

# **Effiziente MHz-Wechselrichter mit unipolaren SiC-Transistoren für Hochleistungs-Induktionslampen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTOR-INGENIEURS (Dr.-Ing.)**

von der Fakultät für

**ELEKTROTECHNIK UND INFORMATIONSTECHNIK**

**DES KARLSRUHER INSTITUTS FÜR TECHNOLOGIE (KIT)**

genehmigte

**DISSERTATION**

von

**Karsten Hähre, M.Sc.**

geboren in Dannenberg/Elbe.

Tag der mündlichen Prüfung:	14.06.2016
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Heering
Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. Michael Braun

Dudenhofen, 2016



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung –  
Weitergabe unter gleichen Bedingungen 3.0 Deutschland Lizenz  
(CC BY-SA 3.0 DE): <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/de/>

MEINEM GROSSVATER

ERNST WILHELM HÄHRE (\*1922 - †2009)



# Kurzfassung

Die energieeffiziente und umweltschonende Aufbereitung von Trinkwasser gewinnt mit steigender Bevölkerungsdichte zunehmend an Bedeutung. Neben den thermischen und chemischen Verfahren zeichnet sich die Wasseraufbereitung mittels ultravioletter Strahlung durch niedrigen Energiebedarf und nicht benötigtem direkten Kontakt zum Wasser aus. Die hierfür eingesetzten Nieder- und Mitteldruck-UV-Lampen weisen hohe UV-Strahlungsausbeuten bis zu 40 % oder elektrische Leistungsdichten bis 18 W/cm auf, erreichen jedoch kurze Lebensdauern unter 16.000 Stunden.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Entwicklung und Untersuchung eines neuartigen UV-Lampensystems, welches die Vorteile der Nieder- und Mitteldrucklampen zusammenführt und den Leistungsbereich zwischen beiden Lampentypen abdecken kann. Um dieses Ziel zu erreichen, bieten hochbelastete Niederdruck-Induktionslampen die besten Voraussetzungen. Daher werden in dieser Arbeit Induktionslampen mit Lampenleistungen von  $P_{\text{Lampe}} \leq 1250 \text{ W}$  entwickelt und untersucht. Hochleistungs-Induktionslampen der hier angestrebten Leistungsklasse sind am Markt nicht existent, da sie bisher nicht effizient betrieben werden konnten. Eine wirtschaftliche Erhöhung der Lampenleistung bedeutet vor allem auch die Erreichung von hohen Wirkungsgraden mit elektronischen Vorschaltgeräten. Am Markt verfügbare Systeme basieren auf Leistungstransistoren aus Silizium (Si) und sind daher in ihrer Ausgangsleistung begrenzt. Hohe Leistungen werden immer noch mit Röhrenverstärkern bei niedrigen Wirkungsgraden erzeugt. Im Rahmen dieser Arbeit werden deshalb neue Leistungstransistoren aus Siliziumkarbid (SiC) untersucht, um ihre Tauglichkeit für den Einsatz in Resonanz-Wechselrichtern für Schaltfrequenzen von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$  nachzuweisen. Die Ergebnisse der statischen und dynamischen Transistorcharakterisie-

rung werden schließlich anhand von zwei resonanten Vollbrückenwechselrichtern mit Nullspannungs-Schaltentlastung mit dem Einsatz von selbstleitenden Sperrschicht- und selbstsperrenden Metalloxid-Halbleiterfeldeffekttransistoren unterstützt. Bei diesen hohen Schaltfrequenzen werden mit den SiC-Transistoren Halbleiterwirkungsgrade von über 96 % möglich.

Die Hochleistungs-Induktionslampen für das UV-Lampensystem werden in dieser Arbeit neu entwickelt und erstmals vorgestellt. Es werden Induktionslampen unterschiedlicher Leistungsklasse mit verschiedenen Füllungen untersucht. Zur Erreichung höherer Strahlungsausbeuten bei hoher Lampenleistung werden folgende Parameter der Lampen variiert: Volumen des Entladungsraumes, Puffergasdruck, Lampenleistung und Kaltkammer-Temperatur. Weiterhin wird der gepulste Betrieb der Lampen untersucht. Die Ergebnisse der Strahlungsmessung machen damit die grundsätzlichen Zusammenhänge zwischen Lampenleistung, Puffergasdruck, Kaltkammer-Temperatur und Spektrum der Lampe für die Verwendung von Quecksilber als Leuchtmetall deutlich. Die Charakterisierung der elektrischen Lampeneigenschaften hilft schließlich zusätzlich, das Vorschaltgerät optimal auf die Lampe anzupassen.

Mit den hier entwickelten UV-Induktionslampen und dem MHz-Wechselrichter mit selbstleitenden SiC-Sperrschichtfeldeffekttransistoren (JFET) wird ein Systemwirkungsgrad von mehr als 27 % nachgewiesen, welcher zwischen den beiden bisherigen UV-Systemen einzuordnen ist.

# Abstract

With increasing population density, water treatment in an energy efficient and environmentally friendly manner steadily takes on more significance. Besides thermal and chemical methods, water treatment based on ultraviolet radiation facilitates low energy consumption and physical insulation from water. Nowadays, the utilized low- and medium-pressure UV-lamps offer either high energy efficiencies up to 40 % or high UV-power densities up to 18 W/cm. However, lifetime of the lamps is less than 16.000 hours.

This thesis presents the design and investigation of a novel UV-lamp-system, which aims to link the advantages of low- and medium-pressure discharge lamps and to cover the power range between both lamp types. For achieving this aim, highly ballasted low-pressure induction lamps fulfil the requirements best. Therefore, this thesis presents the development and investigation of induction lamps with lamp powers up to  $P_{\text{lamp}} \leq 1250 \text{ W}$ . High-power induction lamps of such high power levels do not exist commercially, since up to now their operation was not possible in an efficient way. Increasing the lamp power economically means especially achieving high efficiencies with electronic control gears. Commercially available systems are based on power transistors made of silicon (Si) and are limited in output power. Nevertheless, high power levels are still supplied using electron tube amplifiers at low efficiencies. In the course of this thesis, new power transistors made of silicon carbide (SiC) are investigated against the background of their application in resonant-mode inverters at switching-frequencies of  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$ . The experimental results of static and dynamic transistor characterisation are finally supported by two prototypes of resonant full-bridge inverters that are equipped with normally-on junction field-effect transistors and metal-oxide semiconductor field-effect transistors. Using

SiC-transistors, efficiencies of the power stage of more than 96 % proved to be possible at these high switching-frequencies.

The high-power induction lamps for the UV-lamp-system are newly developed and presented within the course of this thesis for the first time. Induction lamps of different power levels with different fillings are tested and characterized. To achieve higher radiant efficiency at high lamp power the following lamp parameters are varied: volume of the discharge chamber, buffer gas pressure, lamp power and „cold spot“ temperature. Furthermore, the pulsed operation of the lamps is investigated. The radiation measurements demonstrate the basic relations between lamp loading, buffer-gas pressure, „cold spot“ temperature and spectral irradiance while using mercury as radiating species. Finally, the electrical lamp characteristics support to optimally match the control gear with the lamp.

A system efficiency of some more than 27 % is verified with the prototype UV-induction lamp system, when operated with the MHz-inverter that is equipped with SiC-junction field-effect transistors (JFET). This efficiency positions between the two previous UV-systems.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation und Zielsetzung	5
1.2	Gliederung	6
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Induktiv gekoppelte Plasmen (ICP) und Lampen	9
2.1.1	Funktionsprinzip	11
2.1.2	Elektrische Modellbildung	19
2.1.3	Stromversorgung von Induktionslampen und ICP	22
2.2	Siliziumkarbid (SiC) Leistungshalbleiterschalter	24
2.2.1	Vertikaler Sperrschicht-Feldeffekttransistor (JFET)	25
2.2.2	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOSFET)	33
2.2.3	Schaltverlustleistung	38
2.3	Schaltentlastung - ZVS und ZCS	43
2.4	ZVS Vollbrückenwechselrichter (ZVS-VB)	45
<b>3</b>	<b>Systementwurf von 2 MHz-Wechselrichtern für Multikilowatt-Induktionslampen</b>	<b>55</b>
3.1	Lampenkörper für 0,5 kW und 1,2 kW Induktionslampen	55
3.1.1	Abschätzung der Lampenparameter	56
3.1.2	Hohlraumkoppler	59
3.2	Schwingkreisberechnung	61
3.3	Auswahlkriterien für SiC-Leistungstransistoren für den MHz-Betrieb	66
3.3.1	Bauteilgütezahlen - Figures of Merit (FOM)	67
3.3.2	Bauteilgütezahl für resonante Anwendungen	69

3.3.3	Maximale Schaltfrequenz der Leistungstransistoren . . .	70
3.3.4	Gate-Treiberleistung . . . . .	72
3.3.5	Modellierung der Schaltverlustenergien unter ZVS . . .	73
3.3.6	Thermische Eigenschaften . . . . .	75
3.4	Ansteuerung von SiC-Transistoren . . . . .	79
3.4.1	Optimierte Kaskodenschaltung für selbstleitende JFETs .	80
3.4.2	Treiberkonzept für SiC-MOSFETs . . . . .	82
3.4.3	Potenzialgetrennter Gleichspannungswandler für MHz- Gatetreiber . . . . .	84
3.5	Wechselrichterauslegung für 2 MHz . . . . .	86
3.5.1	ZVS Vollbrückenwechselrichter . . . . .	87
<b>4</b>	<b>Messmethoden und experimentelle Aufbauten . . . . .</b>	<b>93</b>
4.1	Transistoruntersuchung für den Einsatz in MHz-Resonanzwech- selrichtern . . . . .	93
4.1.1	Statische Transistorkennlinie . . . . .	93
4.1.2	Dynamisches Schaltverhalten von Transistoren . . . . .	95
4.2	Aufbau eines 2 MHz-Wechselrichtersystems . . . . .	97
4.2.1	Erzeugung der Ansteuersignale . . . . .	98
4.2.2	Leistungsteil . . . . .	99
4.2.3	Resonanzdrosseln . . . . .	102
4.2.4	Hochfrequenz-Transformator . . . . .	108
4.3	Wirkungsgradmessung am Wechselrichterleistungsteil . . . . .	112
4.3.1	Kalorimetrische Verlustleistungsbestimmung . . . . .	113
4.3.2	Messung der Ausgangsleistung . . . . .	114
4.4	Betriebsführung des Wechselrichtersystems . . . . .	115
4.4.1	Strommessung . . . . .	115
4.4.2	Spannungsmessung . . . . .	117
4.4.3	Leistungsmessung . . . . .	120
4.5	Herstellung eines Lampensystems . . . . .	126
4.5.1	Aufbau des Lampenkopplers . . . . .	126
4.5.2	Fertigung der Induktionslampen . . . . .	129

4.6	Strahlungsmessung an UV-Lampen . . . . .	131
4.6.1	Messunsicherheiten . . . . .	136
4.6.2	Ozonabsorption . . . . .	136
<b>5</b>	<b>Messergebnisse . . . . .</b>	<b>139</b>
5.1	Statische Charakterisierung der Transistoren . . . . .	139
5.1.1	Durchlassverhalten . . . . .	139
5.1.2	Überspannungsperrverhalten . . . . .	150
5.2	Dynamische Charakterisierung der Transistoren . . . . .	151
5.3	Gegenüberstellung der Bauteile . . . . .	164
5.4	Charakterisierung der ZVS-Vollbrückenwechselrichter . . . . .	169
5.5	Lampencharakterisierung . . . . .	177
5.5.1	Strahlstärkeverteilung . . . . .	178
5.5.2	Hg-Füllung . . . . .	179
<b>6</b>	<b>Bewertung des Gesamtsystems Lampe &amp; Wechselrichter . . . . .</b>	<b>211</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung . . . . .</b>	<b>219</b>
<b>8</b>	<b>Ausblick . . . . .</b>	<b>223</b>
<b>A</b>	<b>Anhang . . . . .</b>	<b>225</b>
A.1	Kernverluste Eisenpulver . . . . .	225
A.2	Kernverluste Amidon 61 . . . . .	226
	<b>Abbildungsverzeichnis . . . . .</b>	<b>227</b>
	<b>Tabellenverzeichnis . . . . .</b>	<b>247</b>
	<b>Abkürzungsverzeichnis . . . . .</b>	<b>251</b>
	<b>Literaturverzeichnis . . . . .</b>	<b>259</b>
	<b>Veröffentlichungen des Autors . . . . .</b>	<b>275</b>
	<b>Betreute Abschlussarbeiten . . . . .</b>	<b>279</b>

<b>Danksagung</b> . . . . .	<b>281</b>
-----------------------------	------------

# 1 Einleitung

Wasser ist die Grundlage für Leben und die Entstehung von Zivilisationen. Die steigende Bevölkerungsdichte in modernen Ballungsräumen und Metropolregionen, wie z.B. Tokio, Jakarta oder Delhi, führt zu verstärkter Verschmutzung des natürlich vorkommenden Wassers. Insbesondere Menschen in Entwicklungsländern und Regionen mit ausschließlich vorkommendem Oberflächenwasser haben oft nur erschwerten oder gar keinen Zugang zu sauberem Wasser. So lebten 2015 weltweit ca. 2,4 Milliarden Menschen unter widrigen hygienischen Umständen unterhalb des weltweit geltenden hygienischen Mindeststandards von denen ca. 700 Millionen Menschen unter Trinkwassermangel litten [1].

Die Wasseraufbereitung mittels ultravioletter (UV) Strahlung ist eine sehr energieeffiziente und umweltschonende Technologie. Thermische und chemische Verfahren benötigen mehr Primärenergie und es werden Chemikalien eingesetzt, welche den Geschmack des Wassers negativ beeinflussen. Zur Erzeugung von UV-Strahlung kommen aktuell ausschließlich Gasentladungslampen mit einer Quecksilber (Hg)-Füllung zum Einsatz, wie z.B. Niederdruck- (LP) und Mitteldrucklampen (MP). Der nutzbare Wellenlängenbereich für die UV-Desinfektion liegt im UV-C ( $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 280 \text{ nm}$ ). Die wichtigsten Eigenschaften konventioneller Lampentypen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Tabelle 1.1: Vergleich von Nieder- und Mitteldruck-Quecksilberentladungslampen [2].

Eigenschaft	Niederdruck		Mitteldruck	Einheit
	Hg	Amalgam	Hg	
Leistungsbereich	5 - 150	50 - 800	> 400	W
Volumenleistungsdichte $\psi$	0,2 - 0,5	0,7	10,8	W/cm <sup>3</sup>
typ. UV-C-Effizienz	40	35	15	%
spez. UV-C-Strahlungsfluss	0,1 - 0,5	1,5 - 2	12 - 18	W/cm
Temperatur	0 - 40	70 - 90	600 - 900	°C
Lebensdauer	9.000	16.000	1.500 - 10.000	h

LP-Lampen sind jeweils mit Hg- oder Amalgam-Füllung verfügbar, während MP-Lampen ausschließlich mit Hg gefüllt werden. Eine wichtige Größe der Lampen ist die auf die Lampenlänge bezogene spezifische elektrische Leistung. Abbildung 1.1 zeigt die typische UV-C-Effizienz als Funktion der spezifischen elektrischen Leistung der konventionellen UV-Lampen.

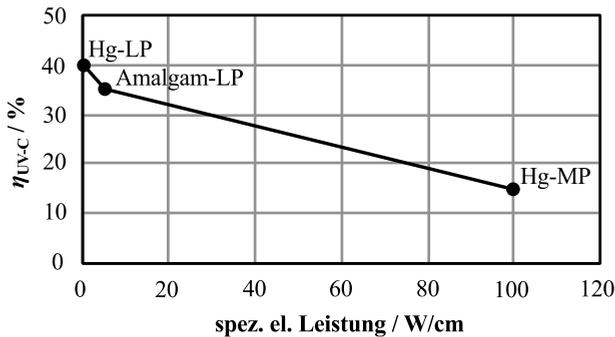


Abbildung 1.1: UV-C Effizienz konventioneller UV-Lampen als Funktion der spezifischen elektrischen Leistung

An der Kurve kann man erkennen, dass je nach Lampentyp entweder sehr energieeffiziente Systeme großen Bauvolumens oder sehr kompakte Systeme niedriger Energieeffizienz realisierbar sind. Ein UV-System mit einer Leistungsdichte zwischen beiden Lampentypen, aber einer nur geringfügig niedrigeren Effizienz als die der LP-Lampe existiert bisher nicht.

Viele technische Anwendungen erfordern meist eine höhere Leistungsdichte als konventionelle Niederdrucklampen aufweisen, weshalb MP-Hg-Lampen mit

---

bis zu 120 W/cm zum Einsatz kommen [3, 4]. Diese Lampen weisen eine UV-C-Effizienz von 15 % (vgl. Tabelle 1.1) und eine sehr kurze Lebensdauer zwischen 1.500 h und 10.000 h je nach Leistungsdichte auf. LP-Lampen hingegen erzeugen einen UV-C-Strahlungsfluss unter 2 W/cm Lampenlänge. Die Lampenlebensdauer einer Hg-LP-Lampe liegt jedoch bei 9.000 h und die einer Amalgam-LP-Lampe mit Longlife Beschichtung bei über 16.000 h [2].

Es liegt nahe, den Leistungsbereich zwischen LP- und MP-Lampen mit einer hochbelasteten LP-Lampe zu bedienen. Eine weitere Leistungssteigerung bei LP-Lampen durch die Anhebung des Lampenstromes ist jedoch aufgrund der Emittererschöpfung der Elektroden und der damit verbundenen Lebensdauerverkürzung nicht sinnvoll. Die Kombination einer hohen Leistungsdichte von Mitteldrucklampen mit der hohen Effizienz einer Niederdrucklampe ist daher ein angestrebtes Ziel aktueller Forschungsarbeiten. Eine Möglichkeit zur Erreichung dieses Ziels stellt der Einsatz einer elektrodenlosen hochbelasteten Induktionslampe [5] mit einem elektronischen Vorschaltgerät (EVG) dar. Diese Lampen ermöglichen hohe Lampenlebensdauern bei hoher Systemeffizienz, erfordern jedoch hohe Betriebsfrequenzen im MHz-Bereich. Für eine hohe Plasmaeffizienz hat sich der Frequenzbereich von  $2,0 \text{ MHz} \leq f \leq 3,39 \text{ MHz}$  als optimal herausgestellt [6] und wird deshalb auch im Frequenznutzungsplan der Bundesnetzagentur für induktive Anwendungen berücksichtigt [7].

Der limitierende Faktor, der die praktische Realisierung von Induktionslampen mit hohen Leistungen im Kilowatt-Bereich bisher verhindert hat, ist in der Technologie für elektronische Vorschaltgeräte für solche Lampen zu finden. Um die benötigten hohen Schaltfrequenzen zu realisieren, müssen Resonanzwandler eingesetzt werden, welche hohe Leistungsdichten und Wirkungsgrade erreichen können. Abbildung 1.2 zeigt das Schaltbild eines konventionellen EVGs mit Leistungsfaktorkorrekturschaltung für Leuchtstofflampen. Die netzseitige Wechselspannung wird mit  $D_1$  bis  $D_4$  gleichgerichtet und die Netzstromaufnahme mit Hilfe eines Hochsetzstellers (HSS) geregelt. Die Zwischenkreisgleichspannung  $U_{DC}$  wird durch eine Transistorhalbbrücke, bestehend aus  $M_2$  und  $M_3$ , in eine Rechteckausgangsspannung umgeformt. Diese Rechteckspannung wird mittels Serienkondensator  $C_S$  von ihrem Gleichanteil befreit und durch den Serien-

Parallel-Schwingkreis, bestehend aus  $L_s$  und  $C_p$ , am Ausgang nahezu zu einer Sinusspannung geglättet.

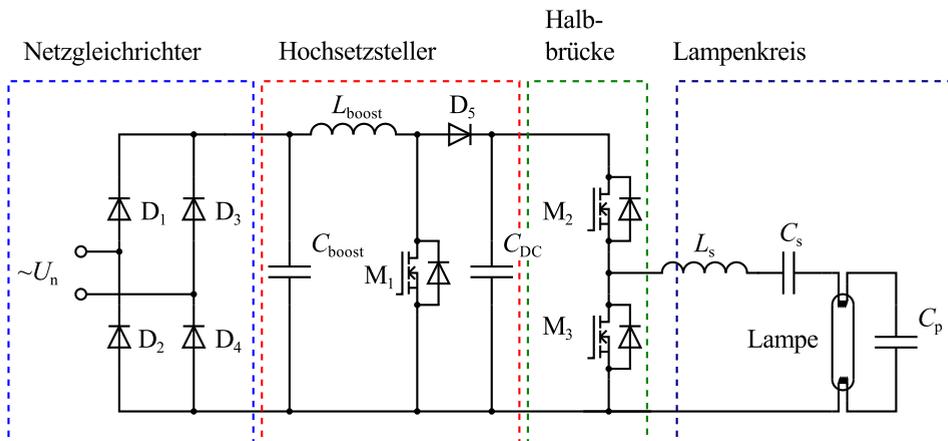


Abbildung 1.2: Schaltbild eines elektronischen Vorschaltgerätes mit Leistungsfaktorkorrekturschaltung für Leuchtstofflampen auf Basis des Halbbrückenwechselrichters und einem Serien-Parallel-Schwingkreis, gemäß [8, 9]

Die Schaltfrequenzen der EVGs für Leuchtstofflampen liegen im Bereich zwischen 25 kHz und 100 kHz. EVGs für Hochdruck-Gasentladungslampen hoher Leistung bis in den kW-Bereich basieren meist auf dem ZVS-Vollbrückenwechselrichter und arbeiten bei Schaltfrequenzen bis 300 kHz.

Die Erhöhung der Ausgangsleistung war bislang aufgrund der verfügbaren Leistungshalbleiterschalter nur in begrenztem Maß möglich. So kommen für Generatoren sehr großer Ausgangsleistung weiterhin Röhrenverstärker zum Einsatz, welche eine maximale Effizienz von nur 65 % erreichen [10]. Die fortschreitende Entwicklung der Transistortechnologie für Sperrspannungen von 1200 V versprechen, die Verluste in dem Vorschaltgerät signifikant zu reduzieren, um damit die Systemleistung weiter zu erhöhen. Neue, aus dem Halbleitermaterial Siliziumkarbid (SiC) prozessierte, Leistungshalbleiterschalter sind seit dem Jahr 2010 als Serienprodukt erhältlich. Diese Leistungshalbleiterschalter weisen signifikant kleinere Durchlasswiderstände, geringere Schaltverluste und besseres thermisches Verhalten im Vergleich zu ihren Gegenstücken aus Silizium (Si) in dieser Spannungsklasse auf. Speziell für Hochfrequenzanwendungen optimierte

Si-MOSFETs weisen zwar sehr hohe Schaltgeschwindigkeiten auf, jedoch schlagen sich die benötigte Chipfläche, spezielle Fertigungsverfahren und geringe Stückzahlen im Preis nieder. Leistungstransistoren hingegen werden in großer Stückzahl zu günstigen Preisen hergestellt. Hochfrequenz-Stromversorgungen würden daher, auch als Nischenprodukt, von den Preisen und der Verfügbarkeit konventioneller Leistungstransistoren profitieren und wichtige Anwendungsgebiete der Prozesstechnik erschließen. Hierzu gehören insbesondere Induktionsprozesse zur Erwärmung, Plasmaprozesse oder induktive Energieübertragung für die kontaktlose Ladung von batteriebetriebenen Fahrzeugen. Ein ausführlicher Nachweis der Tauglichkeit von SiC-Leistungstransistoren für Schaltfrequenzen um 2 MHz wurde in der jüngeren Vergangenheit jedoch nicht durchgeführt. Diese Arbeit soll daher einen Beitrag zu diesem Nachweis am Beispiel von Hochfrequenz-EVGs (HF-EVG) für Hochleistungsinduktionslampen leisten. Hierfür werden im Rahmen dieser Arbeit aus SiC verfügbare Sperrschicht-Feldeffekttransistoren (JFET, engl. junction field-effect-transistor) und Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistoren (MOSFET, engl. metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor) untersucht. Diese neuen SiC-Leistungshalbleiter versprechen viele positive Bauteileigenschaften, sowohl statischer als auch dynamischer Art. Ihre Einschränkungen erfordern jedoch die Berücksichtigung eines ganzheitlichen Entwurfsansatzes für die Schaltungsentwicklung.

## 1.1 Motivation und Zielsetzung

Induktionslampen für die Allgemeinbeleuchtung, welche mit einem Streufeldkoppler betrieben werden, sind am Markt bis zu Lampenleistungen von 185 W verfügbar. Sie werden mit HF-EVGs betrieben, welche ausreichend kompakt und effizient sind, sodass Lichtausbeuten von 74 lm/W erreicht werden können. Für die Erzeugung von UV-Strahlung für technische Zwecke ist diese Leistung jedoch nicht ausreichend. Ein Flaschenhals für höhere Lampenwattagen waren bisher die elektronischen Vorschaltgeräte, welche mit Si-Transistoren selbst bei kleiner elektrischer Ausgangsleistung nur mäßige Wirkungsgrade  $\eta < 90\%$  erreichten. Elektrodenbehaltete UV-Lampen weisen entweder kleine Leistungs-

dichten oder niedrige Strahlungsausbeuten auf, sowie jeweils begrenzte Lebensdauern. Um eine Lösung für den Bereich zwischen Nieder- und Mitteldruckstrahlern zu finden, dokumentiert diese Arbeit die Untersuchungen zur Machbarkeit von HF-EVGs für hochbelastete Induktionslampen auf Basis von Siliziumkarbid-Transistoren für Lampenleistungen von  $P_L \geq 1000$  W. Dies erfordert die Untersuchung unterschiedlicher Fragestellungen, um weiterhin einen mit kommerziell verfügbaren EVGs für Gasentladungslampen vergleichbaren Systemwirkungsgrad zu erzielen.

