdot \frac{s \cdot L \cdot I_L(+0) + U_{DC}}{s^2 \cdot (s^2 \cdot L \cdot L_{tr} \cdot C + L + L_{tr})} \quad (\text{A.13})$$

Nach I_C wird nicht aufgelöst, da über Gleichung (A.3) I_C ermittelt werden kann. Rücktransformieren der Gleichungen (A.12) und (A.13) in den Zeitbereich ergibt:



$$I_{tr}(t) = \frac{U_{DC}}{L + L_{tr}} \cdot \left(t - \frac{1}{\omega} \cdot \sin\omega t\right) + \frac{I(+0) \cdot L}{L + L_{tr}} \cdot (1 - \cos\omega t) \quad (\text{A.14})$$

$$I_L(t) = \frac{U_{DC}}{L + L_{tr}} \cdot \left(t - \frac{1}{\omega} \cdot \sin\omega t\right) + \frac{U_{DC}}{L} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \sin\omega t + \frac{I_L(+0) \cdot L}{L + L_{tr}} \cdot (1 - \cos\omega t) + I_L(+0) \cdot \cos\omega t \quad (\text{A.15})$$

mit $\omega = \sqrt{\frac{L+L_{tr}}{C \cdot L \cdot L_{tr}}}$

Einsetzen von Gleichungen (A.14) und (A.15) in (A.3) ergibt:

$$I_C(t) = I_L(+0) \cdot \cos \omega t + \frac{U_{DC}}{L} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \sin \omega t \quad (\text{A.16})$$

Um den Spannungsverlauf an der Kapazität C_{S2} zu erhalten, wird Gleichung (A.16) in

$$U = \frac{1}{C} \cdot \int I_C dt$$

eingesetzt. Es ergeben sich die Formeln (4.35) und (4.36):

$$U_C = \frac{I_L(+0)}{C \cdot \omega} \cdot \sin \omega t + \frac{U_{DC}}{L \cdot C \cdot \omega^2} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (\text{A.17})$$

$$U_C = I_L(+0) \sqrt{\frac{L \cdot L_{Tr}}{C \cdot (L + L_{Tr})}} \cdot \sin \omega t + U_{DC} \frac{L_{Tr}}{L + L_{Tr}} \cdot (1 - \cos \omega t) \quad (\text{A.18})$$

A.2 Herleitung - Plasmastrom bei Lampenzündung

Ausgehend von Abbildung A.2 werden die Maschen- und Knotengleichungen im Laplace-Bereich aufgestellt. Dabei werden die Elemente C_W und R_P als Kurzschlüsse angenommen.

$$I_L = I_M + I_G + I_P \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{1}{s} \cdot U_{DC} = U_L + U_M \quad (\text{A.20})$$

$$U_M = U_G \quad (\text{A.21})$$

$$U_M = U_P \quad (\text{A.22})$$

$$U_L = L \cdot (s \cdot I_L(s) - I_L(+0)) \quad (\text{A.23})$$

$$U_M = L_M \cdot (s \cdot I_M(s) - I_M(+0)) \quad (\text{A.24})$$

$$U_G = \frac{1}{s} \cdot \left(\frac{1}{C_G} \cdot I_G(s) + U_G(+0) \right) \quad (\text{A.25})$$

$$U_P = \frac{1}{s} \cdot \left(\frac{1}{C_P} \cdot I_P(s) + U_P(+0) \right) \quad (\text{A.26})$$