Es werden sowohl die statischen, als auch die dynamischen Eigenschaften der SiC-Transistoren untersucht und die Messergebnisse mit Hinblick auf den Einsatz von SiC-Transistoren in MHz-Wechselrichtern bewertet. Die Machbarkeit solcher HF-EVGs soll in dieser Arbeit anhand eines hochfrequent getakteten Vollbrückenwechselrichters gezeigt werden, der durch resonante Schaltentlastung einen hohen Wirkungsgrad erreichen kann. Die hohe benötigte Lampenleistung erfordert den Betrieb des Wechselrichters mit einer Eingangszwischenkreisspannung von 800 V.

Neben der Zielsetzung einen MHz-Wechselrichter mit SiC-FETs zu realisieren, soll die Machbarkeit hochbelasteter Induktionslampen untersucht werden, weshalb verschiedene Induktionslampen gefertigt und charakterisiert werden.

## 1.2 Gliederung

Die vorliegende Arbeit löst die Problemstellung auf Grundlage eines Systemansatzes. Aus diesem Grund stellt Kapitel 2 die grundlegenden Zusammenhänge und Funktionsprinzipien zwischen induktiv gekoppelten Plasmen, Siliziumkarbid (SiC) Leistungshalbleiterschaltern und HF-EVGs dar. Diese Grundlagen dienen anschließend in Kapitel 3 für den Ansatz eines Systementwurfes für das Lampe-Wechselrichter-System, welcher die wichtigsten Schlüsselparameter der SiC-Transistoren berücksichtigen muss. Kapitel 4 dokumentiert die praktische Umsetzung der Entwurfsergebnisse in ein funktionierendes Laborsystem und die dazugehörigen Messaufbauten. Kapitel 5 stellt die Messergebnisse dar und diskutiert diese. Die Messergebnisse werden anschließend in Kapitel 6 mit kon-

ventionellen Systemen verglichen und die Vor- und Nachteile des neuen Systems verdeutlicht. Die Arbeit endet mit einer kurzen Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse in Kapitel 7 und einem Ausblick in Kapitel 8.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel erfolgt eine zusammengefasste Darstellung der Grundlagen induktiv gekoppelter Plasmen und Lampen, sowie der Anforderungen an deren Stromversorgung. Ein Vergleich aktueller Siliziumkarbid-Leistungstransistoren und der zugehörigen Gatetreiberschaltungen bildet die Grundlage für eine Realisierung von HF-Resonanzwechselrichtern. Die Reduzierung von Schaltverlustenergien ist zudem ein wesentlicher Gesichtspunkt zur Erreichung der geforderten hohen Wechselrichterwirkungsgrade. Zwei gängige Methoden sind das Nullspannungs- (ZVS) und Nullstromschalten (ZCS), welche in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden. Als Plasmastromversorgung erscheinen zunächst zwei resonant betriebene Schaltungen als geeignet: Der ZVS-Vollbrückenwechselrichter (ZVS-VB) und der ZVS-Dreipunktwechselrichter mit geklemmtem Spannungsmittelpunkt (ZVS-3L-NPC). Ihre grundlegende Funktion wird erläutert und dient als Grundlage für die Erarbeitung einer Stromversorgung für induktiv gekoppelte Lampen hoher Leistung im weiteren Verlauf dieser Arbeit.

### 2.1 Induktiv gekoppelte Plasmen (ICP) und Lampen

Bereits im Jahr 1891 hat Nicola Tesla die Lichterzeugung mittels hochfrequenter Wechselfelder hoher Spannung patentiert [11]. Zu etwa gleicher Zeit veröffentlichte Thomson einen Artikel über elektrodenlose Entladungen [12] und im Jahr 1900 folgte durch Hewitt die Vorstellung der Lichterzeugung mittels Induktion [13]. Erst der rasante Fortschritt der Mikroelektronik führte schließlich zu einer Kommerzialisierung von Induktionslampen für die Allgemeinbeleuchtung [14, 15]. Die grundlegenden Prinzipien der heutigen Induktionslampen haben dabei Hewitt [13], Smith [16] und Bethenod [17] erfunden. Anderson [18–21] hat für General Electric mehrere Induktionslampen erfunden, von denen die

GENURA<sup>TM</sup>-Lampe ein kommerzielles Produkt wurde. Weitere Meilensteine waren die Markteinführungen der QL<sup>TM</sup>-Lampe von Philips [22] mit Hohlraumkoppler (siehe Abbildung 2.1 nach Bethenod [17]) und der Endura<sup>TM</sup>-Lampe von OSRAM [23] als Ringentladungslampe (siehe Abbildung 2.2 nach [18, 23]). Die QL<sup>TM</sup>-Lampe verursacht durch ihren Aufbau nur geringe optische Abschattungsverluste, wodurch sie eine effiziente Strahlungserzeugung bei kompakter Baugröße ermöglicht.

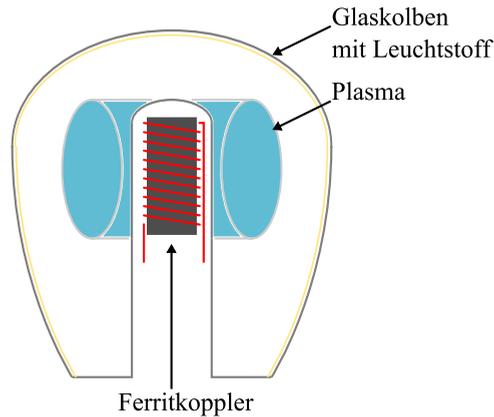


Abbildung 2.1: Querschnittsskizze der Induktionslampe mit internem Hohlraumkoppler nach Bethenod [17]

Induktionslampen weisen höhere Elektronendichten als elektrodenbehaftete Lampen auf [24], was zu höheren Puffergastemperaturen führt. Deshalb sind entweder eine Temperierung des kältesten Punktes am Lampenkörper (engl. „cold spot“ - CS) oder der Einsatz eines Amalgams notwendig, um den Hg-Partialdruck optimal einzustellen. Dadurch ist die Erzeugung der UV-Strahlung ebenso effizient wie bei konventionellen LP-Lampen mit Elektroden. Die UV-Strahlung wird mit Leuchtstoffen in sichtbares Licht umgewandelt, die auch für konventionelle Leuchtstofflampen verwendet werden. Des Weiteren handelt es sich bei diesen Lampen ausschließlich um Niederdruckgasentladungslampen. Hochdruckgasentladungslampen werden zwar in einigen Patentschriften [25–27] beschrieben, jedoch bisher nicht vermarktet.

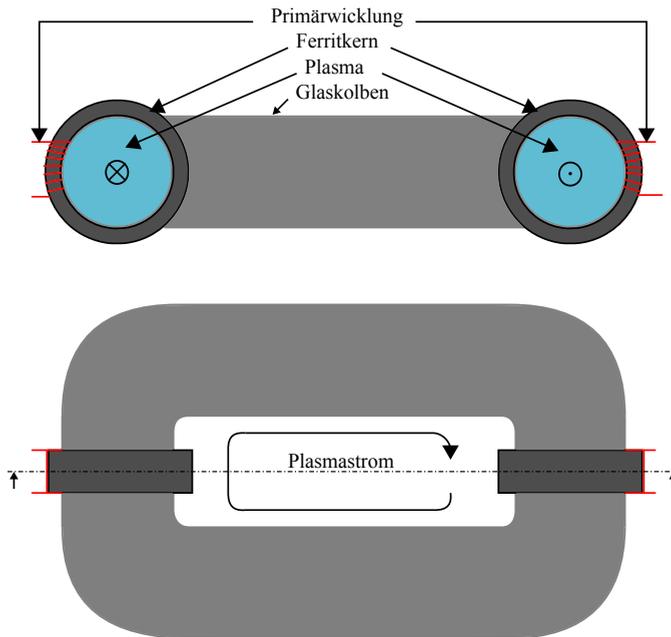


Abbildung 2.2: Querschnittsskizze der Induktionslampe mit Ringentladung gemäß [18, 23]

### 2.1.1 Funktionsprinzip

Die grundlegenden Funktionsprinzipien von elektrodenlos angeregten Plasmen hat Thomson [28] 1927 vorgestellt. Induktiv gekoppelte Plasmen (engl. ICP) und Induktionslampen funktionieren demnach grundsätzlich durch die Energieübertragung mittels hochfrequentem Magnetwechselfeld und zeigen dabei vergleichbares Verhalten, wie die positive Plasmasäule von elektrodenbehafteten Nieder- und Hochdrucklampen. [15] Für die Erzeugung einer Gasentladung wird immer ein elektrisches Feld benötigt, welches das Gas im Entladungsgefäß ionisieren kann. Bei ICP wird zu diesem Zweck eine Spule mit einem hochfrequenten Wechselstrom beaufschlagt und um ein Entladungsgefäß gewickelt oder innerhalb des Entladungsgefäßes positioniert. Abbildung 2.3 illustriert die zwei häufigsten Konfigurationen von ICP, das Magnetfeld der Spule in das Entladungsgefäß einzukoppeln. Der Entladungsraum von Induktionslampen ist normalerweise mit einem Puffergas wie z.B. Argon (Ar) und einem Leuchtmetall wie z.B. Hg gefüllt.

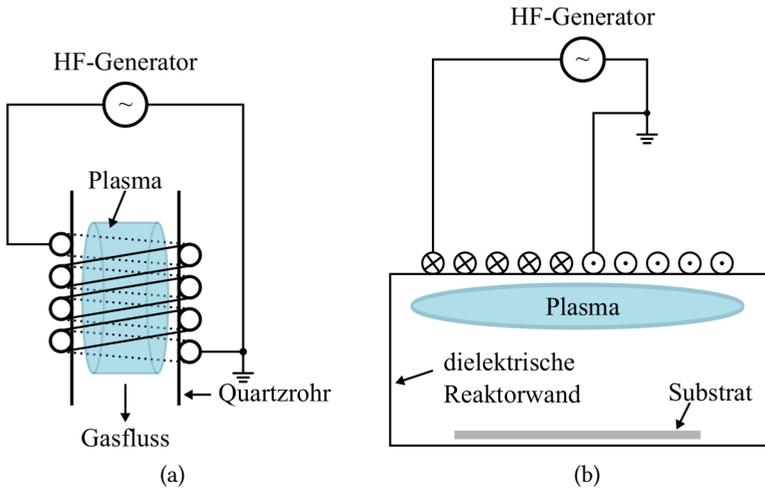


Abbildung 2.3: Skizze verschiedener ICP Spulenanordnungen, gemäß [29, 30].  
 (a) Offener Entladungsraum mit Gasdurchfluss und außen angebrachter Spule. Das ICP wird lokal erzeugt und die entstehenden Ionen werden durch den Gasfluss zu dem behandelten Substrat transportiert. (b) Geschlossener Entladungsraum mit externer Planarspule, welche nicht mit dem Plasma in Kontakt kommt. Durch Anlegen eines Potentials an den Substratträger, werden die entstehenden Ionen des ICP zur Substratoberfläche beschleunigt.

Ähnlich wie in einer elektrodenbehafteten Lampe werden die vorhandenen freien Ladungsträger zunächst durch eine Spannung beschleunigt. Die hierzu nötige Spannung resultiert aus der Windungsspannung der stromdurchflossenen Spule nach Gleichung (2.1).

$$U_n = L \cdot \frac{di}{dt} \cdot \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

Hier sind  $U_n$  die induzierte Spannung einer einzelnen Spulenwindung,  $L$  die Induktivität der zur Einkopplung verwendeten Spule,  $\frac{di}{dt}$  die zeitliche Ableitung des durch die Spule fließenden Stromes und  $n$  die Windungszahl der Spule. Das anliegende elektrische Feld  $E_0$  zwischen den einzelnen Spulenwicklungen muss dabei so groß sein, dass einige freie Elektronen eine so hohe Geschwindigkeit erreichen, dass ihre kinetische Energie  $W_{\text{kin}}$  größer als die Ionisationsenergie der

Neutralteilchen  $W_{\text{ion}}$  wird (siehe (2.2), [31]).

$$\overline{W}_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_e \overline{v}^2 = \frac{(eE_0)^2}{2m_e} t^2 \quad (2.2)$$

$\overline{W}_{\text{kin}}$  repräsentiert die mittlere kinetische Energie eines Elektrons,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $\overline{v}$  die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen,  $e$  die Elementarladung und  $t$  die Zeitspanne der Beschleunigung des Elektrons. Anders herum muss die mittlere freie Weglänge  $\lambda_m$  des neutralen Gases so groß sein, dass die Beschleunigungszeit  $t$  aus (2.2) bei einem gegebenem Wert von  $W_{\text{kin}}$  ausreichend groß ist, so dass  $W_{\text{kin}} \geq W_{\text{ion}}$  wird. Die Feldlinien für das H- und E-Feld, die den Betrieb des ICP beeinflussen, sind in Abbildung 2.4 (a) bis (c) für die in Abbildung 2.3 gezeigten ICP-Reaktoren, sowie für eine Stabspule mit Ferritkern dargestellt.

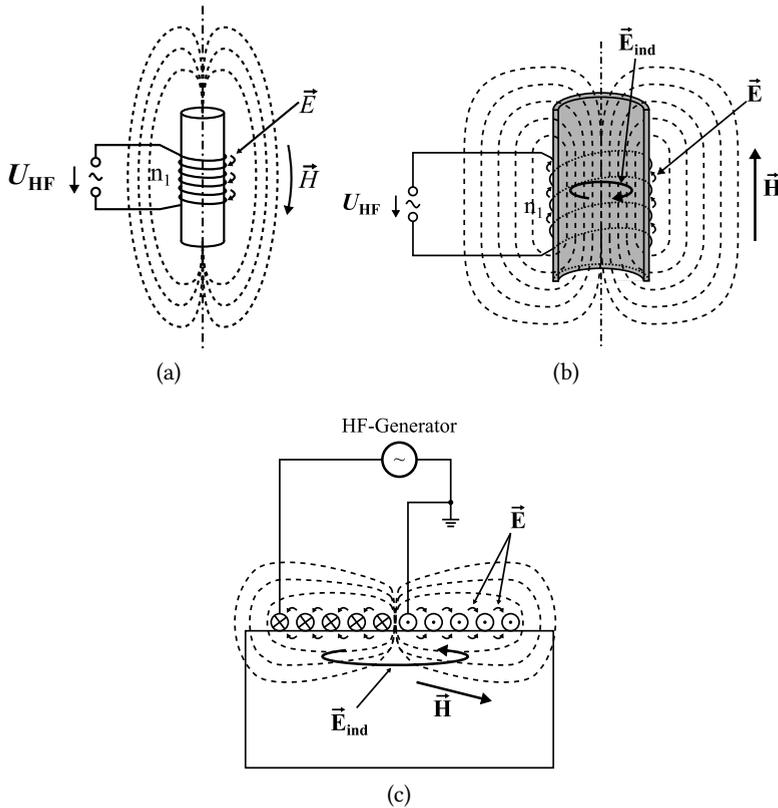


Abbildung 2.4: Darstellung der entstehenden Feldlinien des induzierten H- und E-Feldes, sowie des E-Feldes zwischen den Windungen (a) einer Stabspule mit Ferritkern mit offenem magnetischem Kreis, (b) eines außen angeregten ICPs mittels außen angebrachter Luftspule (vgl. Abbildung 2.3 (a)) und (c) eines von einer Flachspule angeregten ICPs (vgl. Abbildung 2.3 (b)).

Die Entladung von ICP bei kleiner Leistung wird allgemein als kapazitiver Modus oder E-Mode bezeichnet. Hierbei wird die Plasmaleistung durch das E-Feld zwischen den einzelnen Spulenwindungen in das Plasma eingekoppelt. Erst bei größerer Leistung und damit großer Kopplung zwischen der Spule und dem Plasma wechselt die Entladung in den induktiven Modus, auch als H-Mode bezeichnet. In diesem Modus werden die Elektronen vom induzierten E-Feld,  $\vec{E}_{ind}$ , beschleunigt und das Plasma wirkt als Sekundärwicklung zur Spule. Der Übergang von E- nach H-Mode passiert meist abrupt, wenn das induzierte E-Feld  $\vec{E}_{ind}$  mindestens genauso groß wie die benötigte Feldstärke für den E-Mode ist [14].

Der Wechsel von E- nach H-Mode weist eine Hysterese von  $U_{\text{Plasma}}$ ,  $I_{\text{Plasma}}$  und  $P_{\text{Plasma}}$  auf, die von der Frequenz oder dem Fülldruck abhängt [32]. Im H-Mode fließt der Plasmastrom dann im Bereich der Eindringtiefe  $\delta$  entlang der Primärspule, jedoch entgegen der Primärstromrichtung [30,31]. Die vom Plasma absorbierte Leistung  $P_{\text{abs}}$  kann analog zur ohmschen Leistungsaufnahme  $P = I^2 \cdot R$  gemäß (2.3) [32, Gl. (12.1.10-12)] berechnet werden.

$$P_{\text{abs}} = \bar{j}_{\text{Plasma}}^2 \cdot \frac{1}{\bar{\sigma}_0} \cdot V_{\text{Plasma}}, \quad (2.3)$$

wobei  $\bar{j}_{\text{Plasma}}$  die mittlere Stromdichte und  $\bar{\sigma}_0$  die mittlere Plasmaleitfähigkeit sind und  $V_{\text{Plasma}}$  das Plasmavolumen der Lampe oder des Entladungsraumes darstellt, in dem der Plasmastrom fließt. Die mittlere Plasmaleitfähigkeit  $\bar{\sigma}_0$  kann unter Vernachlässigung seines imaginären Anteils (vgl. (2.11)) gemäß (2.4) berechnet werden.

$$\bar{\sigma}_0 = \frac{\bar{n}_e e^2}{m_e \bar{\nu}_m} \quad (2.4)$$

Dabei sind  $\bar{\nu}_m$  die mittlere Plasmastößfrequenz und  $\bar{n}_e$  die mittlere Elektronendichte.

Das Plasmavolumen  $V_{\text{Plasma}}$  hängt von der Eindringtiefe  $\delta$  ab und wird für das von innen bzw. außen angeregte ICP unterschiedlich berechnet, wie an den Querschnittsflächen in Abbildung 2.5 (a) und (b) zu sehen ist.

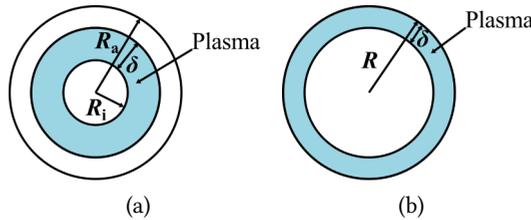


Abbildung 2.5: Querschnitt der von (a) innen und (b) außen angeregten ICP. Anhand dieser Grundflächen wird das Plasmavolumen berechnet.

Für das von innen angeregte ICP gilt allgemein

$$V_{\text{Plasma}} = \pi l \cdot (2 \cdot R_i \cdot \delta + \delta^2), \quad (2.5)$$

wobei  $R_i$  der Außenradius des Innenrohres und  $l$  die Länge des Entladungsraumes sind. Für den Fall, dass die Skintiefe größer als die Dimensionen des Entladungsraumes sind,  $\delta \geq R_a - R_i$ , gilt für das Plasmavolumen (2.6).

$$V_{\text{Plasma}} = \pi l \cdot (R_a^2 - R_i^2) \quad (2.6)$$

$R_a$  entspricht dem Innenradius des Außenrohres. Das Plasmavolumen des von außen angeregten ICP wird entsprechend (2.7) berechnet.

$$V_{\text{Plasma}} = \pi l \cdot (2 \cdot R_a \cdot \delta - \delta^2) \quad (2.7)$$

Für den Fall, dass die Skintiefe sehr viel kleiner als die Dimensionen des Entladungsraumes ist,  $\delta \ll R_a$ , kann der Faktor  $\delta^2$  vernachlässigt werden. Das Plasmavolumen berechnet sich dann gemäß (2.8).

$$V_{\text{Plasma}} = \pi l \cdot 2 \cdot R_a \cdot \delta \quad (2.8)$$

Aus den Formelzusammenhängen (2.3) bis (2.8) ist erkennbar, dass insbesondere die Eindringtiefe  $\delta$  und die Leitfähigkeit  $\sigma_0$  eine wichtige Rolle für die Leistungsaufnahme des ICP darstellen. Beide Größen sind von der Elektronendichte  $n_e$  abhängig, welche wiederum von den Umgebungsbedingungen des Plasmas abhängt.

Für Lampen mit Streufeldkoppler wird die Elektronendichte normalerweise als Schottkyverteilung angenommen, welche gemäß (2.9) [33, (17)] mit Besselfunktionen abgebildet werden kann.

$$n_e(\bar{r}) = C_1 J_0(\beta \bar{r}) + C_2 Y_0(\beta \bar{r}) \quad (2.9)$$

Die Koeffizienten  $C_1$ ,  $C_2$  und  $\beta$  hängen von den Randbedingungen des Entladungsraumes ab. Der Wert von  $\beta$  ist ein Eigenwert von (2.10) und hängt von der Stoßfrequenz  $\nu_m$ , dem Koeffizienten der ambipolaren Diffusion  $D_a$  und dem Außenradius des Entladungsraumes  $R_a = d_a/2$  ab.

$$Y_0(\beta \bar{R}_1) J_0(\beta) - J_0(\beta \bar{R}_1) Y_0(\beta) = 0 \quad (2.10)$$

$\bar{R}_1$  bezeichnet das Verhältnis  $R_i/R_a$  aus Innen- zu Außenradius des Entladungsraumes mit Streufeldkoppler [33].

Abbildung 2.6 (a) zeigt eine typische Elektronendichteverteilung gemäß [24, 32, 34, 35] für den auf den Außendurchmesser  $d_a$  normierten Radius  $\bar{r} = 2 \cdot r/d_a$ . Die Verteilung wurde für ein Verhältnis des Innen- zu Außenwandradius von 0,25 berechnet. Die resultierende Plasmaleitfähigkeit  $\sigma(\bar{r})$  (2.11) ist in Abbildung 2.6 (b) beispielhaft für eine mittlere Elektronendichte von  $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$  und ein Verhältnis der Betriebs- zur mittleren Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz  $\omega/\bar{\nu}_m = 0,38$  dargestellt. Dieses Stoßverhältnis wurde von Dennemann [36] für eine Niederdrucklampe bestimmt und von Lister [33] als „Standard“ für häufig verwendete Lampenfüllungen ausgewählt.

$$\sigma(\bar{r}) = \frac{n_e(\bar{r}) e^2}{m_e (\nu_m + j\omega)} \quad (2.11)$$

Die Lösung der Maxwell-Gleichungen für E- und H-Felder ergibt (2.12) bis (2.14) [33].

$$\mathbf{E}(\bar{r}) = A_1 J_1(\Gamma_p \bar{r}) + A_2 H_1^{(2)}(\Gamma_p \bar{r}), \quad (2.12)$$

mit

$$\Gamma_p^2 = -\frac{j \cdot \alpha_0}{1 + \omega/\nu_m} \quad (2.13)$$

und  $A_1, A_2$  als Koeffizienten und  $J_1, H_1^{(2)}$  als Bessel- und Hankelfunktionen erster Ordnung und

$$\alpha_0 = \mu_0 \omega \sigma_0 r_a^2 = 2 \left( \frac{r_a}{\delta} \right)^2 \quad (2.14)$$

als „Skin“-Faktor. Die E-Feldverteilung für unterschiedliche Werte von  $\alpha_0$  und einem Verhältnis der Betriebs- zur mittleren Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz von  $\omega/\bar{\nu}_m = 0,38$  ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, dass mit steigender Leitfähigkeit die Eindringtiefe des elektrischen Feldes stark abfällt. Das Feld wird in diesem Modell vollständig vom Plasma abgeschirmt, wenn die Eindringtiefe kleiner als die Außenabmessung des Entladungsgefäßes wird.

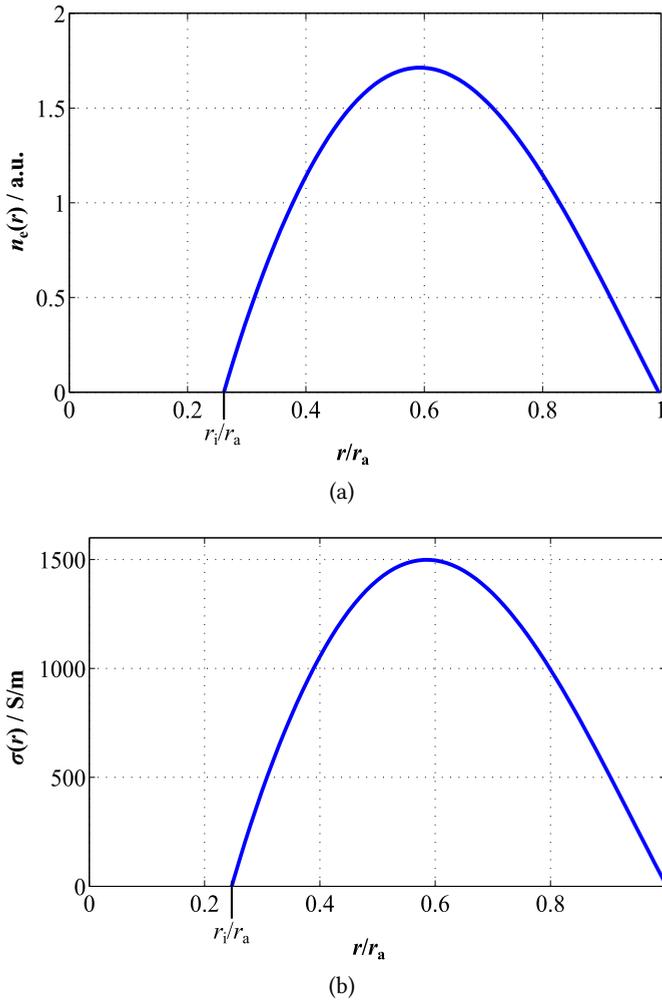


Abbildung 2.6: (a) Typische Elektronendichteverteilung  $n_e(r)$  und (b) die entsprechende Leitfähigkeitsverteilung  $\sigma(r)$  für eine mittlere Elektronendichte von  $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$  und ein Verhältnis von  $\omega/\bar{v}_m = 0,38$ , gemäß [33]. Die Werte wurden als Funktion des normierten Radius des Entladungsraumes aufgetragen.

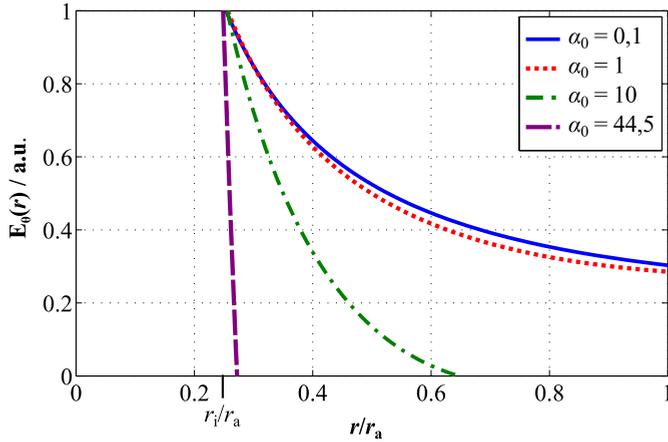


Abbildung 2.7: E-Feldverteilung bei unterschiedlichen Plasmaleitfähigkeiten, gemäß [33]

### 2.1.2 Elektrische Modellbildung

Für die Charakterisierung und Simulation von ICP und Induktionslampen als elektrische Last ist es hilfreich das Plasma mit rein elektrischen Größen in einem Ersatzschaltbild (ESB) beschreiben zu können. Die Energieübertragung von der Primärspule zum Plasma erfolgt mittels Energiespeicherung im magnetischen Wechselfeld und der dadurch hervorgerufenen Induktionsspannung. Dieses Wirkprinzip ist analog zu dem eines Transformators, bei dem das ICP im H-Mode als einzelne Sekundärwicklung mit dem Plasmawiderstand als Last wirkt. Somit weist dieser Transformator ein  $n:1$ -Übersetzungsverhältnis auf. Abbildung 2.8 zeigt das ESB eines mit einer Luftspule betriebenen ICPs, gemäß [37], welches in das ESB des Transformators überführt dargestellt ist. Der kapazitive Anteil, welcher aufgrund des Kapazitätsbelages zwischen Plasma und Induktor entsteht, kann bei einem ICP im H-Mode vernachlässigt werden. Der ohmsche Kupferwiderstand des Induktors ist hierbei als  $R_{Cu1}$ , die Streuinduktivität als  $L_{\sigma 1}$  und die Hauptinduktivität des Induktors als  $L_h$  bezeichnet. Die Sekundärseite des Transformators wird durch das Plasma belastet, welches wiederum als eine Reihenschaltung aus dem Plasmawiderstand  $R_{Plasma}$  und dessen Induktivität  $L_{Plasma}$  dargestellt werden kann. Mittels Messung der primären elektrischen Größen kann man auf die Plasmaparameter des ICPs zurückschließen [37]. Shinomi-

ya [38] hat das Transformatormodell für die Bestimmung der Plasmaparameter einer Induktionslampe mit externer Außenspule herangezogen, um anhand dieser ein Anpassnetzwerk herzuleiten. Hierbei spielt der Koppelfaktor  $k$  zwischen der Primär- und Sekundärseite eine wesentliche Rolle. Über den Koppelfaktor kann das Verhältnis der Streu- zur Hauptinduktivität gemäß (2.15) berechnet werden.

$$k = \sqrt{1 - \frac{L_\sigma}{L_h}} \quad (2.15)$$

Die Hauptinduktivität des Transformators ist mit  $L_h$  bezeichnet. In der Literatur wird angegeben, dass die niedrige Hauptinduktivität von Luftspulen, die außen um ein Entladungsgefäß gewickelt werden, oder der offene magnetische Kreis von Hohlraumkopplern, einen niedrigen Koppelfaktor von  $k \leq 0,7$  im Transformator-ESB aufweisen [37, 39]. Der Koppelfaktor ist von der eingespeisten Lampenleistung und damit dem Lampenstrom und der vorhandenen Elektronendichte abhängig.

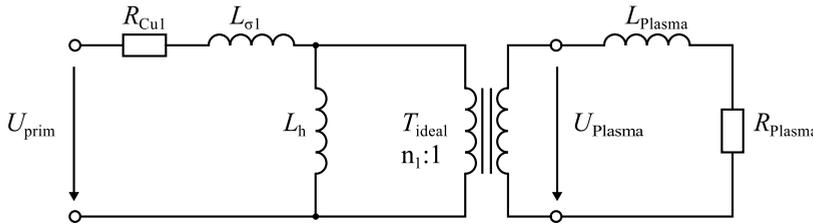


Abbildung 2.8: Ersatzschaltbild des induktiv gekoppelten Plasmas mit induktiver Einkopplung gemäß Piejak [37], welches in ein Transformator-ESB überführt dargestellt ist

Statnic und Tanach [39] haben auf Basis der Formelbeziehungen von Piejak [37] und Wharmby [14] eine Methode zur Berechnung der Plasmaparameter der Induktionslampe mit Hohlraumkoppler dargestellt, welche die primär gemessenen elektrischen Größen anwendet. Aufgrund der verwendeten Ferritspule als Induktor, muss das ESB aus Abbildung 2.8 um die parasitären Eigenschaften des Kopplers erweitert werden. Abbildung 2.9 zeigt das erweiterte ESB einer solchen Lampe. Die parasitäre Wicklungskapazität  $C_W$  und der ohmsche Verlustwiderstand des Ferritkernes  $R_{Fe}$  wurden hinzugefügt und die Plasmagrößen auf die Primärseite bezogen. Die Induktivität und Kapazität des Kopplers können im

Leerlauf ohne Plasma gemessen werden.

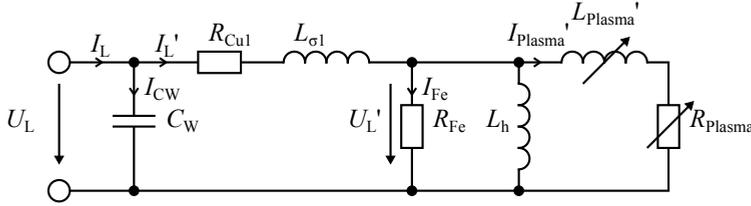


Abbildung 2.9: Ersatzschaltbild des ICP zur Herleitung der Plasmagrößen anhand der primärseitig gemessenen Spannungen und Ströme

Die Eingangsspannung  $U_L$  und der -strom  $I_L$  am Lampenkoppler, sowie deren Phasenwinkel zueinander, werden im Betrieb der Lampe gemessen. Diese ergeben dessen Eingangsimpedanz  $Z_{\text{Plasma}}$ , bestehend aus einer Serieninduktivität  $L_{\text{Plasma}}$  und einem Plasmaersatzwiderstand  $R_{\text{Plasma}}$ . Mittels auf dem ESB aus Abbildung 2.9 basierenden Knoten- und Maschengleichungen kann auf die Plasmagrößen zurückgerechnet werden [39]. Die kapazitive Kopplung der Lampe wird vernachlässigt, da das E-Feld der Wicklung bei steigender Elektronendichte im Plasma vom Plasmastrom selbst abgeschirmt wird [37]. Es gelten die folgenden Knoten- und Maschengleichungen:

$$I_{CW} = \frac{U_L}{X_{CW}} \quad (2.16)$$

$$I'_L = I_L - \frac{U_L}{X_{CW}} \quad (2.17)$$

$$\underline{U}'_L = \underline{U}_L - I'_L \cdot R_{Cu1} - I'_L \cdot X_{L\sigma1} \quad (2.18)$$

$$I'_{\text{Plasma}} = I'_L - \frac{U'_L}{R_{Fe}} - \frac{U'_L}{X_{LK}} \quad (2.19)$$

Anhand dieser Größen kann dann die vom Plasma aufgenommene Leistung berechnet werden. Die Widerstandskennlinie der Lampe als Funktion der Leistung,  $R_{\text{Plasma}}(P_{\text{Lampe}})$ , kann entsprechend bestimmt werden. Die Lampeninduktivität kann für eine optimale Lastanpassung durch einen Serienkondensator kompen-

siert werden, wodurch die Lampe als leistungsabhängige ohmsche Last behandelt werden kann. Bei variierender Lampenleistung muss dieser Kondensator so verstellbar sein, dass in jedem Arbeitspunkt die optimale Leistungsübertragung gewährleistet ist.

### 2.1.3 Stromversorgung von Induktionslampen und ICP

Induktionslampen mit internem Streufeldkoppler werden, wie bereits erwähnt, mit Frequenzen zwischen  $2 \text{ MHz} \leq f \leq 3 \text{ MHz}$  betrieben. Es hat sich gezeigt, dass bei diesen Frequenzen die Plasmaeffizienz im optimalen Bereich liegt und hohe Lichtausbeuten erzielt werden können [6]. Daher basieren Hochfrequenz-EVGs für Induktionslampen ebenso wie EVGs für Leuchtstofflampen meist auf dem resonant betriebenen Halbbrückenwechselrichter, welcher bereits in Kapitel 1 gezeigt ist. Nerone [40, 41] zeigt eine Entwurfs- und Optimierungsmethode eines Halbbrückenwechselrichters für Induktionslampen mit internem Koppler und erreicht damit einen Wirkungsgrad von über 90 % für eine Lampenleistung von 20 W. Miyazaki [42] hat dieses Konzept aufgegriffen und durch den Ersatz des Sättigungstrafos für die Ansteuerung der MOSFET-Gateanschlüsse durch Feedback-Kondensatoren den Wirkungsgrad weiter steigern können. Durch seine Methode lässt sich die Phasenlage zwischen Brückenausgangsspannung und Resonanzstrom optimieren, um weniger Transistorverluste zu erzeugen. Des Weiteren kann mit dieser Methode auf eine separate Resonanzdrossel verzichtet werden. Der Einfluss der Ausgangskapazitäten der verwendeten Transistoren wird von Park [43] mit in die Wechselrichterauslegung einbezogen. Zudem wird gezeigt, wie ein zuverlässiger Startvorgang und ein stabiler Betrieb der Induktionslampe möglich sind. Eine Methode zur Dimmung der Induktionslampe mittels Pulspaketsteuerung stellt Kido [44] vor. Auch er berücksichtigt den Einfluss von Entlastungskondensatoren auf die Wechselrichtereffizienz in seiner Modellbildung. Für die Wasserbehandlung mit größeren Lampenleistungen bis 500 W stellen Takahashi [45] und Yokozeki [46] ein EVG-System auf Basis eines Klasse-E Wechselrichters mit einem separaten Netzwerk zur Impedanzanpassung vor. Durch Nutzung der 50  $\Omega$ -Schnittstelle können sie auf Standardkomponenten der Hochfrequenztechnik zurückgreifen. In kommerziellen Lampen-

systemen wird jedoch eine direkte Anpassung zwischen Lampe und EVG vorgenommen, um ein optimales Systemverhalten zu erzielen und um auf Zusatzkomponenten, wie Anpassnetzwerke mit separater Regelung der Lastimpedanz, verzichten zu können.

Im Gegensatz zu Induktionslampen werden Plasmareaktoren in der Plasma-prozesstechnologie meist mit noch höheren Frequenzen, aufgrund der frei nutzbaren industriellen Frequenzen 13,56 MHz und 27,12 MHz des ISM-Bandes [7], betrieben [35]. Die dazu verwendeten Stromversorgungen basieren für kleinere Leistungen hauptsächlich auf Klasse E und für mittlere Leistungen auf Klasse DE Halbleiterverstärkern, die auf Lastimpedanzen von 50  $\Omega$  angepasst sind. Große Leistungen im 50 kW-Bereich werden überwiegend mit Röhrenverstärkern bei niedrigem Wirkungsgrad  $\eta \leq 65\%$  erzeugt. De Vries [10] untersucht daher die Auslegung von Klasse DE Wechselrichtern für Schaltfrequenzen bis 10 MHz und stellt einen Prototypen vor, der bei einer Schaltfrequenz von 5 MHz bis zu 1 kW Ausgangsleistung liefern kann. Hierbei untersucht er den Einfluss der parasitären Eigenschaften der verwendeten MOSFETs und stellt Problemlösungen für die Gateansteuerung der MOSFETs vor. Fujita [47] hingegen stellt einen Vollbrückenwechselrichter vor, der mit speziellen Hochfrequenz-MOSFET-Modulen (Origin Electric Co. Ltd., Tokyo, Japan [48]) eine Ausgangsscheinleistung von 6 kVA für ICP-Anwendungen bei einer Schaltfrequenz von 2 MHz liefern kann. Die Eingangszwischenkreisspannungen liegen sowohl bei Fujita als auch bei de Vries unter 400 V, was vor allem den ausschließlich aus Silizium verfügbaren Leistungs-MOSFETs geschuldet ist. Eine Erhöhung der Eingangsspannung erfordert größere Chipdicken, so dass der Durchlasswiderstand der Transistoren weiter ansteigt und nur kleinere Stromtragfähigkeiten im gleichen Transistorgehäuse möglich sind. Eine Lösung für die Leistungssteigerung können neue Transistoren auf Basis von Siliziumkarbid sein, welche bei hoher Spannungsfestigkeit sehr hohe Stromtragfähigkeiten und gute thermische Eigenschaften aufweisen.

## 2.2 Siliziumkarbid (SiC) Leistungshalbleiterschalter

Siliziumkarbid (SiC) ist ein Halbleitermaterial großer Bandlücke. Im Vergleich zu Silizium (Si) besitzt SiC wesentlich bessere Materialeigenschaften. Tabelle 2.1 zeigt ausgewählte Materialparameter von Si und 4H-SiC im Vergleich. Insbesondere die große Bandlücke  $E_G$  die höhere kritische Feldstärke  $E_{\text{krit}}$  und die bessere thermische Leitfähigkeit  $\kappa$  ermöglichen wesentlich verbesserte Bauteileigenschaften gegenüber Si-Bauelementen. Anhand von Materialgütefaktoren können die Materialeigenschaften verglichen werden. Hierzu werden Gütezahlen, die sogenannten „figures of merit“ (FOM), verwendet, welche verschiedene Autoren [49–54] zu unterschiedlichen Zwecken definieren. Die reinen Materialeigenschaften von SiC implizieren Faktoren von 100, 400 und 52 für die JFOM, BFOM und SFOM zugunsten von SiC gegenüber Si [55].

Tabelle 2.1: Vergleich ausgewählter Materialparameter von Si und 4H-SiC [55–57]

Material	Si	4H-SiC	Einheit
Bandlücke $E_G$	1,11	3,26	eV
intrinsische Ladungsträgerdichte $n_{\text{int}}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$\text{cm}^{-3}$
kritische Feldstärke $E_{\text{krit}}$	0,3	2,8	MV/cm
Relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r$	11,9	9,66	
Elektronenmobilität $\mu_e$	1350	900	$\text{cm}^2/\text{Vs}$
Sättigungsdriftgeschwindigkeit $v_{\text{sat}}$	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	cm/s
thermische Leitfähigkeit $\kappa$	1,5	4,9	W/(cm·K)

Für den Sperrspannungsbereich bis 1,7 kV haben sich bis auf den BJT ausschließlich unipolare Bauelemente in Form von vertikal leitenden JFETs (VJFET, LVJFET) und MOSFETs etabliert. Erst ab Sperrspannungen über ca. 3 kV besitzen bipolare gegenüber unipolaren Bauelementen aufgrund der Länge der Driftzone und dem daraus resultierenden Durchlasswiderstand Vorteile. Entsprechend sind unipolare SiC Schottky-Dioden für 600 V die ersten seriengefertigten Bauelemente, welche Infineon seit 2001 in kommerziellem Maßstab fertigt. Weitere Gründe für unipolare Bauelemente sind die hohe Schwellenspannung des SiC-pn-Überganges von ungefähr 3 V und die noch hohe Defektdichte in 4H-SiC

Wafern, welche den Einsatz von bipolaren Bauelementen für kleine Spannungen nicht sinnvoll erscheinen lassen und vor allem deren Prozessierung erschweren [55].

Die wichtigsten Bauteilanforderungen für das dieser Arbeit zugrundeliegende Anwendungsgebiet umfassen die folgenden Punkte:

- niedrige Durchlassverluste im eingeschalteten Zustand
- schnelle Schaltzeiten mit niedrigen Verlusten
- geringe Ansteuerleistung
- kleine Bauteilkapazitäten
- Rückwärtsleitfähigkeit

### 2.2.1 Vertikaler Sperrschicht-Feldeffekttransistor (JFET)

Sperrschicht-Feldeffekttransistoren besitzen eine einfach herzustellende Bauteilstruktur, da zu ihrer Herstellung keinerlei Oxidschichten notwendig sind. Die ersten kommerziell verfügbaren unipolaren SiC-Leistungstransistoren sind daher selbstleitende und -sperrende JFETs von SemiSouth Laboratories Inc. Bei diesen Bauelementen handelt es sich um vertikale Bauteile mit einem vertikalen Kanal, deren Gate-Kontakte als Gräben (engl. Trench) in der  $n^-$ -Epitaxieschicht eingebettet sind. In Abbildung 2.10 (a) ist der prinzipielle Querschnitt einer Zelle des SiC-VJFET von SemiSouth [58] dargestellt, welcher sowohl für den selbstleitenden, als auch für den selbstsperrenden VJFET-Typ gültig ist.

Der durch die Trench-Struktur entstehende Kanal ist vertikal ausgerichtet, so dass der Drain-Strom auf direktem Wege zum Source-Kontakt fließen kann. Der Kanal kann über die Raumladungszone (RLZ) zwischen Gate und Source abgeschnürt werden, indem eine negative Spannung zwischen Gate- und Source-Kontakt angelegt wird. Der flächenspezifische Durchlasswiderstand dieser Bauteile ist durch die kürzestmögliche Kanallänge minimal. Dennoch weist diese Bauteilstruktur einige Nachteile auf. Davon stellt die fehlende Freilaufdiode des VJFETs den größten Nachteil dar, so dass ein externer Freilaufpfad entweder

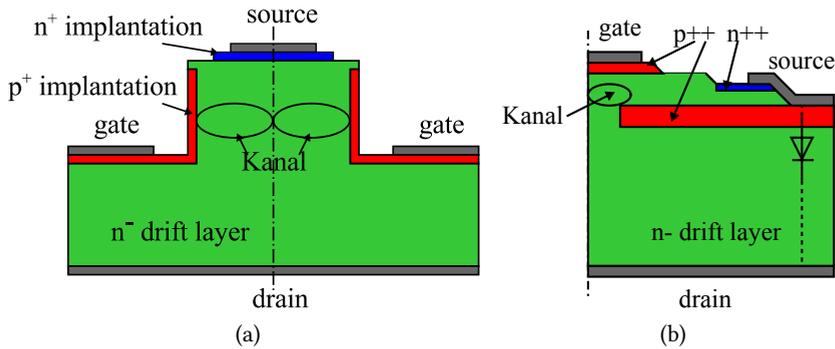


Abbildung 2.10: (a) Querschnitt einer Zelle des SiC VJFET von SemiSouth, gemäß [59, 60]. Er ist für den selbstleitenden und selbstsperrenden SiC VJFET gleich. (b) Querschnitt einer Zelle des SiC LVJFET von Infineon, gemäß [61, 62].

durch eine separate Diode oder durch die Gateansteuerung gewährleistet werden muss. Dadurch steigen die Bauteilkosten. Ein anderer Nachteil der Bauteilstruktur besteht in der Aufteilung der Bauteilkapazitäten. So ist die sogenannte „Miller-Kapazität“ zwischen dem Gate- und Drain-Kontakt im Verhältnis zur Gate-Source-Kapazität sehr groß. Diese Kapazitäten beeinflussen maßgeblich das Schaltverhalten eines Leistungstransistors. Ihr Verhältnis zueinander sollte möglichst klein sein, siehe auch Abschnitt 2.2.3. Abbildung 2.11 (a) zeigt das Ersatzschaltbild der SiC VJFETs von SemiSouth gemäß [58], welches sowohl für den selbstleitenden als auch für den selbstsperrenden VJFET gültig ist.

Selbstleitende JFETs stellen mitunter die größten Herausforderungen an den Schaltungsentwurf, da bei spannungsgespeisten Schaltungen ein Kurzschluss des Zwischenkreises ausgeschlossen werden muss. Stromgespeiste Schaltungen hingegen profitieren von dem intrinsisch vorhandenen Freilaufpfad. Für spannungsgespeiste Schaltungen kann der Nachteil der Selbstleitung mittels selbstsperrenden JFETs kompensiert werden, die bei einer Gate-Source-Spannung von  $U_{GS} = 0 \text{ V}$  hochohmig sind. Ihr selbstsperrendes Verhalten wird durch eine stärkere Dotierung der Gate-Source-Region erreicht, so dass die dadurch entstehende RLZ den Drain-Source-Kanal abschnürt.

Um den Nachteil der fehlenden Freilaufdiode im VJFET zu umgehen, wurde der selbstleitende vertikale JFET mit lateralem Kanal (LVJFET) durch die Firma

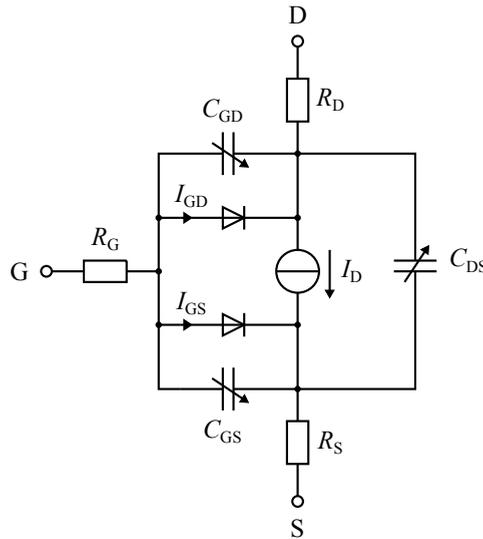


Abbildung 2.11: Ersatzschaltbild des SiC VJFET von SemiSouth, gemäß [59, 60]. Es ist sowohl für den selbstleitenden als auch für den selbstsperrenden SiC VJFET gültig.

SiCED (jetzt Infineon Technologies AG) untersucht und zur Marktreife entwickelt [61]. Der prinzipielle Zellaufbau des LVJFETs ist in Abbildung 2.10 (b) dargestellt. Bei diesem Bauteil liegt zwischen den Gate und Drain Kontaktflächen eine größere Entfernung als bei dem VJFET, wodurch eine kleinere „Miller-Kapazität“ entsteht. Der Kanal des LVJFETs verläuft jetzt lateral vom Source-Kontakt oberhalb der  $p^{++}$ -Schicht entlang und geht unterhalb des Gate-Anschlusses in die  $n^-$ -Epitaxieschicht über. Durch diesen verlängerten Weg ist der spezifische Durchlasswiderstand des LVJFETs gegenüber dem vertikalen Kanal erhöht [63]. Dies bedeutet für den LVJFET (IJW120R070T1, Infineon Techn. AG, Deutschland) im Vergleich zu einem VJFET (UJN1208K, United SiC Inc., USA) einen um mehr als 2,36-fach höheren spezifischen Durchlasswiderstand (siehe auch Abschnitt 3.3). Dadurch ist eine entsprechend größere Chipfläche vonnöten, um einen vergleichbar niedrigen Durchlasswiderstand des gesamten Bauteils herzustellen. Im Gegensatz zum VJFET ist durch die zusätzliche  $p^{++}$ -Schicht ein pn-Übergang zwischen Drain und Source vorhanden, wodurch der LVJFET einen rückwärts leitfähigen Kanal aufweist. Diese intrinsisch vorhandene Freilaufdiode und die einfachere Prozessierbarkeit können den Nachteil eines höhe-

ren spezifischen Durchlasswiderstandes unter wirtschaftlichen und schaltungstechnischen Gesichtspunkten kompensieren.

Aufgrund der Bauteileigenschaften erfüllen SiC-JFETs, bis auf die fehlende Rückwärtsleitfähigkeit des VJFETs, alle o.g. Anforderungen für den Einsatz in Hochfrequenzwechselrichtern für den Betrieb von Induktionslampen. Durch den niedrigen spezifischen Widerstand können die Bauelemente sehr klein hergestellt werden, wodurch kleine Bauteilkapazitäten entstehen, welche wiederum kurze Schaltzeiten erlauben. Fehlende Oxidschichten und einfache Prozessierbarkeit erhöhen außerdem die Zuverlässigkeit.

### **Ansteuerung von selbstleitenden Sperrschicht-FETs**

Ein großer Teil der leistungselektronischen Schaltungen ist spannungsgespeist. Daher wird im Allgemeinen eine Schalterlösung mit selbstsperrendem Verhalten bevorzugt. Der selbstleitende SiC-JFET kann in spannungsgespeisten Schaltungen folglich nicht ohne zusätzliche schaltungstechnische Sicherheitsmaßnahmen eingesetzt werden. Um selbstsperrendes Verhalten zu erreichen, ist die Kaskodenschaltung [64], welche auch als „Baliga-Pair“ bekannt ist, die bisher einfachste Lösung. Die Originalschaltungen gemäß [64] sind in Abbildung 2.12 (a) mit einem MOSFET und (b) mit einem Bipolartransistor zur Ansteuerung des JFETs dargestellt.