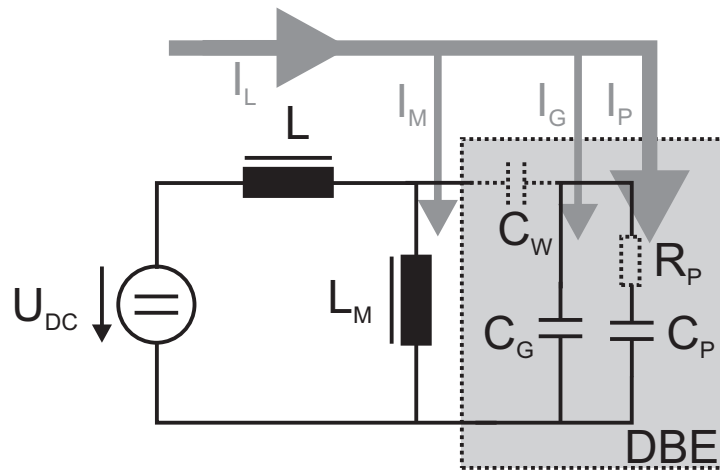


Abbildung A.2: Ersatzschaltbild der Zündphase

Mit $U_P(+0) = 0$. Einsetzen von Gleichung A.23 und A.24 in A.20 ergibt:

$$I_L(s) \cdot s \cdot L + I_M(s) \cdot s \cdot L_M = \frac{1}{s} \cdot U_{DC} + I_L(+0) \cdot L + I_M(+0) \cdot L_M \quad (\text{A.27})$$

Einsetzen von Gleichung A.24 und A.25 in A.21 ergibt:

$$I_M(s) \cdot s \cdot L_M - I_G(s) \cdot \frac{1}{s \cdot C_G} = L_M \cdot I_M(+0) + \frac{1}{s} \cdot U_G(+0) \quad (\text{A.28})$$

Einsetzen von Gleichung A.24 und A.26 in A.22 ergibt:

$$I_M(s) \cdot s \cdot L_M - I_P(s) \cdot \frac{1}{s \cdot C_P} = L_M \cdot I_M(+0) \quad (\text{A.29})$$

Auflösen der Gleichungssysteme A.19, A.27, A.28 und A.29 nach I_P ergibt:

$$\begin{aligned} I_P \cdot \left[s^2 \cdot L \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_P} \right) + \frac{L_M + L}{L_M \cdot C_P} \right] \\ = s^2 \cdot L \cdot C_G \cdot U_G(+0) + s \cdot [I_L(+0) \cdot L - I_M(+0) \cdot L] + U_{DC} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Transformation der Gleichung in den Zeitbereich ergibt:

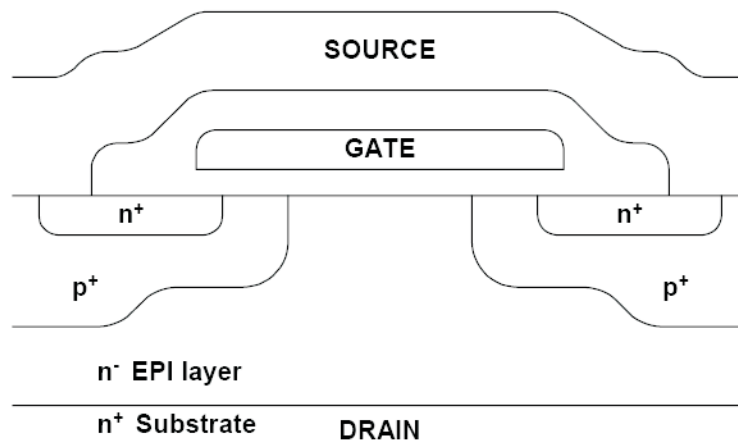


$$\begin{aligned}
 I_P(t) &= U_G(+0) \cdot \frac{C_G \cdot C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \delta(t) \\
 &\quad - U_G(+0) \cdot \frac{C_G \cdot C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \omega \cdot \sin \omega t \\
 &\quad + (I_L(+0) - I_M(+0)) \cdot \frac{C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \cos \omega t \\
 &\quad + U_{DC} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{C_P}{(C_G + C_P)} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \sin \omega t \\
 &\quad \text{mit } \omega = \sqrt{\frac{L + L_M}{L \cdot L_M} \cdot \frac{1}{C_G + C_P}}
 \end{aligned} \tag{A.31}$$