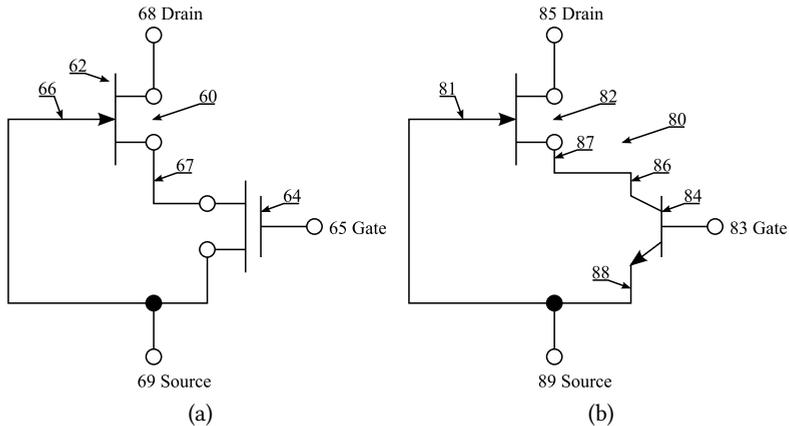


Abbildung 2.12: Originalschaltungen der ursprünglichen Kaskode gemäß [64]. Die Nr. 60 (a) und 82 (b) markieren den selbstleitenden JFET. Die Nr. 64 (a) und 84 (b) bezeichnen den selbstsperrenden Niederspannungstransistor, dessen Sperrspannung die negative Gate-Source-Spannung für den JFET liefert. Die Gesamtschaltung kann jeweils als selbstsperrender Schalter zwischen den Anschlüssen 68 & 69 (a) und 85 & 89 (b) eingesetzt werden.

Die Verschaltung aus Hochspannungs(HV)-SiC-JFET und Niederspannungs-(LV)-Si-MOSFET ermöglicht damit große Lastströme mit sehr geringer Treiberleistung anzusteuern. Die Treiberleistung für den SiC-JFET wird vollständig aus dem Lastkreis bezogen. Die Ausschaltgeschwindigkeit hängt daher zusätzlich vom Laststrom ab, der die Ausgangskapazitäten aufladen muss. Durch die direkte Rückwirkung der MOSFET-Spannung  $U_{DS-MOS}$  auf die Gate-Source-Spannung des JFETs, kann bei hohen Strömen und Temperaturen der Fall eintreten, dass sich der Durchlasswiderstand des JFETs erhöht. Das führt zu erhöhten Durchlassverlusten und damit zu einer notwendigen Reduktion des Laststromes. Der Niederspannungstransistor muss demnach mit einem sehr niedrigen Durchlasswiderstand ausgewählt werden. Abbildung 2.13 zeigt die Strom- und Spannungsverläufe der Kaskodenschaltung während des Ein- und Ausschaltvorgangs, gemäß der Erklärungen von Baliga [56, Kap. 6.22, S. 465 ff].

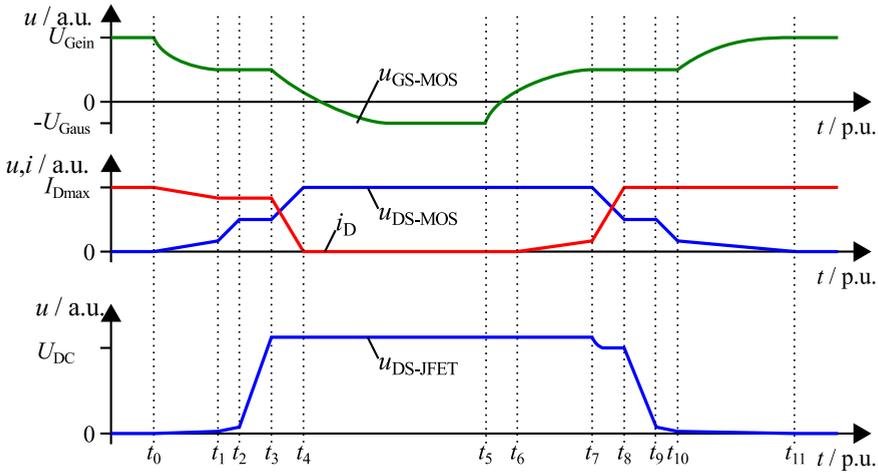


Abbildung 2.13: Prinzipielle Strom- und Spannungsverläufe der Kaskodenschaltung während des Ein- und Ausschaltvorgangs, gemäß [56, Kap. 6.22, S. 465 ff]

Der Ausschaltvorgang der Kaskode beginnt zum Zeitpunkt  $t_0$ , wenn die Gate-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET zu sinken beginnt und endet zum Zeitpunkt  $t_4$ , wenn der Drainstrom der Kaskode vollständig abgeschaltet ist. Zunächst sinkt die Gate-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET und sein Durchlasswiderstand  $R_{DS(on)}$  steigt bis zum Zeitpunkt  $t_1$  an. Die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET beginnt zu steigen, während seine Gate-Source-Spannung konstant bleibt. Wenn die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET die Miller-Spannung des JFET zum Zeitpunkt  $t_2$  erreicht hat, bleibt auch diese solange konstant, bis die Drain-Source-Spannung des JFET zum Zeitpunkt  $t_3$  vollständig aufgebaut ist. Schließlich sperren sowohl der Kanal des Ansteuer-MOSFET als auch der des JFET vollständig, so dass der Drainstrom null wird.

Der Einschaltvorgang der Kaskode beginnt zum Zeitpunkt  $t_5$ , wenn die Gate-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET zu steigen beginnt, und endet zum Zeitpunkt  $t_{11}$ , wenn die Gate-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET ihren stationären Einschaltwert  $U_{GS\text{ein}}$  erreicht hat. Der Vorgang läuft entsprechend zu dem Ausschaltvorgang ab. Die Kaskode beginnt den Laststrom zu übernehmen, wenn die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET soweit abgesunken ist, dass die Schwellenspannung des JFET erreicht ist (Zeitpunkt  $t_7$ ). Zwischen den

Zeitpunkten  $t_6$  und  $t_7$  steigt der Drainstrom leicht an, so dass die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET abgebaut werden kann. Anschließend steigt der Drainstrom bis Zeitpunkt  $t_8$  bis auf seinen Nennwert an. Erst dann sinkt die Drain-Source-Spannung des JFET bis zum Zeitpunkt  $t_9$  ab und die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET bleibt währenddessen konstant. Bis Zeitpunkt  $t_{10}$  wird die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET vollständig abgebaut und der Durchlasswiderstand sowohl des MOSFET als auch des JFET sinken weiter. Die maximale Leitfähigkeit ist erst zum Zeitpunkt  $t_{11}$  erreicht, wenn die Gate-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFET ihren stationären Endwert  $U_{GSein}$  erreicht hat.

Ein weiterer wichtiger Vorteil der Kaskode ist ihre Fähigkeit, den Laststrom rückwärts zu leiten. Da die Chipstruktur des selbstleitenden VJFETs keine intrinsische Diode besitzt, kann dadurch auf eine externe Freilaufdiode verzichtet werden. Hierbei schaltet die Vorwärtsspannung der Bodydiode des Ansteuer-MOSFETs den Kanal des VJFETs ein. Diese Funktionalität ist daher von großer Wichtigkeit für die Praxistauglichkeit dieser Bauelemente.

Um das Problem der Gaterückwirkung durch die Drain-Source-Spannung des Ansteuer-MOSFETs zu umgehen, wird in [65, 66] die „cascode light“ mit „direct drive“ Technologie vorgeschlagen, welche in Abbildung 2.14 in zwei Versionen dargestellt ist.

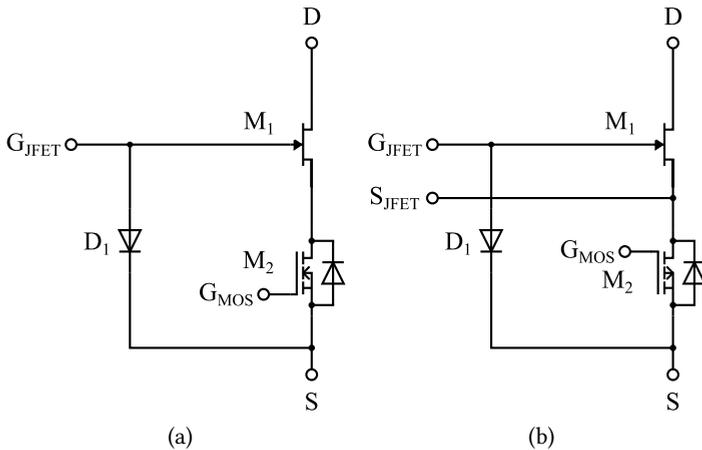


Abbildung 2.14: Schaltung der „cascode light“ Schaltung (a) gemäß [66] und die optimierte Version als „direct drive“ Kaskode (b) gemäß [67]

Bei der „cascode light“ wird der Ansteuer-MOSFET dauerhaft eingeschaltet und der JFET direkt angesteuert, so dass immer ein optimales Durchlass- und Schaltverhalten des JFETs gewährleistet werden kann. Somit hat auch das Schaltverhalten des LV-MOSFETs keinen Einfluss mehr auf das Schaltverhalten des SiC-JFETs, und kann für niedrige Durchlassverluste optimiert sein. Bei einem Spannungsausfall der Gateversorgung oder einem Fehlersignal sorgt die Kaskodenverschaltung mit dem Niederspannungstransistor dafür, dass die Kaskode als selbstsperrender Schalter funktioniert. Die Anwendung der „direct drive“ Kaskode in hocheffizienten Antriebsumrichtern mit einem Wirkungsgrad bis zu 99,5 % ist in [67] gezeigt. Die Autoren haben zudem den n-Kanal durch einen p-Kanal MOSFET ersetzt, der mit der gleichen negativen Gatespannung eingeschaltet werden kann, die für den JFET nötig ist. Dies reduziert den Schaltungsaufwand zur Spannungsversorgung der Treiberschaltung um die Hälfte, da jetzt nur noch eine Ansteuerspannung mit gleichem Bezugspotenzial für beide Bauteile benötigt wird und nicht mehr jeweils eine separate zur Ansteuerung des MOSFETs und des JFETs. Infineon hat mit dem EiceDRIVER™ 1EDI30J12Cx Gate-Treiber-IC eine, eigens zu dem Zweck der Ansteuerung der „direct drive“ Kaskode, Lösung entwickelt [68]. Diese Technologie ist deshalb möglich, weil die Chipstruktur der Infineon JFETs eine intrinsische Freilaufdiode besitzt und nicht

auf die automatische Gateeinschaltung der Kaskodenschaltung angewiesen ist.

### 2.2.2 Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOSFET)

Im Vergleich zu den selbstleitenden (engl. normally-on) JFETs bieten selbstsperrende Bauteile anwendungsseitige Vorteile bzgl. der Schaltungsrealisierung und -sicherheit, sowie der damit zusammenhängenden Gate-Ansteuerung. So sind MOSFETs selbstsperrend, besitzen eine intrinsische Freilaufdiode und einen isolierten Gate-Kontakt. Dadurch reduziert sich im Vergleich zu einem JFET sowohl der Schaltungsaufwand zur Kurzschlussicherung, als auch für die Ansteuerung. Eine Übersicht der Entwicklungsschritte von SiC-MOSFETs seit 1992 bis 2002 ist in [69] gegeben, wo auch die wichtigsten Bauteilstrukturen dargestellt sind. Diese Bauteile werden normalerweise als planare DMOSFETs, wie in Abbildung 2.15 dargestellt, gefertigt. Der SiC-MOSFET wird seit 2010 von Cree Inc. für Sperrspannungen bis 1700 V hergestellt. Trotz der anwendungstechnischen Vorteile, existieren für SiC-MOSFETs immer noch Nachteile in Hinblick auf die Zuverlässigkeit des Gate-Oxids. Um einen niedrigen Durchlasswiderstand zu erzielen, sind höhere Feldstärken am Gate notwendig. Diese schädigen durch den „Fowler-Nordheim tunneling“-Effekt wiederum das Oxid, so dass es mit anhaltender Nutzungsdauer leitend wird und der Kanal nicht mehr vollständig durchgeschaltet werden kann [70, 71]. Untersuchungen zur Kurzschluss-Degradation der ersten Generation der Cree SiC-MOSFETs [72] zeigen, dass dieser Effekt nicht zu vernachlässigen ist und insbesondere bei Anlagen mit benötigter langer Lebensdauer bereits in der Planungsphase berücksichtigt werden muss.

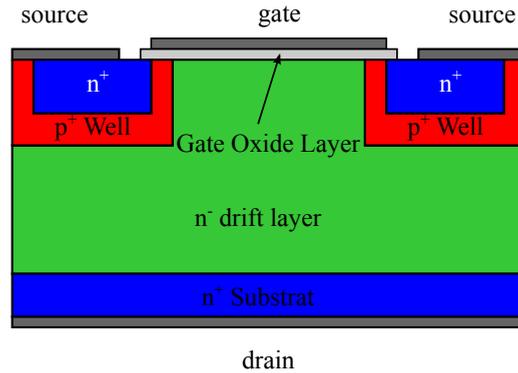


Abbildung 2.15: Querschnitt einer DMOSFET-Zelle, gemäß [69, 73]

Die kommenden Entwicklungsschritte der SiC-MOSFET-Technologie umfassen die Herstellung dieser Bauteile auf Basis der Trench-Technologie, welche wesentlich niedrigere Durchlasswiderstände ähnlich der aus Silizium hergestellten SuperJunction-MOSFETs aufweisen, die Erhöhung der Zuverlässigkeit und Leistungsfähigkeit der intrinsischen Freilaufdiode, sowie der Gate-Oxidschicht [74].

SiC-MOSFETs werden ähnlich wie Si-IGBTs und -MOSFETs mit bipolarer Gatespannung ein- und ausgeschaltet. Im Vergleich zu Si besteht ein wesentlicher Unterschied in der geringeren Transkonduktanz [75]. Daher muss bei SiC-MOSFETs eine höhere Gatespannung angelegt werden, um einen niedrigen Durchlasswiderstand zu erreichen. Trotz höherer Gatespannung wird aufgrund der sehr geringen Chipgröße dennoch eine wesentlich niedrigere Gateladung benötigt, um das SiC-Bauelement vollständig einzuschalten.

### Ansteuerung des SiC-MOSFETs

Die Gateansteuerung von SiC-MOSFETs ist prinzipiell die gleiche, wie bei Si-MOSFETs und IGBTs. Über Gate-Vorwiderstände kann das Schaltverhalten mit konventionellen Gate-Treiberschaltungen eingestellt werden. Für SiC-MOSFETs muss jedoch, wie bereits in Abschnitt 2.2.2 erwähnt, aufgrund der niedrigen Transkonduktanz eine höhere statische Gate-Source-Spannung angelegt werden, als es bei Si-MOSFETs üblich ist. Nur damit kann ein optimaler Durchlasswiderstand erreicht werden. Die Einschaltspannung liegt bei SiC-MOSFETs typischerweise bei  $+18\text{ V} \leq U_{GS} \leq +22\text{ V}$ . Aufgrund der niedrigen Threshold-

spannung der SiC-MOSFETs muss im ausgeschalteten Zustand wiederum Sorge dafür getragen werden, dass durch schnelle Strom- und Spannungsänderungen kein parasitäres Einschalten stattfindet. Eine negative Gate-Source-Spannung von  $-5\text{ V} \leq U_{\text{GS}} \leq -2\text{ V}$  ist daher zu wählen. In Abbildung 2.16 (a) ist eine konventionelle Gatetreiberschaltung dargestellt, die von einer positiven und negativen Versorgungsspannung gespeist wird. Der Source-Anschluss des MOSFETs ist an dem virtuellen Mittelpunkt angeschlossen, so dass mit der Halbbrückentreiberschaltung sowohl die positive als auch die negative Spannung an das MOSFET-Gate angelegt werden kann. Für den Fall, dass kein Gatetreiberbaustein verfügbar ist, der mit einer Versorgungsspannung von  $\geq 25\text{ V}$  betrieben werden kann, zeigt Abbildung 2.16 (b) die Realisierung mit zwei separaten Treiberstufen. Diese werden von zwei unterschiedlichen aber positiven Versorgungsspannungen gespeist. Durch entsprechendes Schalten von M1 bis M4 kann  $U_{\text{GS}}$  eingestellt werden. Die zulässigen Schaltzustände der beiden Treiberstufen sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

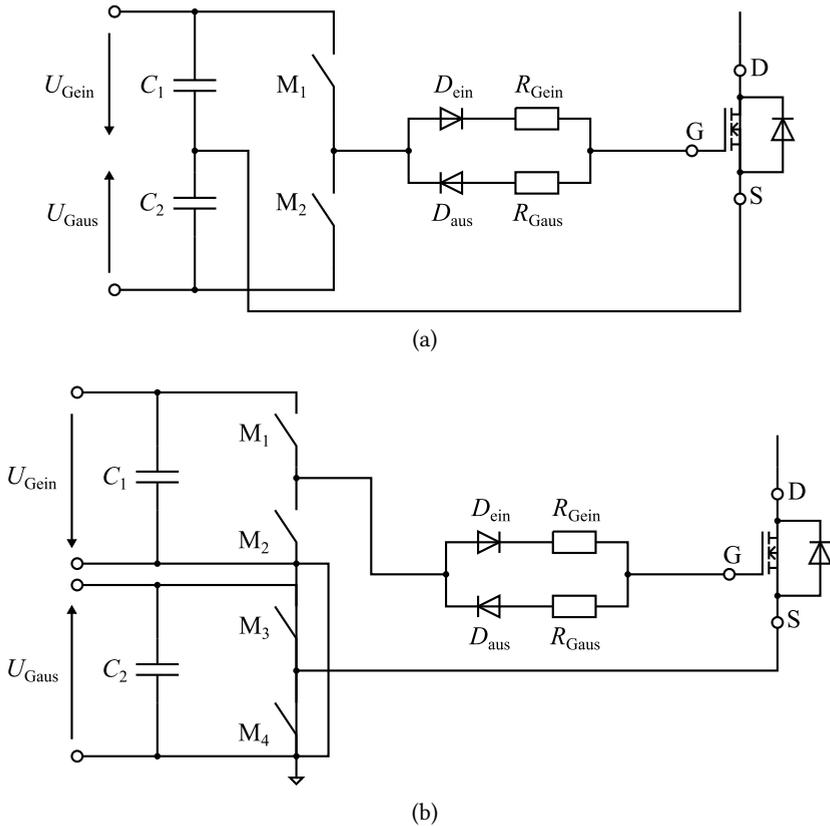


Abbildung 2.16: Konventionelle Gatetreiberschaltungen für SiC-MOSFETs zur Erzeugung der Gatespannungen. (a) Mit positiver und negativer Spannung. (b) Mit zwei Brückentreibern mit jeweils eigener positiver Spannung.

Tabelle 2.2: Zulässige Schaltzustände der Gatetreiberschaltung in Abbildung 2.16 (b)

Schaltzustand	M1	M2	M3	M4	$U_{GS}$
1	1	0	1	0	$U_{G+} - U_{G-}$
2	1	0	0	1	$U_{G+}$
3	0	1	1	0	$-U_{G-}$
4	0	1	0	1	$0\text{ V}$

Alternativ zu reinen spannungsgespeisten MOSFET-Treiberschaltungen können auch resonante Gatetreiberschaltungen in Betracht gezogen werden. Insbesondere bei sehr hohen Schaltfrequenzen sind die Treiberverluste nicht mehr

zu vernachlässigen, so dass die Energie der Eingangskapazität des MOSFETs in einem Resonanzkreis zwischengespeichert werden kann und diese Verluste dadurch fast vollständig vermieden werden können. Ausführliche Untersuchungen an resonanten Gate-Treiberschaltungen werden in [76, 77] durchgeführt. Eberle [76] hat insbesondere die Verlustreduzierung in hart schaltenden DC-DC-Stellern untersucht und gezeigt, dass sowohl Schalt- als auch Ansteuerleistung drastisch reduziert werden konnten. Abbildung 2.17 zeigt die Schaltung.

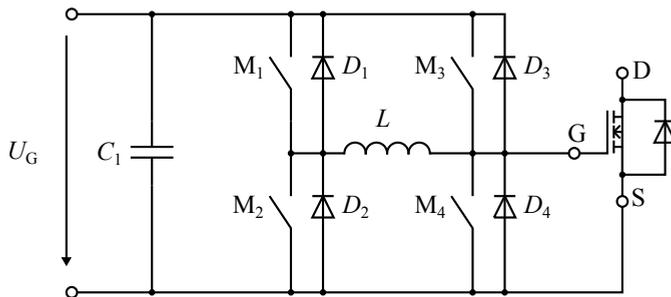


Abbildung 2.17: Treiberschaltung nach Eberle [76] mit Vollbrückenschaltung

Bei dieser Schaltung kann über die diagonal angeordneten Schalter eine Speicherdrossel vormagnetisiert werden, so dass von dieser im Ein-/ Ausschaltzeitpunkt ein nahezu konstanter Gatestrom eingepreßt werden kann. Dadurch kann eine lineare Änderung der Gatespannung unabhängig von der geschwindigkeitsbegrenzenden Zeitkonstante der Gatekapazität und des Gatetreiberwiderstandes erzwungen werden und die Schaltgeschwindigkeit erhöht werden. Wenn die Gatespannung des anzusteuern MOSFETs die positive oder negative Versorgungsspannung erreicht hat, wird diese über die Schalter M3 bzw. M4 geklemmt.

Ein weiteres Konzept hat Anthony [77] speziell für SiC-MOSFETs vorgestellt. Er nutzt dabei die Spannungsüberhöhung aus dem Resonanzkreis des Gatetreibers, um die Erzeugung der hohen positiven Gate-Source-Spannung von  $U_{GS} = 20\text{ V}$  aus einer kleineren Versorgungsspannung von nur  $U_{\text{driver}} = 5\text{ V}$  zu erreichen. Abbildung 2.18 zeigt die Schaltung.

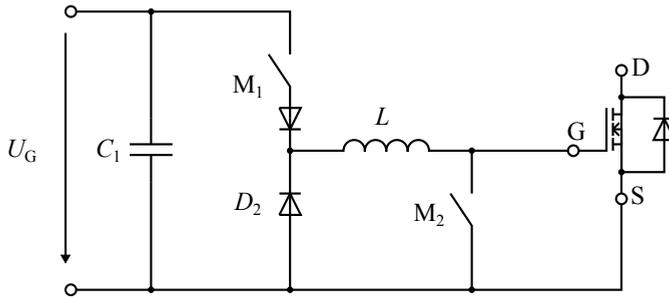


Abbildung 2.18: Treiberschaltung nach Anthony [77] mit unipolarer Gatespannung und beschleunigtem Einschaltvorgang

Die serielle Diode zu  $M_1$  bewahrt die erhöhte Gatespannung und verhindert ein rückwärtiges Entladen des Gates nach dem Einschaltvorgang. Der Ausschaltvorgang wird mit  $M_2$  eingeleitet. Dieses Konzept wird am Beispiel eines Hochsetzstellers untersucht. Hier ist die fehlende negative Gate-Source-Spannung zum Ausschalten des SiC-MOSFETs von geringer Bedeutung, da der Source-Anschluss des SiC-MOSFETs mit Massebezug betrieben wird und parasitäre Schaltvorgänge nicht stattfinden können. Weiterhin hat Anthony einen automatisierten Entwurfsprozess entwickelt, mit dem für den jeweiligen Anwendungszweck eine resonante Treiberschaltung berechnet werden kann. So wird auch eine Schaltung vorgestellt, die den Ausschaltvorgang strom- und den Einschaltvorgang spannungsgespeist realisiert. Für die in dieser Arbeit behandelten Resonanzwandler mit ZVS könnte zwar ein resonanter Gatetreiber eingesetzt werden, welcher den Ausschaltvorgang beschleunigen kann und damit die Ausschaltverluste reduziert. Aufgrund der hohen Schaltfrequenzen von  $f_{sw} = 2 \text{ MHz}$ , würden die Vorladeintervalle ebenso hohe Verluste verursachen, wie das konventionelle Umschalten der Treiberstufe des Gatetreiber-ICs.

### 2.2.3 Schaltverlustleistung

Die in Halb- und Vollbrückenwechselrichtern eingesetzten Leistungshalbleiter verursachen im Betrieb Verluste. Diese unterscheiden sich in Durchlass- und Schaltverluste. Die Durchlassverluste hängen vom Kanalwiderstand  $R_{DS(on)}$  bei MOSFETs und der Sättigungsspannung  $U_{CE}$  bei IGBTs ab. Beide sind temperaturabhängig. Die Schaltverluste hingegen werden von vielen Faktoren beeinflusst.

Durch das nichtideale Ansteuerverhalten der Transistoren ergeben sich während des Überganges von ein- zu ausgeschaltetem Zustand Verluste. Diese Verluste hängen davon ab, wie schnell die Momentanwerte von Strom und Spannung geändert werden können. Durch Überlappung der Transistorspannung  $u_{DS}(t)$  und des -stromes  $i_D(t)$  ergibt sich die Transistormomentanverlustleistung  $p_v(t)$  nach (2.20).

$$p_v(t) = u_{DS}(t) \cdot i_D(t) \quad (2.20)$$

Durch Integration der Momentanleistung  $p_v(t)$  über den Zeitraum des Schaltvorganges, wird die Schaltverlustenergie  $E_{on/off}$  nach (2.21) bestimmt.

$$E_{on/off} = \int p_v(t) dt \quad (2.21)$$

Die Kurvenverläufe des Ein- und Ausschaltvorganges eines Leistungs-MOSFETs sind in Abbildung 2.19 dargestellt und für das induktive Schalten des Laststromes von einem Freilaufpfad auf den MOSFET-Kanal und umgekehrt gültig. Der prinzipielle Verlauf ist auch für IGBTs gültig, jedoch wird der Ausschaltvorgang durch den zusätzlichen Schweißstrom zur Ausräumung der Ladungsträger verlangsamt, wodurch wesentlich höhere Ausschaltverluste entstehen.