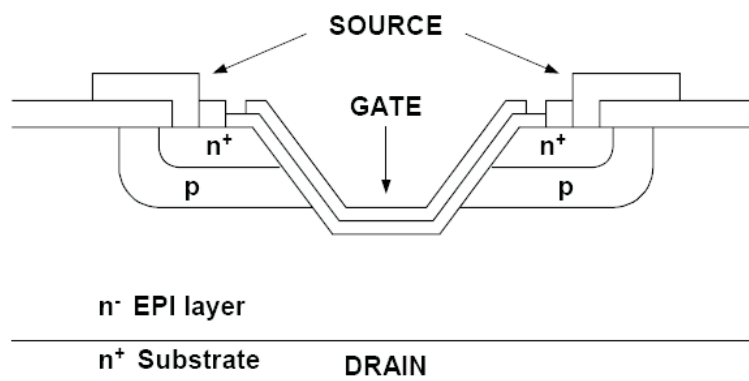
A.3 Schaltverhalten von MOSFET bei schnellem Spannungsanstieg

Das Schaltverhalten von Hochgeschwindigkeits-MOSFET ist in [40], [12] und in vielen anderen Lehrbüchern diskutiert. Der Vollständigkeit wegen werden hier in aller Kürze die wichtigsten Eigenschaften angesprochen. Zum tieferen Studium wird auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen. Zunächst handelt es sich bei den MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) um Bauteile, deren Ausgangsstrom proportional zu der Ladung ist, die auf die Steuerelektrode gebracht wird [40]. Im Gegensatz zum Bipolartransistor kann der MOSFET, aufgrund der Steuerelektrode, einfacher angesteuert werden. Diese ist vom Strom führenden Halbleiter isoliert, so dass beim eingeschalteten MOSFET kein Steuerstrom fließt. Als weitere Eigenschaft hat der MOSFET ein Temperaturverhalten, das einem Widerstand entspricht (positiver Temperaturkoeffizient). Sind MOSFET thermisch gekoppelt, ist das Parallelschalten mehrerer von ihnen unkritisch.

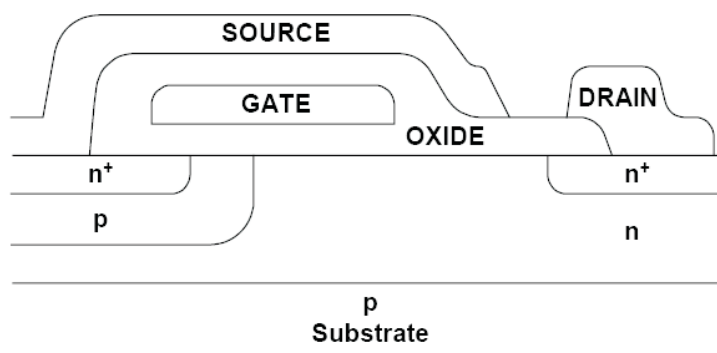
In Abbildung A.3 sind die drei Hauptkategorien von MOSFET-Modulen dargestellt. Bei der Sipmos-Struktur (Abbildung A.3 (a)) handelt es sich um die erste MOSFET-Struktur für Leistungsmosfet. Der Vorteil dieser Struktur ist, dass die Stromdichte im n-Kanal des p-Bereichs reduziert werden kann. Dies geschieht durch das in die Bildebene langgezogene Gate. Die Umos-Struktur (Abbildung A.3 (b)) ist die technische Verbesserung bzw. Weiterentwicklung der Sipmos-Struktur, die eine höhere Zel-



(a) SiPMOS-Struktur

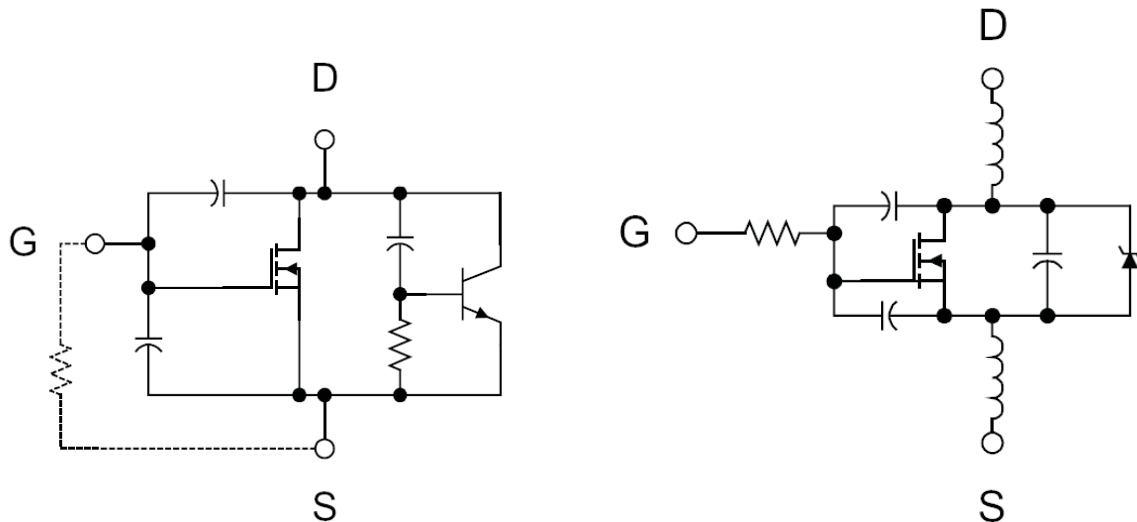


(b) Umos-Struktur



(c) Dmos-Struktur

Abbildung A.3: Unterschiedliche MOSFET-Strukturen [40]



(a) Modell für dU/dt induziertes Einschalten [40] (b) parasitäre Komponenten für das Schaltverhalten [40]