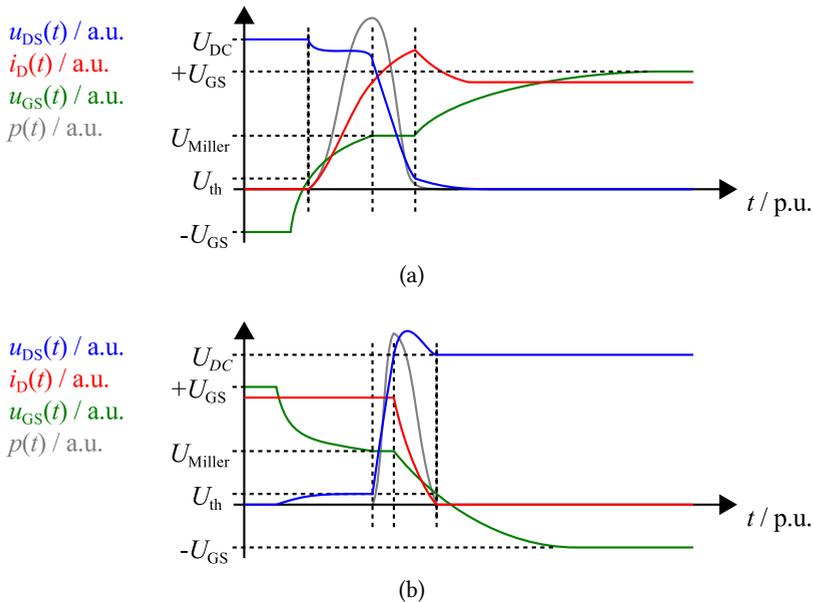


Abbildung 2.19: Kurvenverläufe für den (a) Einschalt- und (b) Ausschaltvorgang eines Leistungs-MOSFET mit induktiver Last, gemäß [56]. Die Kurvenverläufe des IGBTs unterscheiden sich qualitativ nur während des Ausschaltvorgangs durch einen vorhandenen Schweifstrom. Dieser erhöht die Ausschaltverluste enorm und ist in der Lebensdauer der Ladungsträger der Raumladungszone begründet.

Der Einschaltvorgang wird jeweils definiert von  $1/10 \cdot I_D$  bis  $1/10 \cdot U_{DS}$  und der Ausschaltvorgang von  $1/10 \cdot U_{DS}$  bis  $1/10 \cdot I_D$ . Bei dieser Definition wird jedoch nicht berücksichtigt, dass die Ausgangskapazität des Transistors  $C_{oss}$  nach dem Abschalten des MOSFET-Kanals während des Ausschaltvorganges vom Laststrom aufgeladen und beim Einschalten durch den Kanalwiderstand entladen wird. Dadurch entsteht bei der in (2.20) und (2.21) definierten Berechnung formal die korrekte Bestimmung der Summe aus Ein- und Ausschaltverlusten, jedoch wird die Verteilung zwischen beiden Schaltvorgängen nicht korrekt berechnet. Dies hat im normalen Schaltbetrieb keinen großen Einfluss, wird jedoch im schaltentlasteten Betrieb wichtig.

Der physikalische Einschaltvorgang wird durch das Anlegen einer Gleichspannung an der Gate-Source-Strecke des MOSFETs initiiert. Mit Erreichen der

Gate-Schwellenspannung  $U_{th}$  fängt der MOSFET-Kanal an niederohmig zu werden und den Laststrom zu übernehmen. Nach vollständiger Abkommutierung des Laststromes aus dem Freilaufpfad in den MOSFET-Kanal beginnt die Drain-Source-Spannung  $U_{DS}$  zu fallen. Währenddessen bleibt die Gate-Source-Spannung  $U_{GS}$  solange konstant auf dem sogenannten Miller-Plateau  $U_{GS-Miller}$ , bis die Drain-Source-Spannung null ist. Erst dann steigt die Gate-Source-Spannung weiter auf ihren stationären Wert an. Der Ausschaltvorgang läuft in der umgekehrten Reihenfolge ab. Die entstehenden Schaltverluste hängen daher von den folgenden Bauteilparametern ab, welche auch in Abbildung 2.20 zur Veranschaulichung dargestellt sind:

**Die Gate-Source-Kapazität  $C_{GS}$**  bestimmt die benötigte Ladung  $Q_{GS}$ , um den MOSFET-Kanal vollständig einzuschalten.

**Die Gate-Drain-Kapazität  $C_{GD}$**  bestimmt die Ladung  $Q_{GD}$ , welche benötigt wird, um die Drain-Source-Spannung  $U_{DS}$  vollständig abzubauen und das Bauteil einzuschalten.

**Die Drain-Source-Kapazität  $C_{DS}$**  wird während des Entladevorganges der Gate-Drain-Kapazität über den Kanalwiderstand entladen. Die Geschwindigkeit des Vorganges hängt von der Höhe des Laststromes ab.

**Der interne Gate-Widerstand  $R_{Gint}$**  begrenzt den maximalen Gatestrom  $I_G$ , mit dem die Gate-Source-Kapazität aufgeladen wird. Damit begrenzt er auch die Stromanstiegsgeschwindigkeit.

**Die parasitären Anschlussinduktivitäten** der Bauteilgehäuse begrenzen die Stromänderungsgeschwindigkeiten und erzeugen Spannungsabfälle, die sich negativ auf die anliegende Gate-Source-Spannung auswirken und damit zu unkontrolliertem Ein- oder Ausschaltfehlern des Bauteils führen können.

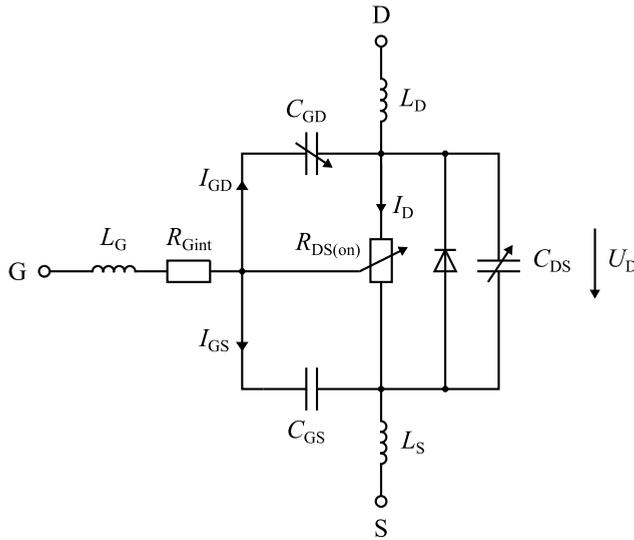


Abbildung 2.20: Ersatzschaltbild eines MOSFETs als veränderlicher Widerstand mit parasitären Bauteileigenschaften

Insbesondere bei sehr hohen Frequenzen ist es nicht mehr ausreichend, die Ansteuerung so zu optimieren, dass die Schaltverluste geringstmöglich ausfallen. Da die Schaltverlustenergie jeweils beim Ein- und Ausschalten in Wärme umgesetzt wird, ist die Schaltverlustleistung  $P_{sw}$  gemäß (2.22) direkt proportional zur Schaltfrequenz  $f_{sw}$ .

$$P_{sw} = (E_{on} + E_{off}) \cdot f_{sw} \quad (2.22)$$

Für den in dieser Arbeit angestrebten Frequenzbereich übersteigt die Summe aus der im hart kommutierenden Schaltbetrieb entstehenden Schaltverlustleistung und den Durchlassverlusten die thermisch maximal abführbare Verlustleistung aller getesteten Transistoren. Deshalb ist ein solcher Betrieb physikalisch nicht mehr umsetzbar. Es ist daher notwendig die Verlustleistung durch Reduzierung der während des Schaltvorganges anliegenden Drain-Source-Spannung oder des fließenden Drain-Stromes zu minimieren. Aus diesem Grund werden im nächsten Abschnitt die beiden gängigsten Verfahren erläutert, um dies zu erreichen.

## 2.3 Schaltentlastung - ZVS und ZCS

Die entstehende Schaltverlustleistung von Leistungstransistoren ist vor allem strom-, spannungs- und frequenzabhängig. Um die maximal abführbare Verlustleistung eines Leistungshalbleiterbauelementes nicht zu überschreiten, dürfen die Durchlass- und die Schaltverluste zusammen diesen Wert nicht überschreiten. Bei hart kommutierend geschalteten Transistoren hängen die Schaltverluste linear von der Schaltfrequenz ab. Daher ist die Schaltfrequenz durch die maximal abführbare Verlustleistung begrenzt. Um bei hohen Schaltfrequenzen dennoch einen hohen Systemwirkungsgrad zu erzielen, werden Schaltentlastungsverfahren angewandt. Mittels Nullspannungs- (ZVS - eng. „zero voltage switching“) und Nullstromschaltens (ZCS - eng. „zero current switching“) kann die Überlappung von Transistorstrom und -spannung stark reduziert werden. Beim ZVS wird der Transistor erst eingeschaltet, wenn die Spannung über ihm vollständig abgebaut ist. Beim Ausschalten hingegen wird der gesamte Laststrom abgeschaltet und auf die Ausgangskapazität des Transistors kommutiert. Bei sehr hohen Schaltfrequenzen muss außerdem dafür Sorge getragen werden, dass die Schaltverlustleistung weiter verringert wird, um die Spezifikationen der Transistoren nicht zu überschreiten. Dies lässt sich erreichen, indem die Transistorausgangskapazität mit einer externen Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$  (eng. „snubber capacitor“) vergrößert wird. Dadurch reduziert sich die Flankensteilheit der Drain-Source-Spannung und das Produkt aus Transistorstrom und -spannung wird minimiert. Abbildung 2.21 zeigt die prinzipiellen Kurvenverläufe des Ausschaltvorgangs mit und ohne externer Entlastungskapazität. Es ist deutlich zu sehen, dass die Überlappung der Drain-Source-Spannung und des Drainstromes deutlich abnimmt. So können die gewünschte Spannungsanstiegszeit eingestellt und die Ausschaltverlustenergie reduziert werden.

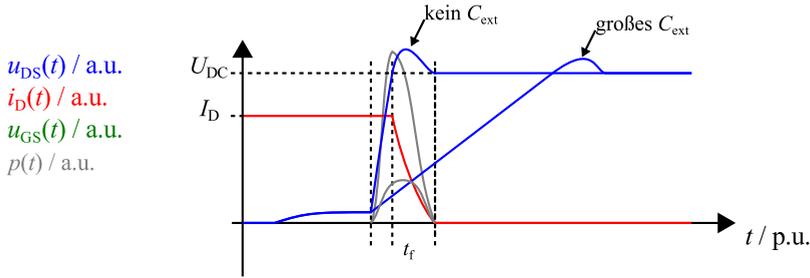


Abbildung 2.21: Kurvenverläufe für den Ausschaltvorgang eines Leistungsmosfet mit und ohne externer Entlastungskapazität  $C_{ext}$

Da die Transistoren in dieser Arbeit unter ZVS-Bedingungen betrieben werden, ist insbesondere die Abschätzung der Ausschaltverluste von Bedeutung für die Wechselrichterauslegung. Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 gezeigt, werden im Ausschaltzeitpunkt der MOSFET-Kanal abgeschnürt und anschließend die parasitären Ausgangskapazitäten des MOSFETs aufgeladen. Aus diesem Grund entstehen ohmsche Verluste im MOSFET-Kanal, so lange dieser abgeschnürt wird. In niederfrequent getakteten Schaltnetzteilen sind die Ausschaltverluste gegenüber den Einschaltverlusten so gering, dass sie vernachlässigt werden können [78, Kap. 20.1.2, S. 765 ff.]. In hochfrequent getakteten Wechselrichtern hingegen müssen die Ausschaltverlustenergien berücksichtigt werden, da diese bei sehr hohen Schaltfrequenzen von 2 MHz einen großen Anteil zu den Gesamtverlusten der Transistoren beitragen. Auf Basis der in den Datenblättern gegebenen Abfallzeiten der Transistoren, kann der Abschaltvorgang modelliert werden. So kann der Spannungsmomentanwert über dem Transistor während der Abfallzeit gemäß (2.23) und der Strommomentanwert gemäß (2.24) berechnet werden [79].

$$u_{DS}(t) = \frac{I_{off}}{2 \cdot (C_{oss} + C_{ext})} \cdot t \quad (2.23)$$

$$i_D(t) = I_{off} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_f}\right), \quad (2.24)$$

für  $0 \leq t \leq t_{ifall}$ , wobei  $I_{off}$  der Drainstrom im Abschaltzeitpunkt und  $t_{ifall}$  die Stromabfallzeit sind.

Da angenommen werden kann, dass die Stromabfallzeit kleiner als die Spannungsanstiegszeit ist, kann die Verlustenergie im Ausschaltvorgang durch Inte-

gration des Produktes aus (2.23) und (2.24) berechnet werden. Gleichung (2.25) stellt den mathematischen Zusammenhang dar:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{off}} &= \int_0^{t_f} u_{\text{DS}}(t) \cdot i_{\text{D}}(t) dt \\
 &= \frac{I_{\text{off}}^2}{2 \cdot (C_{\text{oss}} + C_{\text{ext}})} \cdot \int_0^{t_f} t \cdot \left(1 - \frac{t}{t_{\text{ifall}}}\right) dt \\
 &= \frac{I_{\text{off}}^2 \cdot t_{\text{ifall}}^2}{12 \cdot (C_{\text{oss}} + C_{\text{ext}})} \tag{2.25}
 \end{aligned}$$

## 2.4 ZVS Vollbrückenwechselrichter (ZVS-VB)

Abbildung 2.22 zeigt einen Vollbrückenwechselrichter, der mit Hilfe einer Serieninduktivität  $L_{s1}$  schaltentlastet betrieben werden kann.

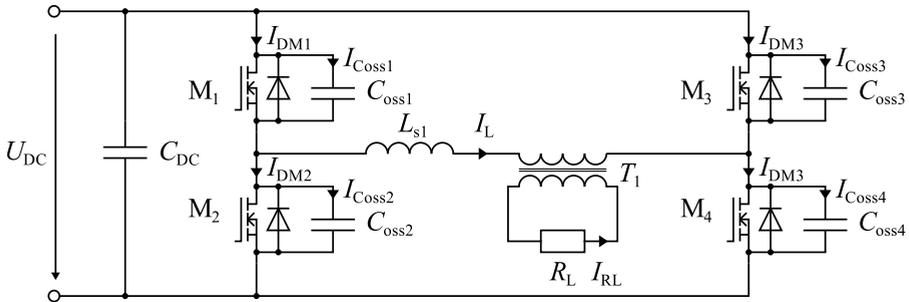


Abbildung 2.22: Schaltbild eines Vollbrückenwechselrichters mit ohmscher Last und den parasitär vorhandenen Ausgangskapazitäten der Transistoren. Die Induktivität  $L_{s1}$  kann sowohl als separate Induktivität als auch die Streuinduktivität des Transformators  $T_1$  sein.

Die Strompfade (1) bis (10) in Abbildung 2.23 zeigen den Vorgang des ZVS während des Ein- und Ausschaltens. Für einen Halbbrückenwechselrichter mit Spannungsmittelpunkt lässt sich im Übrigen das gleiche Schaltverhalten erreichen. Die idealisierten Kurvenverläufe der Ausgangsspannung und des Ausgangsstromes mit den Ansteuersignalen der Transistoren M1 bis M4 sind für eine Schaltperiode in Abbildung 2.24 für jedes nummerierte Intervall dargestellt.

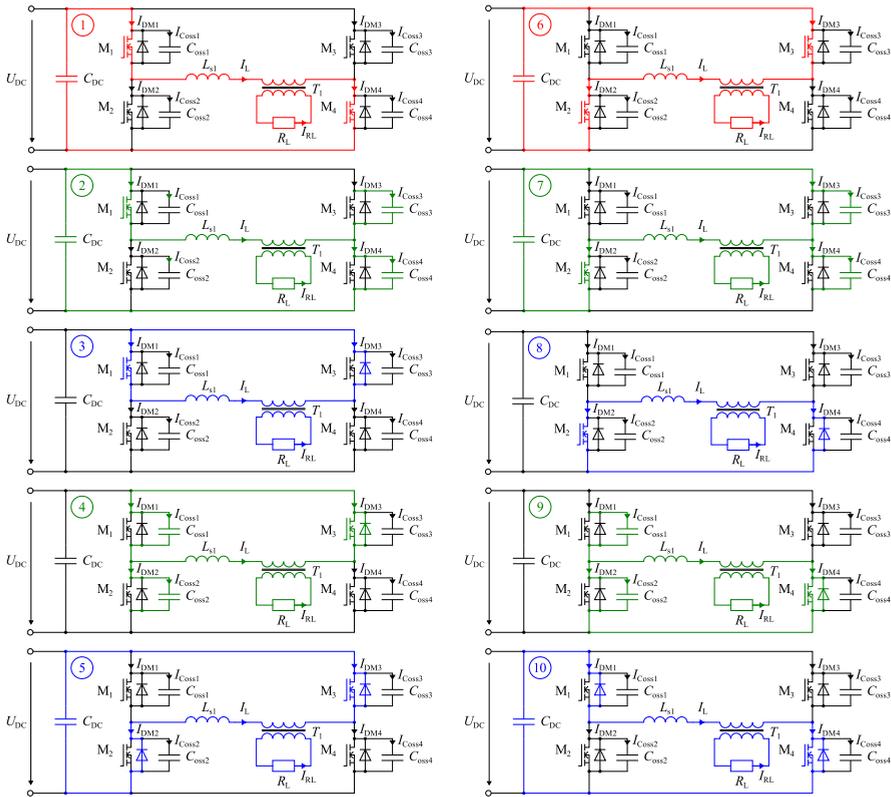


Abbildung 2.23: Strompfade (1) bis (10) innerhalb des Vollbrückenwechselrichters unter ZVS-Betrieb und mit Phasenschiebermodus. In dieser Darstellung wird der rechte Halbbrückenweig voreilend angesteuert. Der linke Halbbrückenweig wird demnach verschoben von seiner normalen Phasenlage von  $180^\circ$  angesteuert. Die Zwischenzustände 3a und 8a für den aktiven Freilauf (eingeschalteter MOSFET-Kanal, während der Diodenleitdauer) sind hier aus Platzgründen nicht dargestellt.

Beginnend bei Intervall (1), wenn die Transistoren M1 und M4 eingeschaltet sind und den Laststrom leiten, wird zuerst M4 abgeschaltet. Der Laststrom kommutiert dadurch auf die Ausgangskapazitäten der Transistoren M3 und M4 (Intervall (2)), so dass die Drain-Source-Spannung  $U_{DS}$  von M4 ansteigt, bis der Laststrom in Intervall (3) auf die Freilaufdiode von M3 kommutiert. Während dieser Leitdauer kann der Transistor M3 eingeschaltet werden, um die Durchlassverluste der Diode zu reduzieren. Anschließend kann in Intervall (4) der Tran-

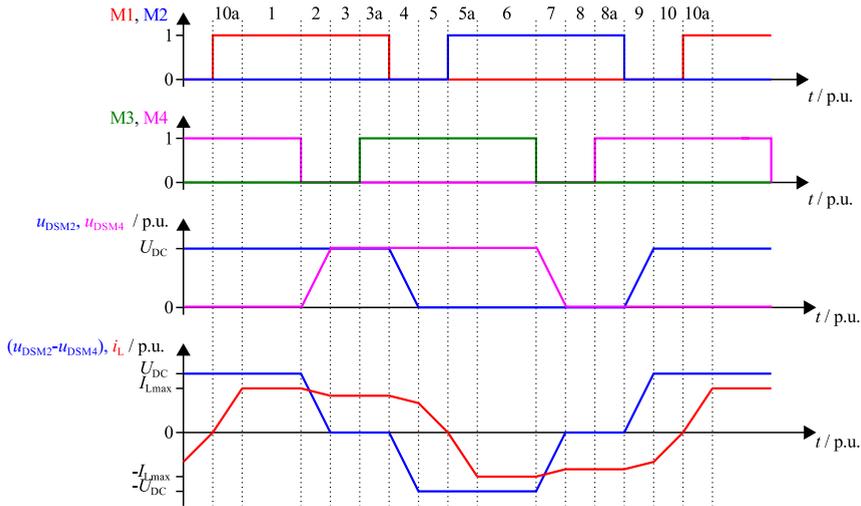


Abbildung 2.24: Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters unter ZVS-Betrieb und Phasenschiebermodus, gemäß [78, Kap. 20]. Die Stromabnahme während des Spannungsabbaus an einem Brückenweig stellt die Reduzierung der gespeicherten Drosselenergie durch die ohmsche Last dar.

sistor M1 abgeschaltet werden, so dass der Laststrom auf die Ausgangskapazitäten von M1 und M2 kommutiert. Wenn die Drain-Source-Spannung von M2 vollständig abgebaut ist, wird die Freilaufdiode von M2 in Intervall (5) leitend. Anschließend kann M2 eingeschaltet werden, so dass der Laststrom in Intervall (6) negativ wird. Der Kommutierungsvorgang von M2, M3 zurück auf M1, M4 ist in den Intervallen (7) bis (10) dargestellt und läuft analog zum vorherig beschriebenen Kommutierungsvorgang ab [78, Kap. 20.4, S. 790 ff.]. Um mit dem Vollbrückenwechselrichter aus Abbildung 2.22 ZVS zu erreichen, wird die Streuinduktivität  $L_{s1}$  des Transformators  $T_1$  genutzt, um die Transistorspannung vollständig über den Ausgangskapazitäten  $C_{oss1}$  &  $C_{oss2}$  bzw.  $C_{oss3}$  &  $C_{oss4}$  abzubauen, bevor der entsprechende Transistor eingeschaltet wird. Dadurch wird die auf der Transistorausgangskapazität gespeicherte Energie nicht im Kanalwiderstand des Transistors in Wärme umgesetzt, sondern verlustlos zum Wechselrichterausgang transferiert.

Für diesen Betriebsmodus muss der in der Streuinduktivität während des Kommutierungsvorgangs fließende und über der Kommutierungszeit gemittelte Strom

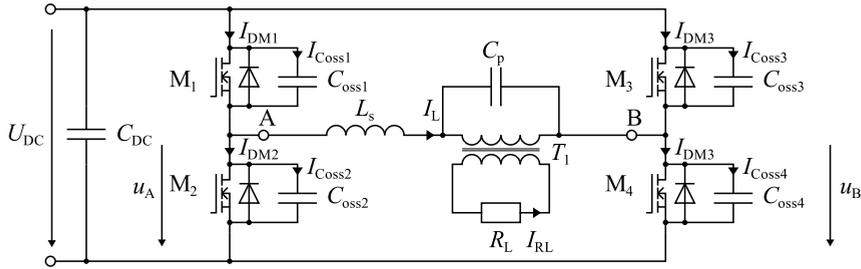


Abbildung 2.25: Vollbrückenwechselrichter mit Parallelschwingkreis am Ausgang zum resonanten Betrieb unter Einhaltung der ZVS-Bedingung

gemäß (2.26) mindestens so groß sein wie die Summe der in der effektiven Ausgangskapazität gespeicherten Ladung.

$$\bar{I}_L \cdot t_{\text{komm}} \geq 2 \cdot C_{\text{oss}} \cdot U_{\text{DC}} \quad (2.26)$$

$\bar{I}_L$  ist der Strommittelwert des während der Kommutierungszeit  $t_{\text{komm}}$  durch die Induktivität  $L_{s1}$  fließenden Stromes und  $U_{\text{DC}}$  die Zwischenkreisgleichspannung. Die Kommutierungszeit  $t_{\text{komm}}$  ist in diesem Falle als die Länge der Zeitintervalle 2, 4, 7 und 9 aus Abbildung 2.24 definiert, wodurch in (2.26) die doppelte Ausgangskapazität  $C_{\text{oss}}$  verwendet werden muss.

Wie an der Phasenlage zwischen Brückenausgangsspannung und -strom in Abbildung 2.24 zu erkennen ist, muss der Ausgangskreis induktives Verhalten aufweisen, um ZVS zu erreichen. Die Vollbrücke aus Abbildung 2.22 kann daher problemlos mit einem Resonanzkreis am Ausgang beschaltet werden, wie in Abbildung 2.25 gezeigt.

Die Ansteuerung des Vollbrückenwechselrichters wird dann nicht mehr im Phasenschiebermodus realisiert, wodurch das Nullspannungsniveau während der Zeitintervalle 3 und 3a, sowie 8 und 8a, entfällt. Die Brückenausgangsspannung wird dann zu einem Trapez und der Ausgangsstrom nahe der Resonanzfrequenz annähernd sinusförmig. Je nach Schaltfrequenz kann dann mit einem Schwingkreis ZVS, ZCS oder beides erreicht werden. Die Kurvenverläufe für den resonanten Schaltvorgang sind in Abbildung 2.26 dargestellt.