Abbildung A.4: MOSFET-Modelle

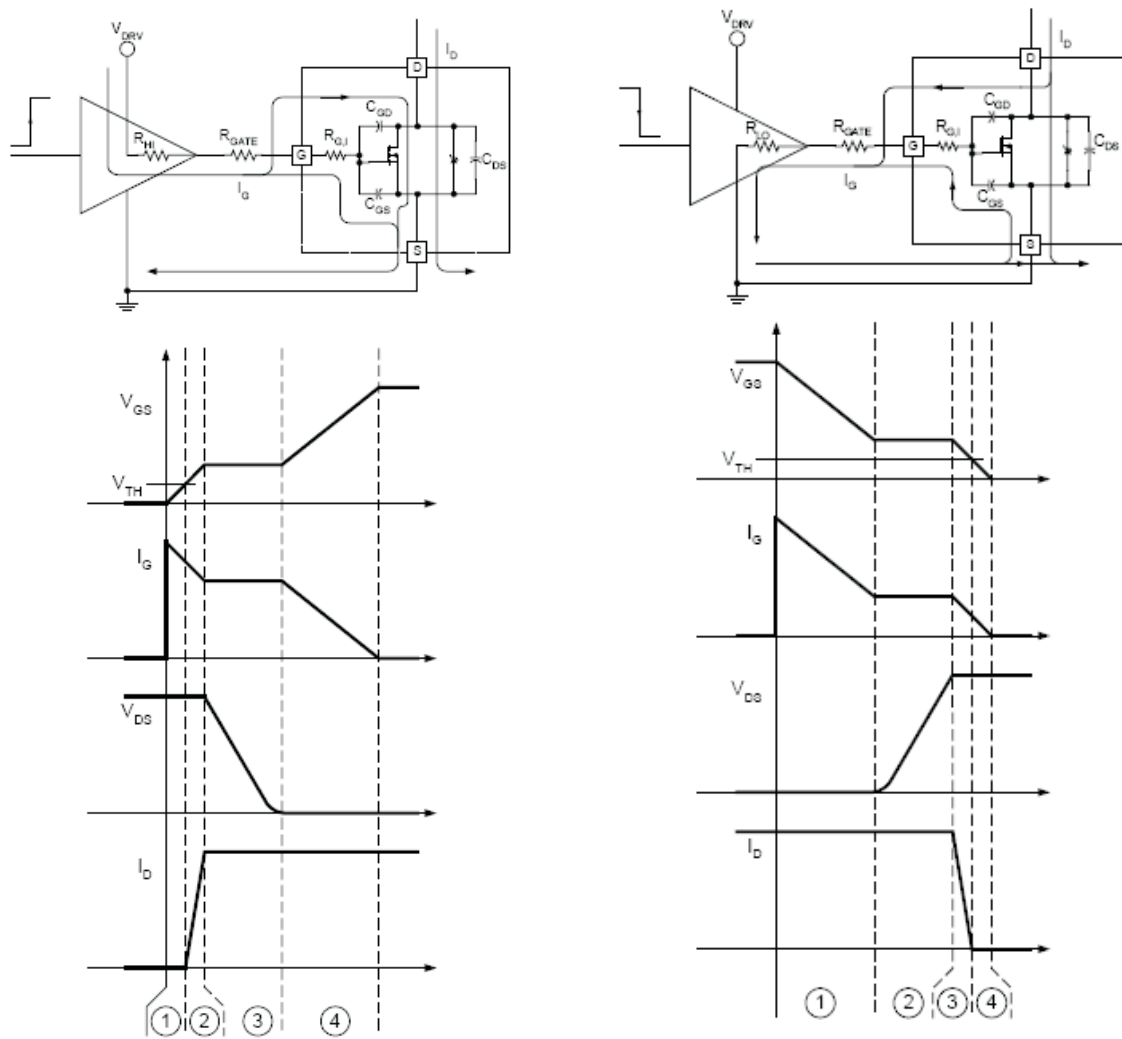
lenschicht ermöglicht. Erkauft wird diese Verbesserung durch aufwändigere Produktionsprozesse. Die Dmos-Struktur (Abbildung A.3 (c)) ist nicht für Leistungsanwendungen geeignet. Spannung und Strom sind stark begrenzt aufgrund der großen Driftzone im n-Bereich. In dieser Zone entstehen die Durchlaßverluste, die sich aufgrund des Gate-Anschlusses schlecht abführen lassen. Diese Struktur wird hauptsächlich in Bereichen eingesetzt, wo keine großen Spannungen auftreten, wie z.B. bei der Spannungsversorgung von Mikroprozessoren. Vorteil dieser Struktur ist, dass die Kapazitäten eines solchen MOSFET kleiner sind im Vergleich zu den anderen Strukturen. Dies ermöglicht eine höhere Schaltgeschwindigkeit.

Um das Verhalten von MOSFET zu beschreiben, werden abhängig von der Anwendung, unterschiedliche Modelle benutzt. Für das dynamische Schalten sind hauptsächlich die zwei Modelle aus Abbildung A.4 wesentlich. Das Modell aus Abbildung A.4 (a) beschreibt das induzierte Einschalten bei schnellen Spannungsanstiegen über den Drain-Source-Anschlüssen. Zum einen liegt über dem kapazitiven Spannungsteiler C_{GD} und C_{GS} eine Spannung an, die proportional ist zu der Spannung, die über den Anschlüssen Drain-Source anliegt. Wird der MOSFET ausgeschaltet, steigt die Spannung über den Drain-Source-Anschlussklemmen an. Abhängig von der Anstiegsgeschwindigkeit der Spannung (dU/dt), kann die externe

Gatebeschaltung die Gatespannung nicht unter der Schaltschwelle halten. Wird diese erreicht, wird der MOSFET wieder leitend. Zum andern ergibt sich, bedingt durch den Strukturaufbau eines MOSFETs, ein parasitärer Bipolartransistor. Beim Spannungsanstieg über den Drain-Source-Anschlussklemmen fließt ein Verschiebungsstrom durch die Kapazität und den Widerstand, die parallel zu dem Bipolartransistor liegen. Ist der Verschiebungsstrom groß genug, liegt über dem Widerstand eine Spannung an, die ausreicht, einen Kollektorstrom fließen zu lassen. Dadurch entstehen zusätzliche Verluste während des Ausschaltvorgangs. Abbildung A.4 (b) zeigt das Schaltmodell mit den wichtigsten parasitären Komponenten, die vor allem das schnelle Schalten beeinflussen. Dies sind die Kapazitäten C_{GD} , C_{GS} und C_{DS} , die parallel zu den Anschlüssen liegen, der intern liegende Gate-Widerstand und die Induktivitäten, die jeweils zwischen dem eigentlichen Schaltelement und dem Drain- bzw. Source-Anschluss liegen. Zuletzt wird noch auf den Verlauf des Einschaltens bzw. des Ausschaltens eingegangen. Wie in Abbildung A.5 zu sehen, werden die Schaltverläufe in vier Bereiche eingeteilt. Beim Einschalten wird im ersten Schritt die Spannung am Gate V_{GS} erhöht, bis die Schaltschwelle V_{TH} erreicht wird. Bis zu dieser Schwelle ist der MOSFET noch vollständig gesperrt. Es liegt die volle Spannung an den Drain-Source Anschlüssen an und es fließt kein Drain-Strom I_D . Im zweiten Bereich wird die Gate-Spannung bis zum „Miller-Plateau“ erhöht. Dabei steigt der Drain-Strom bis zu seinem Maximalwert an. Die Drain-Source Spannung entspricht jedoch immer noch der Sperrspannung. Im dritten Bereich fällt die Drain-Source Spannung auf ein Minimum. Dabei bleibt die Gate-Source Spannung konstant, obwohl Ladungsträger auf das Gate fließen. Dieser Bereich wird als „Miller-Plateau“ bezeichnet. Im vierten Bereich steigt die Gate-Spannung weiter an. Abhängig von der endgültigen Spannung wird der Leitendwiderstand beeinflusst. In diesem Bereich bleibt der Drain-Strom konstant, während die Drain-Source-Spannung leicht fällt.

Beim Ausschaltvorgang ist der Schaltverlauf genau umgekehrt. Zunächst fällt die Gate-Spannung bis auf das Miller-Plateau. Dabei wird der Leitendwiderstand leicht erhöht, der MOSFET ist jedoch noch voll durchgeschaltet. Beim Durchlaufen des Miller-Plateaus (Phase 2) steigt die Drain-Source-Spannung an, der Drain-Strom fließt jedoch unverändert weiter. Sobald die Gate-Spannung wieder sinkt (Bereich 3), geht der Drain-Strom zurück und kommt bei der Schaltschwelle V_{TH} zum Erliegen. Im letzten Bereich sinkt die Gate-Spannung auf null Volt.

A.3 Schaltverhalten von MOSFET bei schnellem Spannungsanstieg



(a) Einschaltvorgang

(b) Ausschaltvorgang

Abbildung A.5: Schaltverläufe eines MOSFETs [40]