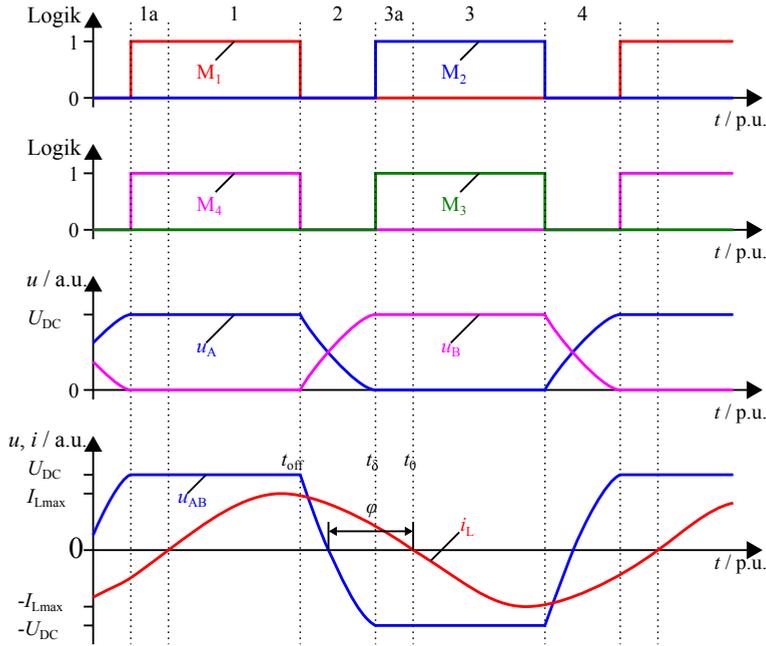


Abbildung 2.26: Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit Resonanzkreis am Ausgang und Betrieb unter Einhaltung der ZVS-Bedingung. Die Intervalle 1a und 3a bezeichnen die Zeiträume, in denen die Freilaufdioden den negativen Laststrom übernehmen und der Transistor unter ZVS eingeschaltet werden kann. An der Phasenlage des Laststromes zur Ausgangsspannung erkennt man, dass der Stromnulldurchgang erst stattfinden darf, wenn die Ausgangsspannung die entgegengesetzte Polarisierung vollständig erreicht hat.

ZVS kann dann erreicht werden, wenn die Schaltfrequenz des Wechselrichters oberhalb der Resonanzfrequenz  $f_0$  des Schwingkreises liegt und die Phasenlage  $\varphi$  des Laststromes gemäß (2.27) ausreichend groß ist, um die Ausgangskapazitäten  $C_{oss}$  der Transistoren innerhalb der Wechselrichtertotzeit  $t_{tot}$  umzuladen.

$$\varphi \geq \frac{t_{\delta} - t_{off}}{2 \cdot T_{sw}} \cdot 2\pi, \quad (2.27)$$

wobei  $T_{sw}$  die Periodendauer eines Schaltzyklus,  $t_{off}$  der Abschaltzeitpunkt des Transistors und  $t_{\delta}$  das Ende des Kommutierungsvorgangs sind. Für den Einsatz mit Schwingkreis muss der während des Kommutierungsintervalls in der Schwingkreisinduktivität fließende Strommittelwert  $\overline{i_{Ls\delta}}$  gemäß (2.28) ausreichend

groß sein, um die gespeicherten Ladung der Ausgangskapazitäten vollständig umzuladen und die ZVS-Bedingung zu erfüllen.

$$\overline{i_{Ls\delta}} \geq \frac{C_{\text{oss-eff}} \cdot 2U_{\text{DC}}}{t_{\delta} - t_{\text{off}}} \quad (2.28)$$

$$\overline{i_{Ls\delta}} = \frac{1}{t_{\delta} - t_{\text{off}}} \int_{t_{\text{off}}}^{t_{\delta}} i_{Ls}(t) dt \quad (2.29)$$

Hierbei ist  $C_{\text{oss-eff}}$  die effektive Ausgangskapazität der Transistoren während des Kommutierungsvorganges. Die Ausgangskapazität der Transistoren kann durch eine externe Kapazität  $C_{\text{ext}}$  erweitert werden, so dass die Flankensteilheit der Drain-Source-Spannung und damit die Transistorverluste weiter reduziert werden können. Der gesamte Kommutierungsvorgang muss abgeschlossen sein, bevor der Laststrom seinen Nulldurchgang erreicht.

Ein üblicher Ansatz ist, den Resonanzstrom als eine Sinusfunktion gemäß (2.30) anzunehmen.

$$i_{L,1}(t) = \hat{i}_L \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot t - \varphi), \quad (2.30)$$

wobei  $\hat{i}_L$  die Stromamplitude und  $f_{\text{sw}}$  die Schaltfrequenz repräsentieren. Einsetzen von (2.30) in (2.29) ergibt (2.31).

$$\begin{aligned} \overline{i_{L\delta}} &= \frac{-\hat{i}_L}{t_{\delta} - t_{\text{off}}} \cdot \int_{t_{\text{off}}}^{t_{\delta}} \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot t - \varphi) dt \\ &= \frac{-\hat{i}_L}{t_{\delta} - t_{\text{off}}} \cdot \left[ \frac{-\cos(2 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot t - \varphi)}{2 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}}} \right]_{t_{\text{off}}}^{t_{\delta}} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Setzt man nun (2.31) mit (2.28) gleich kann die benötigte Stromamplitude  $\hat{i}_L$ , um innerhalb einer gegebenen Wechselrichtertotzeit  $t_{\text{tot}}$  ZVS einzuhalten, berechnet werden. Damit ergibt sich für die Stromamplitude  $\hat{i}_L$  (2.32).

$$\hat{i}_L = \frac{-4 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot C_{\text{oss-eff}} \cdot U_{\text{DC}}}{\cos(2 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot t_{\text{off}} - \varphi) - \cos(2 \cdot \pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot t_{\delta} - \varphi)} \quad (2.32)$$

Die minimal benötigte Stromamplitude wird in Abbildung 2.27 als Kennlinienfeld in Abhängigkeit von der Phasenlage und der effektiven Ausgangskapazität für eine vorgegebene Kommutierungszeit von  $t_{\delta} - t_{\text{off}} = 125 \text{ ns}$  berechnet.

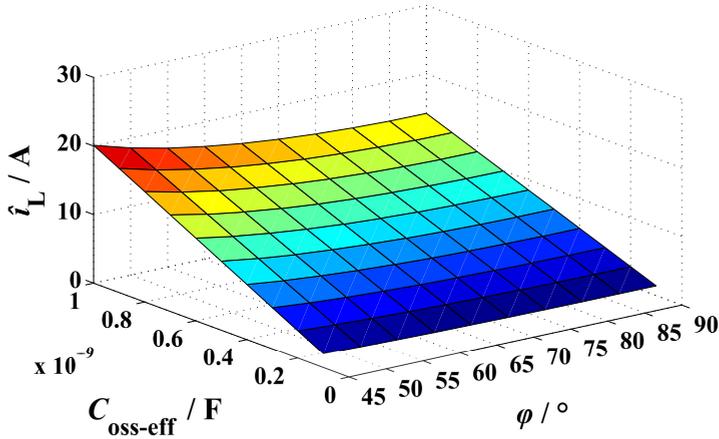


Abbildung 2.27: Minimal benötigte Stromamplitude  $\hat{i}_L$  des Resonanzstromes als Funktion der effektiven Ausgangskapazität  $C_{\text{oss-eff}}$  und der Phasenlage des Stromes  $\varphi$ . Als Berechnungsgrundlage wurde eine Kommutierungszeit von  $t_{\delta} - t_{\text{off}} = 125 \text{ ns}$  vorgegeben.

Wenn der Schwingkreis mit kleinerer Frequenz als seine Resonanzfrequenz angesteuert wird, eilt der Strom vor und es kann kein ZVS mehr erreicht werden. Durch die vorzeitige Laststromumkehr kann jedoch ZCS erreicht werden. Im Transistor entstehen dann keine Ausschaltverluste, da der Laststrom im Ausschaltzeitpunkt bereits durch die Freilaufdiode fließt. Dieser freilaufende Laststrom muss in einer Halbbrücke allerdings auf den gegenüberliegenden Transistor kommutieren. Dafür muss die Ausgangskapazität des einzuschaltenden Transistors ent- und die des abkommutierenden Transistors aufgeladen werden, damit die anliegende Spannung eine Stromänderung in der Kommutierungseinduktivität  $L_{\text{komm}}$  der Halbbrücke zulässt. Dadurch wird der einschaltende Transistor immer unter Spannung geschaltet und es entstehen hohe Schaltverluste. Insbesondere wenn MOSFETs eingesetzt werden, spielen diese Einschaltverluste eine große Rolle. Daher bietet ZVS größere Vorteile in Hochfrequenzwechselrichtern, als ZCS [78, Kap. 20.1.2, S. 765 ff.]. Eine Ausnahme dazu bilden IGBT-

Wechselrichter, welche häufig mit ZCS betrieben werden. Hierbei werden jedoch keine parallelgeschalteten externen Entlastungskondensatoren  $C_{\text{ext}}$ , sondern in Reihe geschaltete Entlastungsinduktivitäten  $L_{\text{ext}}$  zur Reduzierung der Stromflankensteilheit eingesetzt [80–82].

Alternativ zu dem bereits erwähnten Vollbrückenwechselrichter könnte sich der resonant betriebene Mehrpunkt-Wechselrichter, wie in Abbildung 2.28 als Dreipunkt-Version dargestellt, ebenfalls für hohe Leistungen und insbesondere hohe Zwischenkreisspannungen eignen.

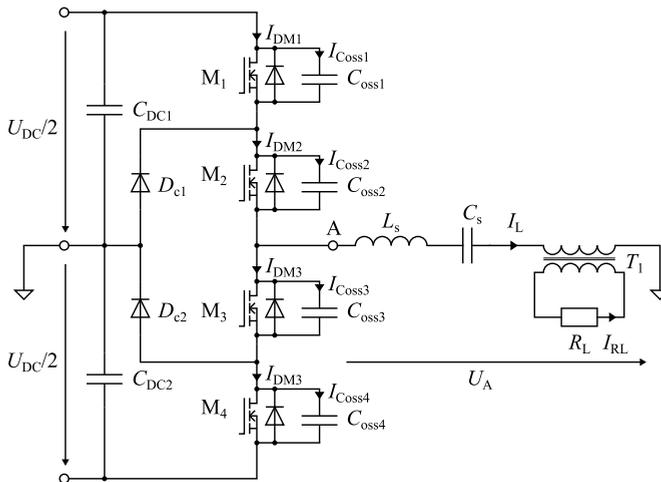


Abbildung 2.28: Schaltbild des Dreipunkt-Wechselrichters mit über die Freilaufdioden  $D_{c1}$  und  $D_{c2}$  geklemmtem Spannungsnulldpunkt. Der Serien-Schwingkreis am Ausgang ermöglicht auch bei diesem Wechselrichter den Betrieb mit ZVS.

Der Spannungsmittelpunkt ist über Freilaufdioden geklemmt, woher sich der Name „3-Level-Neutral-Point-Clamped“ (3L-NPC) ableitet. Die symmetrische Ausgangsspannung des 3L-NPC-Wechselrichters reduziert vor allem den Oberschwingungsgehalt der Ausgangsspannung, so dass Filterverluste und damit die Baugröße der Filterelemente reduziert werden können [83]. Mehrpunkt-Wechselrichter werden daher insbesondere für die Hochspannungsgleichstromübertragung (HGÜ) [84], als Antriebsumrichter [85], für unterbrechungsfreie Stromversorgungen [86] oder auch Röntgengeneratoren [87] verwendet. Als resonant geschalteter Wechselrichter ist das Funktionsprinzip ähnlich dem des ZVS-Voll-

brückenwechselrichters und wird in [88] untersucht. Die Schaltfrequenzen liegen in allen genannten Anwendungsgebieten allerdings nur im kHz-Bereich. Experimentelle Untersuchungen an einem Laboraufbau des 3L-NPC-Wechselrichters (siehe Abbildung 2.29) haben zwar gezeigt, dass mit dem 3L-NPC Schaltfrequenzen im MHz-Bereich möglich sind, jedoch ausschließlich mit einem Typ von SiC-MOSFET (C2M0160120D, Cree Inc., USA). Weiterhin wird ein höherer Resonanzstrom zur Einhaltung der ZVS-Bedingung benötigt, wodurch der Wirkungsgrad sinkt. Die Aufteilung der Zwischenkreisspannung erhöht weiterhin die Systemkomplexität, wodurch dieser Wechselrichter nicht für den hier angestrebten Betrieb von Induktionslampen und für den Vergleich von SiC-FETs geeignet ist.

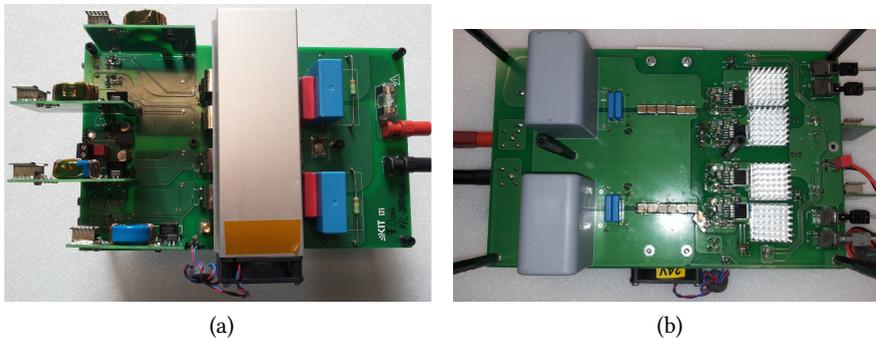


Abbildung 2.29: Fotografie des aufgebauten 3L-NPC-Wechselrichters. (a) Oberseite und (b) Unterseite der Leistungsteilplatine.



# 3 Systementwurf von 2 MHz-Wechselrichtern für Multikilowatt-Induktionslampen

Das Lastverhalten von ICP und Induktionslampen erfordert die Auslegung eines Schwingkreises in der Art, dass die Ausgangskennlinie des Wechselrichters optimal zum Lampenverhalten passt. Hierzu wird eine Auslegungsmethode benötigt, um den Schwingkreis den Lastparametern entsprechend für die gegebenen Eingangsgrößen zu berechnen. Diese Methode setzt allerdings voraus, dass die wichtigsten Lampengrößen bereits bekannt sind und als Berechnungsgrundlage dienen. Daher wird die Systemauslegung in Teilschritten durchgeführt:

1. Bestimmung der Plasmagrößen anhand eines gemittelten Plasmamodells
2. Berechnung der Schwingkreiselemente auf Basis der Plasmagrößen
3. Systematischer Vergleich von SiC-Transistoren für den MHz-Betrieb
4. Berechnung der Ströme und Bauteilgrößen innerhalb der Wechselrichterschaltungen

## 3.1 Lampenkörper für 0,5 kW und 1,2 kW Induktionslampen

Das Plasmaverhalten von Induktionslampen gilt aufgrund des fehlenden Kathodenfalles als vergleichbar mit dem der positiven Plasmasäule elektrodenbehafteter Niederdrucklampen [15, 89]. Für Induktionslampen kann daher näherungsweise eine vergleichbare Volumenleistungsdichte angenommen werden. Da die

Feldlinien des induzierten elektrischen Feldes kreisförmig sind, ist die Diffusionslänge der Elektronen nicht wie bei elektrodenbehafteten Lampen durch die Lampenlänge begrenzt, sondern kann ein Vielfaches des mittleren Lampenumfangs betragen. Dadurch kann jedes Elektron an mehr Stößen teilnehmen, bevor es durch Wandrekombination verloren geht. Weiterhin ist aus der Literatur bekannt, dass die Elektronendichte um mindestens eine Größenordnung höher als bei elektrodenbehafteten Niederdrucklampen ist [24, 34]. Es kann also eine proportional höhere Stromdichte angenommen werden. Dies bedeutet wiederum, dass sich der Plasmawiderstand umgekehrt proportional zu der Elektronendichte reduziert. Eine typische Stromdichte von Hg- und Amalgam-Niederdrucklampen liegt bei  $j \leq 0,25 \text{ A/cm}^2$ . Amalgam-Lampen weisen gegenüber Hg-Niederdrucklampen die dreifache Leistungsdichte auf, wodurch die Lampenleistung für die gleichen Lampenabmessungen erhöht werden kann [2].

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Machbarkeit von HF-EVG für Hochleistungsinduktionslampen ab einem Kilowatt zu untersuchen. Es werden daher Lampenkörper mit einer Länge von  $l = 200 \text{ mm}$  und Außendurchmessern von  $68 \text{ mm} \leq d_a \leq 110 \text{ mm}$  ausgewählt. Es handelt sich bei den Lampenkörpern um eine koaxiale Anordnung, wie sie in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Der Innendurchmesser des Innenrohres beträgt  $d_i = 22 \text{ mm}$  und bietet damit ausreichend Platz für einen wassergekühlten Ferritkoppler. Das verwendete synthetische Quarzglas weist eine Wandstärke von  $w = 2,5 \text{ mm}$  auf. Damit ergibt sich für die Lampe mit  $d_a = 68 \text{ mm}$  ein Volumen von knapp  $V_L = 534319 \text{ mm}^3$ . Mit der gleichen Leistungsdichte wie der von Amalgamlampen kann dieses Lampenvolumen mit einer Lampenleistung von  $P_L \approx 473 \text{ W}$  betrieben werden. Um den Dampfdruck des Leuchtgases, z.B. Hg, über die „cold spot“(CS)-Temperatur zu regulieren, ist ein zusätzlicher Appendix vorgesehen. Um höhere Lampenleistungen zu erreichen, werden weitere Lampenkörper mit Außendurchmessern von  $d_a = 80 \text{ mm}$  und  $d_a = 110 \text{ mm}$  eingesetzt.

#### 3.1.1 Abschätzung der Lampenparameter

Der Lampenkörper mit  $d_a = 68 \text{ mm}$  wird mit 3 mbar Ar als Puffergas und 6 mg Hg gefüllt. Damit ist der Puffergasdruck höher als in kommerziellen Induktions-



Abbildung 3.1: Zeichnung des koaxialen Lampenkörpers für bis zu 500 W Lampenleistung, der für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet wird. Weitere Lampenkörper für größere Lampenleistungen bis 1,2 kW werden mit Außenrohrdurchmessern von  $d_a = 80$  mm und  $d_a = 110$  mm gefertigt. Alle Maße sind in Millimetern angegeben.

lampen, wodurch die ambipolare Diffusion reduziert, die Erwärmung des Puffergases jedoch erhöht wird [90]. In erster Näherung werden die Leistungsdaten von kommerziellen elektrodenbehafteten Niederdrucklampen auf die Induktionslampe übertragen. Der Lampenkörper mit  $d_a = 68$  mm (s. Abb. 3.1) kann, unter der Annahme, dass die gleiche Volumenleistungsdichte wie bei einer Standard oder „High-Output“ Hg- und Amalgam-Niederdrucklampe von Heraeus Noblelight [2] vorhanden ist, mit einer Leistung von  $P_L = 149$  W bis  $P_L = 447$  W betrieben werden. Die angenäherten Plasmaparameter mit einer um eine Größenordnung höheren Elektronendichte sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Tabelle 3.1: Abgeschätzte Plasmaparameter des ICP für den Lampenkörper mit 68 mm Außendurchmesser aus Abbildung 3.1 anhand von kommerziell erhältlichen UV-Lampen [2].

	Hg	Hg „High Output“	Amalgam	
$P_{ICP}$	149	298	447	W
$J_{ICP}$	2,41	4,98	2,41	$A/cm^2$
$I_{ICP}$	89,56	185,45	89,56	A
$U_{ICP}$	1,66	1,61	4,99	V
$R_{ICP}$	18,57	8,66	55,7	$m\Omega$

Entsprechend des ESB von ICP kann davon ausgegangen werden, dass sich das Plasma, von der Primärseite aus betrachtet, wie eine induktive Last verhält. Aufgrund der niedrigen Kopplung zwischen Plasma und Ferritkoppler muss die

Stromversorgung in der Lage sein ausreichend Scheinleistung zu liefern, dass die Aufrechterhaltung der Gasentladung garantiert ist. Wird das ICP als Reihenschaltung aus Blind- und Wirkwiderstand angesehen, können daraus wie in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, die primärseitigen ICP-Betriebsparameter berechnet werden [37]. Ausgehend von einem Leistungsfaktor  $\cos \varphi \leq 0,7$  muss der Induktionslampe eine Scheinleistung von mindestens  $S_{\text{Lampe}} \geq 638,6 \text{ VA}$  zur Verfügung gestellt werden, wenn sie mit einer Wirkleistung von 447 W betrieben wird. Für höhere Wirkleistungen mit den größeren Lampenkörpern und niedrigere Kopplfaktoren, verändert sich dieses Verhältnis.

Genauere Ergebnisse, als durch die lineare Skalierung kommerzieller Lampenparameter, können durch eine Approximation der Plasmaleitfähigkeit in Abhängigkeit der mittleren Elektronendichte  $\bar{n}_e$  und des Verhältnisses  $\omega/\nu_m$  aus Betriebs- und Stoßfrequenz ermittelt werden. Shen [90] hat anhand des Modells von Lister [33] die Abhängigkeit der Elektronendichte vom Ar-Puffergasdruck gezeigt. Demnach nimmt die Elektronendichte ab einem Puffergasdruck von 133 Pa auf  $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  ab. Für den hier gewählten Puffergasdruck ist daher eine ähnliche Elektronendichte zu erwarten. Die mittlere Plasmaleitfähigkeit  $\bar{\sigma}_0$  kann gemäß (2.4) berechnet werden. Der Querschnitt  $A_{\text{ICP}}$  des Plasmastromes kann mit (3.1) angenähert werden, sofern der gesamte Plasmastrom in der Eindringtiefe  $\delta_0$  fließt und diese kleiner als die Lampenabmaße sind.

$$A_{\text{ICP}} = \delta_0 \cdot l_{\text{Lampenkörper}} \quad (3.1)$$

$$l_{\text{ICP}} = \frac{\pi (d_a + d_i)}{2} \quad (3.2)$$

Zusammen mit der Länge der Plasmawindung  $l_{\text{ICP}}$  gemäß (3.2), berechnet sich der Plasmawiderstand mit (3.3).

$$R_{\text{ICP}} = l_{\text{ICP}} / (A_{\text{ICP}} \cdot \bar{\sigma}_0) \quad (3.3)$$

Die aus diesen Annahmen berechneten Plasmagrößen sind in Tabelle 3.2 für eine Plasmaleistung von  $P_{\text{ICP}} = 447 \text{ W}$  bei einer Betriebsfrequenz von 2 MHz aufgelistet. Man erkennt, dass die Eindringtiefe deutlich größer als die Tiefe des Entladungsraumes der Lampe mit  $(d_a - d_i) / 2 = 19,5 \text{ mm}$  ist. Es kann hier also davon

Tabelle 3.2: Für den ausgewählten Lampenkörper berechnete Plasmaparameter für eine eingespeiste Plasmaleistung von  $P_{\text{ICP}} = 447 \text{ W}$  bei  $\omega = 2\pi \cdot 2,0 \text{ MHz}$  und einer mittleren Elektronendichte von  $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  für relative Stoßfrequenzen von  $\omega/v_m = 0,1; 0,38; 0,5$ . Es ist ersichtlich, dass die Eindringtiefe,  $\delta_0$ , in allen Fällen größer als die Tiefe des Entladungsraumes von 20 mm ist.

$\omega/v_m$	0,1	0,38	0,5	
$\bar{v}_m$	125,664	33,069	25,133	$\cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$
$\bar{\sigma}_0$	44,73	169,96	223,64	$(\Omega\text{m})^{-1}$
$\delta_0$	53,21 > 20	27,30 > 20	23,80 > 20	mm
$A_{\text{ICP}}$	10,64	5,46	4,76	$\cdot 10^{-3} \text{ m}^2$
$l_{\text{ICP}}$	0,246	0,164	0,153	m
$R_{\text{ICP}}$	91,0	35,8	29,2	$\text{m}\Omega$
$I_{\text{ICP}}$	70,1	111,72	123,79	A
$U_{\text{ICP}}$	6,38	4,00	3,61	V

ausgegangen werden, dass eine über die Dimensionen des Entladungsgefäßes gemittelte Elektronendichte  $\bar{n}_e$  für die Berechnungen herangezogen werden kann. Der Einfachheit halber, sollen diese Plasmaparameter daher als Grundlage für weitere Berechnungen dienen.

### 3.1.2 Hohlraumkoppler

Um die Lampe effizient betreiben zu können, muss ein Hohlraumkoppler verwendet werden, der die Plasmaparameter auf die Primärseite des Transformator-ESBs umwandelt. Das Design eines Hohlraumkopplers für eine Induktionslampe zur Optimierung der Energieübertragung wird in [91] auf Basis eines Finite-Elemente-Ansatzes gezeigt. Jedoch werden keine Untersuchungen zu verschiedenen Ferritmaterialien und Lampenkörpern durchgeführt.

Für die Funktion der Induktionslampe muss der Plasmastrom  $I_{\text{ICP}}$  als primärer Kopplerstrom  $I_{\text{Koppler}} = I_{\text{ICP}}/n_1$  von der Stromversorgung eingepreßt werden. Der Plasmawiderstand  $R_{\text{ICP}}$  transformiert sich dann auf  $R'_{\text{ICP}} = n_1^2 \cdot R_{\text{ICP}}$ . Aufgrund des offenen magnetischen Kreises weisen Induktionslampen mit Hohlraumkopplern eine niedrige magnetische Kopplung des Plasmastromes zur Primärwicklung auf, was eine hohe Streuinduktivität  $L_{\sigma\text{Plasma}}$  im Transformator-ESB (vgl.