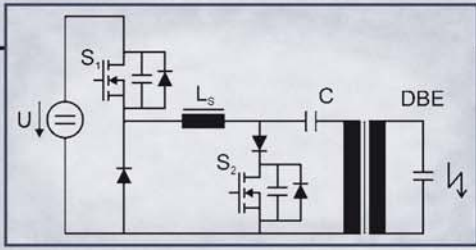
Literaturverzeichnis

- [1] DR. SCHLUZ, PAUL: *Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern*. G. Braun Karlsruhe, 2. Auflage, 1974.
- [2] SRINIVASAN, R: *Nonthermal Ablation*. J.VAc.Sci.Technol., B1(4):923, 1983.
- [3] ADLER, FRANK: *Strahlungsprozesse in der dielektrisch behinderten Entladung*. Doktorarbeit, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 2000.
- [4] NÖTZOLD, D.; KANTZ, L.; JILG L.; SCHWARZ L.: *Photoluminescent Materials for VUV Excitation based on Eu²⁺ doped Alkaline Earth Aluminates*. In: ZISSIS, GEORGES (Herausgeber): *Proc. 10th Int. Symp. on the Science and Technology of Light Sources (LS-10)*, Seiten 261–262. European COST-529 Network, July 2004.
- [5] GMBH, OSRAM: *Internet Auftritt - Planon*. <http://www.planon.de/>, 2005.
- [6] KLING, RAINER: *Untersuchungen an hocheffizienten Excimerentladungen*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Lichttechnisches Institut, 1997.
- [7] BERGER, THOMAS; BERGER, WILHELM; SEELBACH EGON: *Teilvorhaben: Untersuchung flächiger Xe-Barrierentladungen für Leuchtstofflampen*. Abschlussbericht für das Verbundprojekt Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdruckentladungen, FKZ: 13N8149, 2005. VDI-Technologiezentrum Projektträger für das Bundesministerium für Bildung und Forschung.
- [8] TRAMPERT, KLAUS; NEIGER, MANFRED; HEERING WOLFGANG: *Teilvorhaben: Grundlegende Charakterisierung des Entladungsverhaltens und der Strahlungseffizienz von elektrodenlosen Xenon- Bar-*

- rierenentladungen; Teil A: Experimentelle Untersuchungen von Xenon - Barrierenentladungen. Abschlussbericht für das Verbundprojekt Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdruckentladungen, FKZ: 13N8154, 2005. VDI-Technologiezentrum Projektträger für das Bundesministerium für Bildung und Forschung.
- [9] HEERING, WOLFGANG; DAUB, HANS-PETER; WINKELMANN RICHARD: *Europäische Patentanmeldung; EP1741319; Vorrichtung zur Erzeugung von elektrischen Spannungsimpulsfolgen, insbesondere zum Betrieb von kapazitiven Entladungslampen*, November 2005. Universität Karlsruhe.
- [10] TRAMPERT, K.E.: *Ladungstransportmodell dielektrisch behinderter Entladungen*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Lichttechnisches Institut, 2008.
- [11] KOGELSCHATZ, U.; ELIASSON, B.; EGLI W.: *From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges*. Pure Appl. Chem., 71(10):1819–1828, 1999.
- [12] SCHRÖDER, DIRK: *Elektrische Antriebe 3*. Springer, 1. Auflage, 1996.
- [13] KUNZE, J. ET AL.: *Resonant power supply for barrier discharge UV-excimer sources*. Industrie Applications Society Annual Meeting, 1:750–753, 10 1992.
- [14] ROTH, M.: *Experimentelle Untersuchungen zu Verlustmechanismen des Kathodenfalls in Barrierenentladungen*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Lichttechnisches Institut, 2002.
- [15] SCHWARZ-KIENE, P.: *Betriebsgeräte und Verfahren zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Lichttechnisches Institut, 2000.
- [16] ERICKSON, R.W.; MAKSIMOVIC, D.: *Fundamentals of Power Electronics*. Kluwer Academic Publishers, 2. Auflage, 2003.
- [17] VOLLKOMMER, F; HITSCHKE, L: *Dielectric Barriere Discharge*. In: BABUCKE, GERHARD (Herausgeber): *Proc. 8th Int. Symp. on the Science and Technology of Light Sources (LS-8)*, Seiten 51–60. Inst. Low Temp Plasma Phys., August 1998.