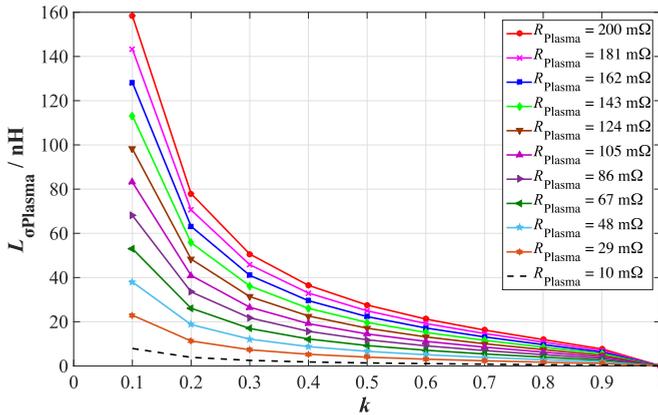


Abbildung 3.2: Verlauf der Plasmainduktivität,  $L_{\sigma\text{Plasma}}$ , als Funktion des Koppelfaktors,  $k$ , für verschiedene Plasmawiderstände,  $R_{\text{Plasma}}$ , bei einer Betriebsfrequenz von 2 MHz

Abbildung 2.9) zur Folge hat. Für einen gegebenen Koppelfaktor  $k$  berechnet sich die Induktivität des Plasmaringes gemäß (3.4).

$$L_{\sigma\text{Plasma}} = \frac{R_{\text{Plasma}}}{k} \cdot \sin(\arccos(k)) \cdot \frac{1}{\omega}, \quad (3.4)$$

wobei  $\omega = 2\pi f$  hier die Betriebskreisfrequenz der Lampe ist. Die Werte der Plasmainduktivität,  $L_{\sigma\text{Plasma}}$ , sind in Abbildung 3.2 als Funktion des Koppelfaktors von  $k = [0,1; 1]$  für verschiedene Plasmawiderstände,  $R_{\text{Plasma}} = [10; 200]$  m $\Omega$  bei einer Betriebsfrequenz von  $f = 2$  MHz dargestellt. Der Koppelfaktor für die intern angeregte Induktionslampe liegt im Bereich von 0,5 bis 0,7 [39]. Es muss daher mit einer Plasmainduktivität von bis zu  $L_{\sigma\text{Plasma}} \leq 27$  nH gerechnet werden. Für einen Plasmawiderstand von  $R_{\text{Plasma}} = 91$  m $\Omega$  ergibt sich eine Induktivität im Bereich  $7,0 \text{ nH} \leq L_{\sigma\text{Plasma}} \leq 14,5 \text{ nH}$ . Bei einer Kopplerwicklungszahl von  $n_1 = 23$  ergeben sich damit die Primärgrößen zu  $R'_{\text{ICP}} = 48,1 \Omega$  und  $3,7 \mu\text{H} \leq L'_{\sigma\text{Plasma}} \leq 7,7 \mu\text{H}$ .

Für den Einsatz im Hohlraumkoppler wird ein Ferritmaterial benötigt, welches eine möglichst hohe Permeabilität aufweist und bei den vom Plasma benötigten hohen Betriebsfrequenzen eine niedrige Verlustleistung verursacht. Die Hohlraumkoppler der QL<sup>TM</sup>-Lampe werden bspw. mit 4M2 oder 4C6 NiZn-Ferriten

hergestellt [22, 92], welche eine relative Permeabilitätszahl von  $\mu_r = 200$  bzw. 150 aufweisen. Für wesentlich niedrigere Frequenzen unter einem MHz werden MnZn-Ferrite eingesetzt, welche weit höhere Permeabilitätszahlen im vierstelligen Bereich aufweisen. Bei niedrigen Betriebsfrequenzen sinkt die Plasmaeffizienz, was Popov [6, 93] im Frequenzbereich zwischen 160 und 3300 kHz für eine Ringentladungslampe ohne Ferrit untersucht hat. Dies wird zum einen von dem höheren benötigten Spulenstrom bei niedrigen Frequenzen verursacht, wodurch die Spulenverluste stark ansteigen. Dem kann insofern mit einem Ferritkern entgegengewirkt werden, dass die Spule bei kleinem Strom ein stärkeres Magnetfeld erzeugt. Zum anderen sinkt die Änderungsgeschwindigkeit des Spulenstromes und damit des Magnetfeldes mit der Frequenz, wodurch die Elektronen im Plasma langsamer beschleunigt werden. Dies hat zur Folge, dass stärkere Magnetfelder für eine ausreichende Elektronenbeschleunigung notwendig werden, was wiederum nur mit höheren Spulenverlusten erreicht werden kann.

Demnach sind für die optimale Auslegung der Lampenspule sowohl die benötigte Windungszahl als auch der Lampenstrom und die resultierende Lampenspannung wichtige Größen, um die entstehenden Ferritverluste vorher abschätzen zu können.

## 3.2 Schwingkreisberechnung

Das Lampenmodell der induktiven Lampe hat gezeigt, dass es sich bei ihr um eine komplexe Lastimpedanz mit hohem reaktivem Anteil handelt. Dazu kommt die Leistungsabhängigkeit des Plasmawiderstandes. Aus diesem Grund ist es besonders wichtig, eine optimale Auslegung des vorgeschalteten Schwingkreises zu finden.

In einem ersten Ansatz kann man von einer vollständig kompensierten Lampeninduktivität und damit von einem rein ohmschen Lastverhalten ausgehen. Damit kann der Schwingkreis so berechnet werden, dass im entsprechenden Arbeitspunkt die Lampenleistung abgegeben wird und nicht mehr als die benötigte Blindleistung im Schwingkreis gespeichert wird. Dadurch lässt sich der Wirkungsgrad des Wechselrichters optimieren. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein

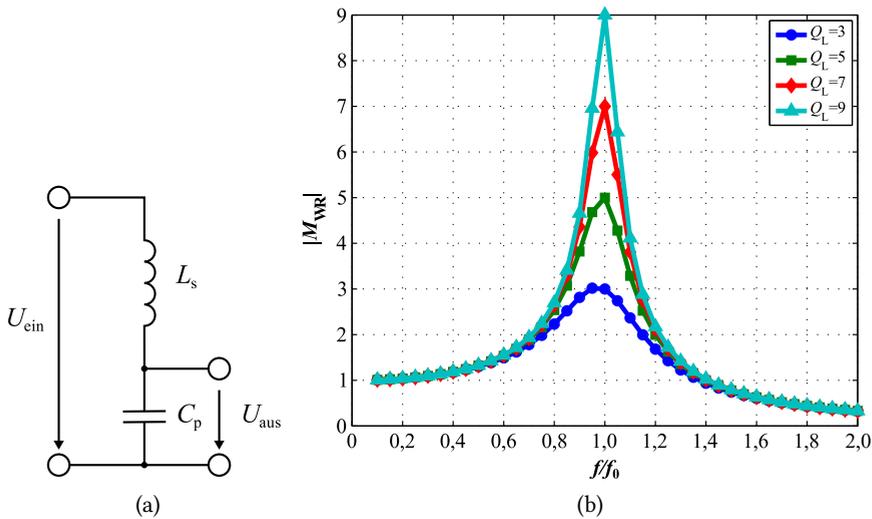


Abbildung 3.3: Parallelschwingkreis mit zwei reaktiven Bauelementen. (a) Ersatzschaltbild mit idealen Bauelementen und (b) Übertragungsfunktion der Ausgangsspannung normiert auf die Resonanzfrequenz für die Gütefaktoren  $Q_L = 3, 5, 7$  und  $9$ , gemäß [79, (6.59), (7.35), (8.25), (9.24)].

Parallelschwingkreis eingesetzt, wie er in Abbildung 3.3 (a) dargestellt ist. Abbildung 3.3 (b) zeigt die Verstärkung der Ausgangsspannung als Funktion der Anregungsfrequenz für verschiedene Schwingkreisgüten  $Q_L$  von  $3 \leq Q_L \leq 9$ .

Die Anregungsfrequenz ist hierbei auf die Resonanzfrequenz  $f_0$  normiert und wird gemäß (3.5) berechnet.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} \quad (3.5)$$

Die Schwingkreisgüte für den Parallelschwingkreis wird gemäß (3.6) berechnet [79].

$$Q_{L\text{parallel}} = \frac{R_L}{X_L} = R_L X_C \quad (3.6)$$

Abbildung 3.4 zeigt den Berechnungsablauf für einen Parallelschwingkreis mit ohmscher Last. Der Berechnungsablauf beschreibt eine rekursive Annäherung

der Schwingkreisbauelemente in Abhängigkeit von der entstehenden Kommutierungszeit und der damit zusammenhängenden Vollbrückenausgangsspannung. Bei nicht kompensierter Lampeninduktivität kann diese Berechnung nicht gewählt werden, da der Schwingkreis dann die entsprechende Blindleistung zum Lampenbetrieb zur Verfügung stellen muss. Die Berechnung des Schwingkreises beginnt zunächst mit der Festlegung einer Ausgangsleistung  $P_{\text{Last}}$  bei fester Eingangsspannung  $U_{\text{DC}}$  und Schaltfrequenz  $f_{\text{sw}}$ . Zusammen mit dem erwarteten Lastwiderstand können die benötigten Last- und Resonanzströme,  $I_{\text{Last}}$  und  $I_{\text{Resonanz}}$ , berechnet werden. Ausgehend von dem benötigten Resonanzstrom kann die benötigte Gesamtimpedanz des Schwingkreises im Arbeitspunkt berechnet werden. Nach Subtraktion der Parallelimpedanz aus Resonanzkondensator und Lastwiderstand kann die benötigte Serienimpedanz der Resonanzdrossel bestimmt werden. Anhand einer Grundschiebungsanalyse können nun für diesen Schwingkreis die Phasenlage des Stromes  $\varphi$ , der Resonanzstrom im Ausschaltzeitpunkt  $i_{\text{Resonanz}}(t_{\text{off}})$  und die zu diesem Zeitpunkt in der Resonanzdrossel gespeicherte Energie  $W_{\text{Xs}}(t_{\text{off}})$  berechnet werden. Diese drei Größen ergeben dann die Kommutierungszeit  $t_{\text{komm}}$  des Vollbrückenwechselrichters und damit wiederum die Wechselrichterausgangsspannung  $U_{\text{WR-eff}}$ . Mit dieser Ausgangsspannung wird anschließend die Berechnung so oft wiederholt, bis die Ergebnisse der Berechnung gegen einen stationären Wert konvergieren.

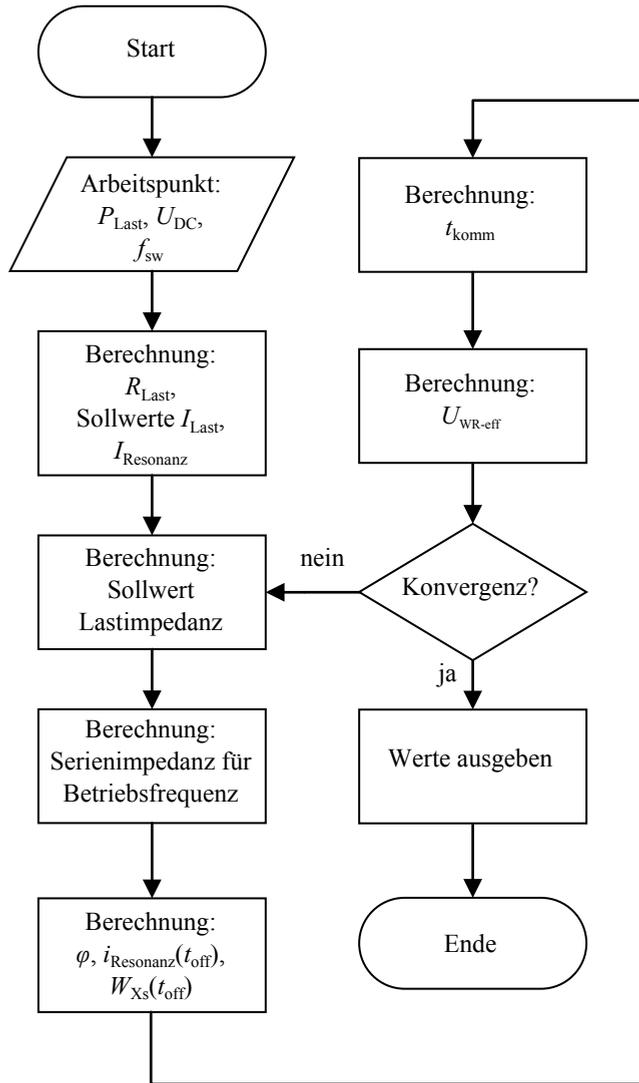


Abbildung 3.4: Flussdiagramm zur Berechnung des Schwingkreises für einen gegebenen Arbeitspunkt mit ohmscher Last

Die Berechnungsroutine kann für jede Wechselrichterschaltung verwendet werden. Es muss jedoch bei der Berechnung der Wechselrichterausgangsspannung das spezifische Verhalten der Spannungsflanken berücksichtigt werden. Diese Rückkopplung des Schwingkreises auf das Schaltverhalten der Transistoren ist vor allem bei Verwendung eines 3LNPC-Wechselrichters von besonderem Interesse.



### 3.3 Auswahlkriterien für SiC-Leistungstransistoren für den MHz-Betrieb

Eine Übersicht der in dieser Arbeit untersuchten SiC-Transistoren und vier Si-Transistoren als Referenzbauteile ist in Tabelle 3.3 gegeben. Durch eine erste Konsolidierung in der Branche der Hersteller von SiC-Leistungshalbleitern sind die Bauteile von SemiSouth mittlerweile nicht mehr verfügbar. In dieser Arbeit werden außerdem keine SiC-BJTs von Fairchild betrachtet, da diese mittlerweile nicht mehr produziert werden. Die Si-Bauteile werden als Referenz gewählt, weil sie den aktuellen Stand der Fertigungstechnologie für Si-Power-MOSFETs darstellen. Die CoolMOS<sup>TM</sup> Bauteile werden mit jeweils halbem und gleichem Durchlasswiderstand der SiC-Bauteile berücksichtigt. Der spezifische Durchlasswiderstand  $R_{\text{on-spec}}$  (siehe Tabelle 3.3) wird für alle Bauteile anhand der gesamten Chipfläche berechnet und nicht anhand der aktiven Fläche, was dem Umstand geschuldet ist, dass der Bauteilpreis hauptsächlich von der Chipfläche bestimmt wird und nicht nur von der aktiv ausgenutzten Fläche. Aus diesem Grund ist dieser Wert eher ein Anhaltspunkt für die Chipausnutzung der jeweiligen Herstellertechnologie, als eine genaue Aussage über die Vorteile der jeweiligen Bauteiltechnologie selbst. Anhand der Datenblattangaben ist erkennbar, dass zwischen den Bauteiltechnologien erhebliche Unterschiede bestehen. Die markantesten Unterschiede sind an den spezifischen Kanalwiderständen zu sehen. Die Si-CoolMOS<sup>TM</sup>-Bauteile liegen hier um einen Faktor von  $> 2,15$  höher im Vergleich zum schlechtesten SiC-Bauteil bei kleinerer Sperrspannung von 650 V. Die Power-MOSFETs von Ixys mit vertikalem Kanal liegen um den Faktor  $> 46$  höher gegenüber den SiC-Transistoren. Es ist deutlich, dass die SiC-VJFETs die niedrigsten spezifischen Kanalwiderstände von  $R_{\text{on-spec}} \leq 0,5 \Omega \cdot \text{mm}^2$  der betrachteten Bauteile aufweisen. Die SiC-MOSFETs liegen mit  $0,83 \Omega \cdot \text{mm}^2 \leq R_{\text{on-spec}} \leq 1,54 \Omega \cdot \text{mm}^2$  teilweise weit darüber. Der SiC-JFET von Infineon hingegen weist durch seinen spezifischen Kanalwiderstand eine relativ große Chipfläche auf. Der Kanalwiderstand ist zwar kleiner als jener der Cree SiC-MOSFETs erster Generation, aber nur noch gleich groß wie jener der zweiten Generation. Dadurch lässt sich ableiten, dass Cree bei der Herstellung der SiC-MOSFETs in zweiter Ge-

neration eine deutliche Technologieverbesserung erreicht hat. Der spezifische Durchlasswiderstand ist insbesondere aus wirtschaftlicher Sicht wichtig, denn mit steigender Chipfläche steigen die Herstellungs- und letztendlich die Bauteilkosten. Um einen chipflächenbasierten Vergleich der Bauteile zu erleichtern, wird mit dem C2M0040120D ein weiterer SiC-MOSFET von Cree in den Vergleich aufgenommen.

### 3.3.1 Bauteilgütezahlen - Figures of Merit (FOM)

Neben der Bewertung der Transistoreigenschaften anhand von Bauteilparametern, wie Chipfläche und Durchlasswiderstand, und den reinen materialbasierten Gütezahlen (FOMs) können für den Vergleich der Transistoren bauteilspezifische FOMs gemäß (3.12 - 3.14) [54] herangezogen werden.

$$\text{FOM} = Q_G \cdot R_{\text{DS(on)}} \quad (3.12)$$

$$\text{BHFFOM} = \left( R_{\text{DS(on)}} \cdot C_{\text{iss}} \right)^{-1} \quad (3.13)$$

$$\text{NHFFOM} = \left( R_{\text{DS(on)}} \cdot C_{\text{o(er)}} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

$Q_G$  entspricht der gesamten für einen Schaltvorgang benötigten Gateladung. Als BHFFOM wird die „Baliga high frequency“ FOM [52] und als NHFFOM die „new high frequency“ FOM [54] bezeichnet.  $C_{\text{iss}}$  ist die Eingangskapazität und  $C_{\text{o(er)}}$  die energiebezogene Ausgangskapazität des Transistors. Während für die FOM möglichst kleine Werte erwünscht sind, implizieren bei den HFFOMs hohe Werte positive Eigenschaften.

Aus den berechneten bauteilspezifischen FOMs in Tabelle 3.4 ist erkennbar, dass die SiC-Bauteile durchgängig bessere Eigenschaften aufweisen als ihre Si-Pendants. Auffällig ist jedoch, dass die CoolMOS<sup>TM</sup>-Bauteile eine FOM und NHFFOM aufweisen, die im Bereich der ersten SiC-MOSFET Generation von Cree liegen. Jedoch liegt die BHFFOM der CoolMOS<sup>TM</sup>-Bauteile um den Faktor  $\geq 2,6$  niedriger als die der SiC-MOSFETs, was an einer größeren Eingangskapazität der Si-Bauteile liegt. Selbst der speziell optimierte HF-MOSFET für Schaltfrequenzen bis 30 MHz weist sehr niedrige HFFOMs auf. An der FOM erkennt

Tabelle 3.3: (a) Übersicht der Datenblattangaben der in dieser Arbeit untersuchten Si- und SiC-Transistoren [94–106] von <sup>(1)</sup>IXYS, <sup>(2)</sup>IXYSRF, <sup>(3)</sup>Infineon, <sup>(4)</sup>SemSouth, <sup>(5)</sup>United Silicon Carbide und <sup>(6)</sup>Cree. <sup>(a)</sup>Chipfläche anhand des thermischen Widerstandes proportional zum IXFX20N120P berechnet.

Bauteil	Abk.	Typ	$U_{DSmax}$ / V	$I_D$ / A	$R_{DS(on)}$ / m $\Omega$	$A_{chip}$ / mm <sup>2</sup>	$R_{on-spec}$ / $\Omega \cdot mm^2$	$R_{thC,max}$ / K/W
IXFX20N120P <sup>(1)</sup>	IXF	Si-MOSFET	1200	20	570	126	71,82	0,16
DE475-102N21A <sup>(2)</sup>	DE475	Si-HF-MOSFET	1000	24	450	$\sim 252^{(a)}$	113,4	0,08
IPW65R041CFD <sup>(3)</sup>	CFD41	Si-MOSFET	650	68,5	41	$\sim 80,64^{(a)}$	3,306	0,25
IPW65R080CFD <sup>(3)</sup>	CFD80	Si-MOSFET	650	43,3	80	$\sim 63^{(a)}$	5,04	0,32
SJDP120R085 <sup>(4)</sup>	SJD85	n-on SiC-VJFET	1200	27	85	4	0,34	1,1
UJN1205KE <sup>(5)</sup>	UJN05	n-on SiC-JFET	1200	38	45	9,43	0,424	0,65
UJN1208KE <sup>(5)</sup>	UJN08	n-on SiC-JFET	1200	21	80	4,98	0,398	1,1
IJW120R070T1 <sup>(3)</sup>	IJW70	n-on SiC-LVJFET	1200	35	70	13,42	0,939	0,63
CME20120D <sup>(6)</sup>	CME20	SiC-MOSFET	1200	33	80	16,6	1,328	0,51
C2M0080120D <sup>(6)</sup>	C2M80	SiC-MOSFET	1200	31,6	80	10,4	0,832	0,65
C2M0040120D <sup>(6)</sup>	C2M40	SiC-MOSFET	1200	60	40	18,3	0,732	0,38

man deutlich die Materialvorteile von SiC, denn allein durch die kleinere Chipdimension wird wesentlich weniger Ansteuerleistung benötigt. Dies wird auch an den HFFOMs deutlich. Durch die kleineren Ein- und Ausgangskapazitäten der SiC-Bauteile, bei gleichzeitig kleinem Durchlasswiderstand, lassen sich leistungselektronische Schaltungen mit höherem Wirkungsgrad realisieren. Innerhalb der Gruppe der SiC-Transistoren zeigt sich, dass die SiC-JFETs zwar die effizienteste Materialausnutzung durch den geringen spezifischen Durchlasswiderstand  $R_{DS(on)-spec}$  aufweisen, sie jedoch teilweise durch höhere Eingangskapazitäten  $C_{iss}$  und damit höhere Gateladungen  $Q_G$  schlechtere FOM-Werte aufweisen, als die zweite Generation der Cree SiC-MOSFETs. Die besten Werte innerhalb der ausgewählten Bauelemente weist der selbstleitende SJDP120R085 SiC-VJFET von SemiSouth Laboratories Inc. (USA) mit einem Durchlasswiderstand von  $63\text{ m}\Omega \leq R_{DS(on)} \leq 85\text{ m}\Omega$  und niedrigster Ansteuerleistung auf. Die höchsten Wirkungsgrade in hart kommutierenden Schaltungen sollten demnach mit selbstleitenden SiC-JFETs bestückte Wechselrichter erreichen.

### 3.3.2 Bauteilgütezahl für resonante Anwendungen

Die Eignung der Transistoren für hohe Schaltfrequenzen in resonanten Schaltungen hängt nicht nur vorrangig von der Gateladung  $Q_G$  und dem Durchlasswiderstand  $R_{DS(on)}$ , sondern auch von der Stromabfallgeschwindigkeit  $t_{ifall}$  und der Ausgangskapazität  $C_{oss}$  ab. Dabei hängt die Stromabfallgeschwindigkeit  $t_{ifall}$  indirekt von der Gate-Source-Ladung  $Q_{GS}$  ab. Eine Verknüpfung zwischen den Eingangs- und Ausgangsgrößen eines Transistors hat Reusch [107] mit der Herleitung einer „soft-switching FOM“, gemäß (3.15) vorgestellt.

$$FOM_{ss} = (Q_{oss} + Q_g) \cdot R_{DS(on)} \quad (3.15)$$

Anhand der kleineren  $FOM_{ss}$ -Werte wird die höhere Leistungsfähigkeit der SiC- gegenüber der Si-Bauelemente deutlich. Es ist ersichtlich, dass der selbstleitende SiC-LVJFET von Infineon bereits um den Faktor 0,77 und der erste Generation SiC-MOSFET um den Faktor 0,88 bessere Werte als das beste CoolMOS-Bauteil aufweisen. Die sehr hohe Leistungsdichte von VJFETs zeigt sich hier

nochmals sehr deutlich. So weisen alle selbstleitenden VJFET Bauteile mindestens um den Faktor 0,49 bessere Gütezahlen auf als das beste CoolMOS-Bauteil. Bei den SiC-MOSFETs weisen die Bauteile der zweiten Generation bereits Werte auf, welche nah an den selbstleitenden VJFETs liegen. Insgesamt weisen die VJFETs die besten Werte auf.

Tabelle 3.4: Berechnete bauteilspezifische FOMs nach [51, 52, 54, 107]

Bauteil	FOM / nC · Ω	BHFFOM / ns <sup>-1</sup>	NHFFOM / ns <sup>-1</sup>	FOM <sub>ss</sub> / nC · Ω
IXF	110	0,16	3,67	383,61
DE475	69,75	0,40	11,7	138,15
CFD41	12,3	2,9	84,69	17,02
CFD80	13,6	2,49	92,59	17,92
SJD85	2,72	46,14	176,47	6,63
UJN05	4,82	21,79	183,15	8,09
UJN08	4,96	25	176,89	8,35
IJW70	6,44	8,93	119,05	13,16
CMF20	7,26	6,53	64,52	14,94
C2M80	3,94	13,16	125	9,06
C2M40	4,6	13,21	152,4	9,4

### 3.3.3 Maximale Schaltfrequenz der Leistungstransistoren

Unabhängig von der bauteilspezifischen FOM muss für die Bewertung der Bauteileignung für die hier zu untersuchenden Wechselrichter, die theoretisch maximale Schaltfrequenz berechnet werden. Anhand der Datenblattangaben zu Anstiegs-, Abfall- und Verzögerungszeiten kann die maximale Schaltfrequenz gemäß (3.16) für hart kommutierten Betrieb näherungsweise berechnet werden.

$$f_{sw-max} = \left( t_{d(on)} + t_r + t_{d(off)} + t_f \right)^{-1} \cdot d_{sw} \quad (3.16)$$

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Anstiegs- und Abfallgeschwindigkeit der Gatespannung in Verbindung mit einem Gatetreiber-IC. Diese Zeitkonstante  $\tau_G$

und damit die maximale Ansteuerfrequenz  $f_{G\text{-max}}$  des Bauteils berechnet sich gemäß (3.17).

$$f_{G\text{-max}} = (2 \cdot \tau_G)^{-1} = (2 \cdot (R_{G\text{int}} + R_{G\text{ext}}) \cdot C_{G\text{eff}})^{-1} \quad (3.17)$$

Mit der Definition, dass die Schaltzeiten der Schaltvorgänge maximal jeweils 20 % der Periodendauer ausmachen dürfen, ergeben sich die berechneten Werte in Tabelle 3.5. Für den SJD85 85 mΩ-SiC-VJFET existieren keine Datenblattangaben, weshalb hier nur davon ausgegangen werden kann, dass die erreichbare Schaltfrequenz vergleichbar mit der des UJN08 80 mΩ-SiC-VJFET sein müsste.