- [18] MILDREN, R P; CARMAN, R J: *Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation*. Journal of Physics D: Applied Physics, 34:L1–L6, 2001.
- [19] HUBER, ANDREAS; VESER, ALWIN; HIRSCHMANN GÜNTHER: *Europäische Patentanmeldung; EP0781078A2; Schaltungsanordnung zur Erzeugung von Impulsspannungsfolgen, Insbesondere für den Betrieb von dielektrisch behinderten Entladungen*, November 1996. Patent-Treuhand- Gesellschaft für elektrische Glühlampen mbH.
- [20] WINKELMANN, RICHARD: *Digital geregelter Pulsbetrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungslampen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2003.
- [21] SOWA, W.; LECHERER, R.: *Lamp Driver Concepts for Dielectric Barrier Discharge Lamps and Evaluation for a 110W Ballast*. IEEE, 2004.
- [22] VOLLKOMMER, FRANK; HITZSCHKE, LOTHAR: *Internationale Patentanmeldung; WO0167827A1; Verbessertes Pulsbetriebsverfahren für stille Entladungslampen*, 09 2001. Patent-Treuhand-Gesellschaft für Elektrische Glühlampen mbH - Osram.
- [23] SÄNGER, ROBER: *mündliche Mitteilung*. 2005.
- [24] LIU, SHUHAI: *Electrical modelling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Lichttechnisches Institut, 2002.
- [25] NAUDÉ, N.; CAMBRONNE J.-P.; GHERARDI, N.; MASSINES F.: *Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure Townsend discharge to a filamentary discharge*. Journal of Physics D: Applied Physics, 38:530–538, 2005.
- [26] BHOSLE, S.; ZISSIS, G.; DAMELINCOURT J.J.; CAPDEVILA A.; GUPTA K.; DAWSON F.P.; TARASENKO V.F.: *Electrical modeling of an homogeneous dielectric barrier discharge (DBD)*. Industry Applications Conference, 2005. Fourtieth IAS Annual Meeting. Conference Record of the 2005, 4:2315–2319, 2005.
- [27] RAIZER, YURI P.: *Gas discharge physics*. Springer, 2. Auflage, 1997.

- [28] KAPZOW, N.A.: *Elektrische Vorgänge in Gasen und Vakuum*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1. Auflage, 1955.
- [29] PFLUMM, C.: *Simulation homogener Barrierenentladungen inklusive der Elektrodenbereiche*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Lichttechnisches Institut, 2003.
- [30] BOEF, J.-P.; PITCHFORD; L.C.: *BOLSIG: user-friendly Boltzmann solver from the SIGLO Series*.
- [31] PARAVIA, MARK: *optimierter Pulsbetrieb zur Effizienzsteigerung von Xe-Excimer-Flachlampen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2006.
- [32] DE DONCKER, R.W.; LYONS, J.P.: *The Auxiliary Resonant Commutated Pole Converter*. IEEE, 2:1228 – 1235, Oct 1990.
- [33] ANSOFT CORPORATION: *Simplorer Simulation Center 7.0*, 2004.
- [34] GRUPP, ANDRÉ: *mündliche Mitteilung*. 2006.
- [35] EPCOS: *Ferrite Magnetic Design Tool 4.0*, 2003.
- [36] EPCOS AG DEUTSCHLAND: *Datenblatt Ferritmaterial N87*, 2007.
- [37] PARAVIA, MARK: *interner Bericht*. 2007.
- [38] DAUB, RÜDIGER: *Spektroskopische Untersuchungen der Reaktionskinetik von Xe^{2*} im VUV bis NIR*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2007.
- [39] RUISS, ANDREAS: *Transformatorloses Vorschaltgerät zum gepulsten Betrieb einer Xenonexcimer Flachlampe*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2007.
- [40] BALOGH, LASZLO: *design and application guide for high speed MOS-FET gate drive circuits*. Texas Instruments, 2001. Unitrode Design Seminars - SEM1400.



ISBN 978-3-86644-484-3