Tabelle 3.5: Anhand der bauteilspezifischen Verzögerungszeiten berechnete maximale Schaltfrequenz  $f_{\text{sw-max}}$  für die Begrenzung der Schaltzeiten auf  $d_{\text{sw}} = 20\%$  und die maximale Gateansteuerfrequenz  $f_{G\text{-max}}$

Bauteil	$f_{\text{sw-max}} / \text{MHz}$	$f_{G\text{-max}} / \text{MHz}$
IXF	0,85	15,06
DE475	10,0	107,53
CFD41	1,02	23,81
CFD80	1,55	39,22
SJD85	k.A.	45,56
UJN05	1,60	16,36
UJN08	2,22	23,52
IJW70	1,55	67,94
CMF20	1,74	22,03
C2M80	2,98	44,19
C2M40	1,57	60,39

Die Werte der maximalen Schaltfrequenz  $f_{\text{sw-max}}$  zeigen, dass selbst von den SiC-Bauteilen nicht jedes uneingeschränkt für Schaltfrequenzen um 2,0 MHz geeignet ist. Dies ist jedoch nur für hart kommutierend geschaltete Anwendungen zutreffend. In einem resonanten Wechselrichter können die Transistoren auch bei höheren Schaltfrequenzen betrieben werden. Hierfür muss berücksichtigt werden, dass die Anstiegs- und Abfallzeiten in einem resonanten Wechselrichter maßgeblich vom Lastkreis bestimmt werden. Die Ausgangskapazitäten der Transistoren werden unter ZVS vom Lastkreis auf- und entladen. Für die Schaltgeschwindigkeit ist dann hauptsächlich die Umladegeschwindigkeit der

Gate-Source-Kapazität bestimmend. Insgesamt gesehen sind die selbstleitenden VJFETs und der 80 mΩ SiC-MOSFET der zweiten Generation für die hier untersuchte Applikation besonders geeignet, da diese auch hart geschaltete Schaltfrequenzen von mehr als  $f_{sw} \geq 2,0$  MHz ermöglichen.

Der sogenannte zweite Durchbruch (eng. „secondary breakdown“), aufgrund von parasitärem Aufsteuern des intrinsisch vorhandenen Bipolartransistors [108, 109] bei zu langer Sperrerrholzeit (eng. „reverse recovery time“  $t_{rr}$ ) der intrinsischen Freilaufdiode, tritt bei den hier verglichenen Bauteilen nicht mehr auf. Dieses Problem tritt insbesondere bei konventionellen Si-Planar-MOSFETs auf und kann durch den Einsatz von sogenannten Kompensations-MOSFETs, zu denen CoolMOS™ Bauteile gehören, vermieden werden [110]. Die hier verglichenen Infineon MOSFETs CFD41 und CFD80 gehören zur aktuellsten CoolMOS™ CFD2 Generation und weisen eine robuste Freilaufdiode auf, so dass diese keinen zweiten Durchbruch aufweisen [111, 112]. Bei SiC-Transistoren tritt dieser Defektmechanismus praktisch nicht mehr auf, da die Speicherladung der bipolaren SiC-Diode sehr gering und die Rekombinationsdauer kurz genug ist. Weiterhin können mit SiC-Bauteilen Stromkommutierungsgeschwindigkeiten bis zu  $di/dt \leq 3$  A/ns [102] erreicht werden, ohne dass es zu einem Defekt kommt.

#### 3.3.4 Gate-Treiberleistung

Neben der maximalen Schaltfrequenz und den Verzögerungszeiten der Transistoren, muss insbesondere die benötigte Ansteuerleistung betrachtet werden. Diese steigt bei konventioneller Ansteuertechnik linear mit der Frequenz an, vgl. (3.18).

$$P_{vG} = C_{Geff} \cdot \Delta U_G^2 \cdot f_{sw} = \frac{Q_G}{\Delta U_{G,Datenblatt}} \cdot \Delta U_G^2 \cdot f_{sw} \quad (3.18)$$

Dabei sind  $C_{Geff}$  die effektive Gateeingangskapazität,  $\Delta U_G$  die Differenz der Gatespannungen zum Ein- und Ausschalten,  $\Delta U_{G,Datenblatt}$  die im Datenblatt angegebene Differenz der Gatespannungen und  $Q_G$  die im Datenblatt angegebene gesamte Gateladung. Im Falle des Schaltens unter Laststrom wird die gesamte Gateladung als Ansteuerleistung umgesetzt. Im resonanten Schaltbetrieb unter ZVS reduziert sich die Gateladung um die Gate-Drain-Ladung während des Ein-

schaltvorganges. Im Ausschaltvorgang ist es von der Größe einer externen Entlastungskapazität abhängig, welcher Anteil der Gate-Drain-Ladung aus der Gatekapazität ausgeräumt werden muss. Zur Dimensionierung der Ansteuerschaltung reicht es aus die maximal auftretende Gate-Treiberleistung heranzuziehen, die für einen Betrieb bei einer Schaltfrequenz von  $f_{sw} = 2,0$  MHz berechnet wird und in Tabelle 3.6 aufgelistet ist.

Tabelle 3.6: Vergleich der Gatetreiberleistung bei einer Schaltfrequenz von  $f_{sw} = 2,0$  MHz im überresonanten Betrieb der für diese Arbeit relevanten Transistoren

Bauteil	$C_{Geff}$ / nF	$\Delta U_G$ / V	$P_{vG}(2,0 \text{ MHz})$ / W
IXF	20,75	15	9,36
DE475	15,5	15	6,96
CFD41	30	15	13,52
CFD80	17	15	7,68
SJD85	1,829	17,5	1,12
UJN05	6,114	17,5	3,76
UJN08	3,543	17,5	2,16
IJW70	5,257	19	3,76
CMF20	4,54	25	5,68
C2M80	2,46	25	3,04
C2M40	4,6	25	5,76

### 3.3.5 Modellierung der Schaltverlustenergien unter ZVS

Die theoretischen Grenzwerte der maximalen Schaltfrequenz und der Bauteilgütezahlen für die betrachteten Bauteile reichen für eine theoretische Systemauslegung nicht aus. Die Abschätzung der Schaltverlustleistung der einzusetzenden Leistungstransistoren ist ein weiterer wichtiger Punkt für die weitere Vorgehensweise. Das grundsätzliche Schaltverhalten von MOSFETs und IGBTs und das Schalentlastungsverfahren ZVS zur Vermeidung von Einschaltverlusten wird in den Abschnitten 2.2.3 und 2.3 erläutert.

In hochfrequent getakteten Wechselrichtern müssen die Ausschaltverlustenergien berücksichtigt werden, da die Abfallzeiten der SiC-Transistoren im Bereich

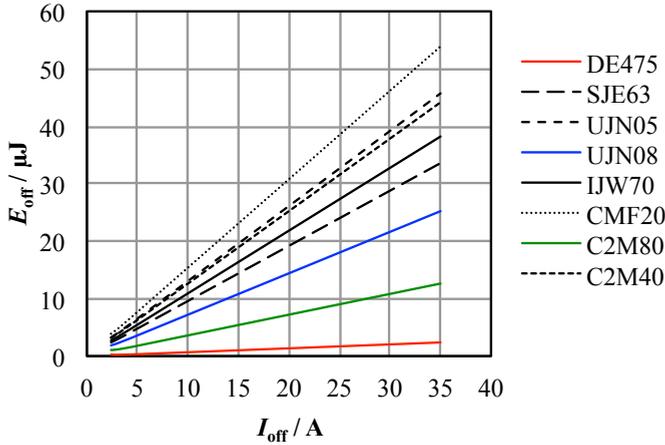


Abbildung 3.6: Anhand der Datenblattangabe der Abfallzeiten  $t_f$  berechnete Ausschaltverlustenergien als Funktion des Abschalt-Drainstromes  $I_{\text{off}}$

von  $18,4 \text{ ns} \leq t_f \leq 38 \text{ ns}$  liegen, was bis zu 15,2 % der gesamten Taktperiode bei 2 MHz entspricht. Damit tragen selbst kleine Ausschaltverlustenergien zu einem großen Teil zur gesamten Verlustleistung der Transistoren bei.

Wie bereits im Abschnitt 2.3 mit Abbildung 2.27 gezeigt, können abhängig von der Amplitude des Resonanzstromes und dessen Phasenlage unterschiedlich große Ausgangskapazitäten der Transistoren innerhalb von 125 ns umgeladen werden. Abbildung 3.6 zeigt die berechneten Ausschaltverlustenergien  $E_{\text{off}}$  der betrachteten Transistoren als Funktion des Drainstromes im Abschaltzeitpunkt  $I_{\text{off}}$ . Die Entlastungskapazität wurde für jeden Strom so berechnet, dass die gesamte Kommutierungszeit 125 ns beträgt. Es ist auffällig, dass der für den Hochfrequenzbetrieb optimierte Si-MOSFET DE475 theoretisch deutlich niedrigere Ausschaltverlustenergien erreichen kann als alle SiC-Bauteile. Dies liegt an der extrem kurzen Abfallzeit von nur  $t_f = 8 \text{ ns}$ , welche trotz einer dreimal so großen Gateladung wie die des C2M80 SiC-MOSFETs erreicht werden kann. In der Praxis konnte dies jedoch selbst unter Einsatz des entsprechenden Gatetreiber-IC DEIC420 (IxysRF, USA) nicht nachgewiesen werden.

### 3.3.6 Thermische Eigenschaften

Neben den Bauteilkosten, dem spezifischen Durchlasswiderstand oder den FOMs, ist das thermische Verhalten der Bauteile mitunter entscheidend für deren Einsetzbarkeit. Da die hier verglichenen Bauteile alle im gleichen Gehäuse verfügbar sind, kann der thermische Übergangswiderstand  $R_{thCS}$  zwischen Gehäuse (eng. „case“) und Kühlkörper (eng. „sink“) als gleich angenommen werden. Daher ist der thermische Übergangswiderstand  $R_{thJC,max}$  zwischen Sperrschicht und Gehäuse ausschlaggebend für die maximal abführbare Verlustleistung bzw. für die Chiptemperaturerhöhung bei gegebener Verlustleistung. Zu diesem Zweck wird das thermische Verhalten für verschiedene Chips mit Hilfe der Multiphysik-Simulationssoftware COMSOL untersucht. Als Basis für diese Simulation dient das TO-247 Gehäuse mit Kupferrückplatte. Die Chips werden im Modell über eine 20  $\mu\text{m}$ -dicke bleihaltige Lotschicht mit der Kupferrückplatte ideal verbunden. Abbildung 3.7 zeigt das Ersatzschaltbild des thermischen Pfades vom Leistungshalbleiter über die Lotverbindung bis zur Kupferrückplatte.

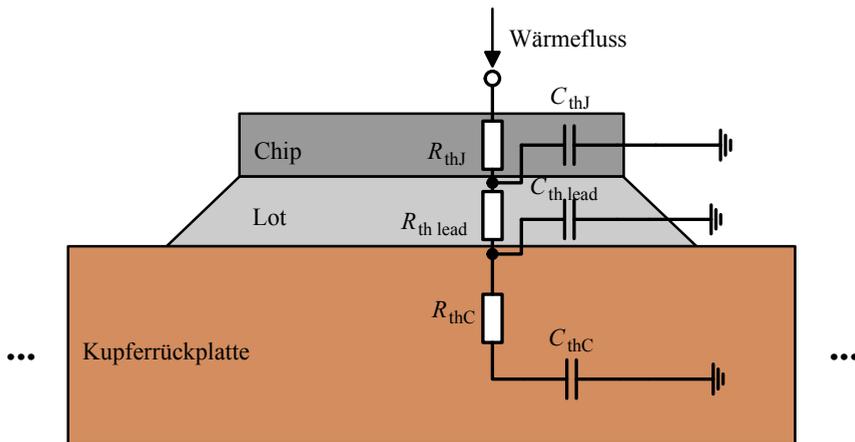


Abbildung 3.7: Ersatzschaltbild des thermischen Pfades eines Leistungstransistors in einem TO-247 Gehäuse

Für einen gegebenen thermischen Fluss von  $\overrightarrow{\Phi}_{\text{Chip}} = 10 \text{ W}$  wird die Temperaturverteilung für den IXF-MOSFET, den CMF20-MOSFET, den selbstsperrenden SJE-JFET und den selbstleitenden SJD-JFET simuliert. Die Gehäuserückseite wird dabei als konstant auf  $80 \text{ °C}$  temperiert angenommen. Die Chipdimensionen sind der Tabelle 3.7 zu entnehmen.

Tabelle 3.7: Für die thermische Simulation verwendete Chipdimensionen ausgewählter Bauteile mit den simulierten thermischen Übergangswiderständen. Die Chipdicke der SiC-Bauteile wurde anhand eines Bauteilschliffs gemessen und die des Si-MOSFETs per Herstellerankunft ermittelt.

Bauteil	Chipdicke / $\mu\text{m}$	Länge / mm	Breite / mm	Fläche / $\text{mm}^2$	rel. Fläche / a.u.	$R_{\text{thJC, sim}}$ / K/W
IXF	75	13,97	9,02	126,0	31,5	0,055
CMF20	300	4,08	4,08	16,7	4,175	0,32
SJE63	300	4	4	16,0	4	0,55
SJD85	300	2	2	4	1	0,94

Die Simulation ergibt die Temperaturverteilungen, wie sie in Abbildung 3.8 dargestellt sind. Man erkennt, dass die SiC-Bauteile einen stärkeren Temperaturanstieg aufweisen, als das Si-Bauteil. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Leistungsdichte bei dieser Simulation unterschiedlich ist. Die mehr als dreifache thermische Leitfähigkeit von SiC kompensiert hierbei die viermal größere Chipdicke, so dass bei gleicher flächenbezogener Verlustleistung eine ähnliche Temperaturerhöhung erzeugt wird. Die thermischen Übergangswiderstände der Bauteile können anhand der Simulation berechnet werden und sind in Tabelle 3.7 ergänzt. Insbesondere der thermische Widerstand der JFETs stimmt gut mit der Datenblattangabe (vgl. Tabelle 3.3) überein. Bei den MOSFETs ist eine Abweichung von mehr als 50 % zu erkennen, was vor allem daran liegt, dass die aktive Chipfläche bei MOSFETs wesentlich kleiner als die Chipfläche ist, so dass die Verluste nicht gleichmäßig verteilt sind. JFETs hingegen leiten den Strom gleichmäßig über die ganze Chipfläche verteilt und es ist eine homogene Verlustleistungsverteilung gegeben. Die Simulationsergebnisse stimmen daher für die JFETs gut mit den Datenblattangaben überein.

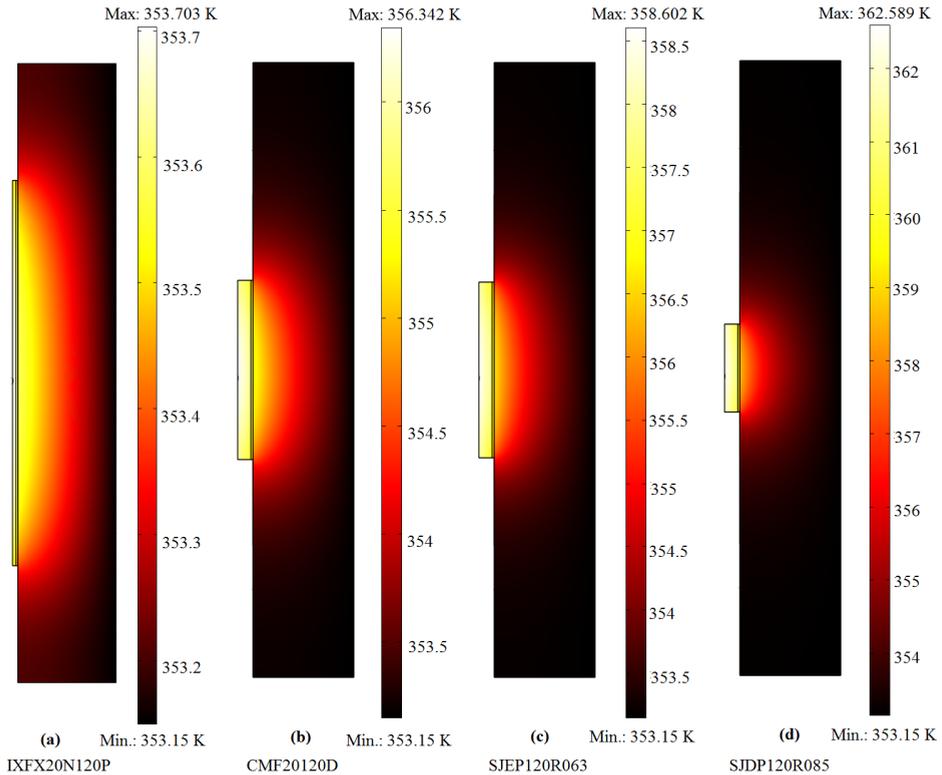


Abbildung 3.8: Thermische Simulation ausgewählter Bauteile für einen thermischen Fluss von  $\vec{\Phi}_{\text{Chip}} = 10 \text{ W}$ . (a) Si-MOSFET IXF, Temperaturerhöhung  $\Delta T_j = 0,55 \text{ K}$ . (b) SiC-MOSFET CMF20, Temperaturerhöhung  $\Delta T_j = 3,2 \text{ K}$ . (c) Selbstsperrender SiC-JFET SJE63, Temperaturerhöhung  $\Delta T_j = 5,5 \text{ K}$ . (d) Selbstleitender SiC-JFET SJD85, Temperaturerhöhung  $\Delta T_j = 9,4 \text{ K}$ .

Neben den statischen thermischen Eigenschaften, stellt die dynamische thermische Belastbarkeit der Bauteile eine weitere wichtige Größe dar. SiC weist gegenüber Si eine 1,45-fache spezifische Wärmespeicherszahl auf, weshalb ein SiC-Bauteil bei gleichen Chipdimensionen grundsätzlich größere Energiemengen absorbieren kann, bevor die maximal zulässige Sperrschichttemperatur erreicht wird. Die Chipgrößen der SiC-Bauteile sind im Vergleich zu den Si-Bauteilen jedoch wesentlich kleiner (vgl. Tabellen 3.3 und 3.7), weshalb die SiC-Bauteile viel kleinere thermische Kapazitäten aufweisen. Dadurch ist die Verlustenergie während eines Pulses begrenzt. Abbildung 3.9 illustriert die Verläufe der thermi-

schen Impedanz  $Z_{thJC}$  einiger SiC- und Si-FETs als Funktion der Pulsdauer  $t_{Puls}$  für einen Pulsaussteuergrad von  $d = 50\%$ .

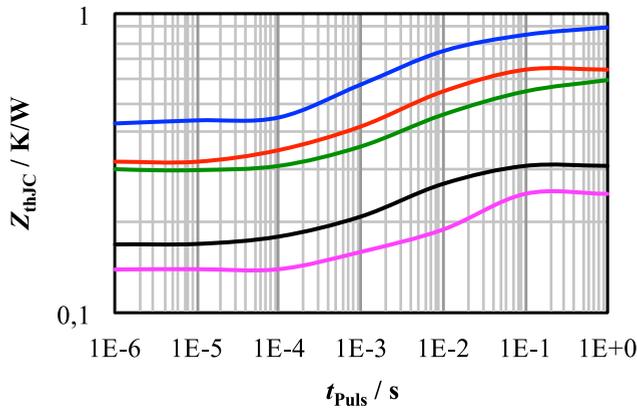


Abbildung 3.9: Verlauf der thermischen Impedanz  $Z_{thJC}$  als Funktion der Pulsdauer  $t_{puls}$  für einen Pulsaussteuergrad von  $d = 50\%$  für verschiedene getestete Transistoren [96, 97, 100, 101, 105]. blau: UJN1208K, rot: UJN1205K, grün: C2M0080120D, schwarz: IPW65R080CFD, magenta: IPW65R041CFD.

Wie aus der Chipgröße zu erwarten ist, weisen die kleineren SiC-Chips wesentlich höhere Impedanzwerte als die Si-FETs auf. Tabelle 3.8 gibt die aus den Impedanzkurven der Datenblätter abgelesenen Werte für die thermische Impedanz  $Z_{thJC}$  der Bauteile für einen Aussteuergrad von  $d = 50\%$  und die maximal zulässige Zeitdauer  $\Delta t_{Puls}$ , bis die thermische Impedanz ansteigt an.

Für den Fall, dass die maximale Verlustleistung  $P_{vmax}$  bzw. Verlustenergie  $E_{vmax}$  auftritt, erreicht die Sperrschichttemperatur innerhalb einer Pulsdauer von  $t_{Puls} = 0,5 \cdot T$  die maximale Sperrschichttemperatur und fällt anschließend wieder ab. Nach Überschreiten der Pulsanzahl  $n_{Pulse}$  steigt jedoch die thermische Impedanz der Bauteile an, so dass die mittlere Sperrschichttemperatur zu steigen beginnt. Bei gleichbleibender Pulsverlustleistung  $P_{vmax}$  wird die maximale Sperrschichttemperatur nach  $n_{Pulse}$  überschritten.

Tabelle 3.8: Vergleich der thermischen Impedanz  $Z_{thJC}$  der Bauteile für einen Aussteuergrad von  $d = 50\%$  und die maximale Zeitdauer  $\Delta t_{Puls}$ , bis zu einem Anstieg der Impedanz der für diese Arbeit relevanten Transistoren [96, 97, 99–102, 104, 105, 113]. Die maximale Verlustleistung  $P_{vmax}$  pro Puls ist für eine Gehäusetemperatur von  $T_C = 80^\circ\text{C}$  bei einer Schaltfrequenz von  $f_{sw} = 2\text{ MHz}$  berechnet.

Bauteil	$Z_{thJC}$ / K/W	$\Delta t_{Puls}$ / $\mu\text{s}$	$P_{vmax}/\text{Puls}$ / W	$E_{vmax}/\text{Puls}$ / $\mu\text{J}$	$n_{Pulse}$
CFD41	0,12	100	583,3	145,8	200
CFD80	0,16	100	437,5	109,4	200
SJD85	0,5	100	140	35	200
UJN05	0,35	100	271,4	67,9	200
UJN08	0,45	50	211,1	52,8	100
IJW70	0,32	100	296,9	74,2	200
CMF20	0,25	200	280	70	400
C2M80	0,3	100	233,3	58,3	200
C2M40	0,2	300	350	87,5	600

Die maximale Pulsleistung der Si-FETs liegt zwar wesentlich höher als bei den SiC-FETs, vergleicht man jedoch die Chipflächen der Transistoren, werden die Vorteile von SiC deutlich. So weist der UJN05 SiC-VJFET nur rund 11,7 % der Chipfläche des CFD41 Si-MOSFETs auf, kann aber rund 46,5 % der Pulsleistung über eine gleiche Anzahl von Zyklen aufnehmen. Betrachtet man den C2M40 SiC-MOSFET, so kann dieser für die 3-fache Zyklenanzahl von  $n_{Pulse} = 600$  rund 60 % der Pulsleistung aufnehmen.

### 3.4 Ansteuerung von SiC-Transistoren

Die ausgewählten SiC-Transistoren benötigen unterschiedlichste Ansteuerkonzepte, um ein optimales Schaltverhalten zu erzielen. Aus diesem Grund wird im Folgenden ein Konzept erarbeitet, das die Ansteuerung jedes ausgewählten Transistors ermöglicht, ohne dafür je einen eigens entwickelten Leistungsteil aufbauen zu müssen.



Wenn der MOSFET M2 eingeschaltet ist, leitet die Kaskode und die Drain-Source-Spannung von M2  $U_{DS-MOS}$  beträgt  $U_{DS-MOS} = I \cdot R_{DS(on)}$ . Die gleiche Spannung liegt dann negativ am Gate des SiC-JFET M1 an. Wird der Strom zu groß, erreicht die MOSFET-Spannung die Threshold-Spannung des JFETs. Somit begrenzt der JFET automatisch den Strom bzw. schaltet ab.

Im Abschalt Augenblick von M2 steigt dessen Drain-Source-Spannung an. Der Gate-Anschluss des JFET liegt durch den entladenen Pufferkondensator  $C_{Puffer}$  auf Massepotenzial. Die steigende MOSFET-Spannung initiiert den Aufladevorgang des Pufferkondensators. Hierbei wird die gesamte Gateladung  $Q_G$  des JFETs in dem Pufferkondensator gespeichert. Zenerdioden begrenzen anschließend die Kondensatorspannung und die Drain-Source-Spannung des MOSFET. Daher gilt für die Gate-Source-Spannung des JFET  $U_{GS-JFET}$  im statischen ausgeschalteten Zustand (3.19).

$$U_{GS-JFET} \leq U_{CPuffer} - U_{DS-MOS}, \quad (3.19)$$

wobei  $U_{CPuffer}$  die Spannung über dem Pufferkondensator ist. Die Überspannungsschutzdiode (TVS) schützt das JFET-Gate vor transienten Spannungsspitzen, die einen negativen Durchbruch der Gate-Source-Strecke verursachen können. Im Falle des SJD120Rxxx SiC-JFETs liegt diese Spannung bereits bei  $U_{GS} = -15$  V, so dass ein 15 V-TVS eingesetzt werden muss.

Die Ein- und Ausschaltgeschwindigkeit der cc-Kaskode hängen von der Zeitkonstante  $\tau_{GS}$  ab, die von der Kapazität  $C_{Puffer}$ , der Gate-Source-Kapazität des JFET  $C_{GS-JFET}$ , dem Gatevorwiderstand  $R_G$  und dem Drain-Source-Widerstand des MOSFET  $R_{DS(on)}$  bestimmt wird. Die effektive Gate-Source-Kapazität des JFET kann durch die Parallelschaltung der Gate-Source- und Gate-Drain-Kapazität angenähert werden [116], so dass aus der jeweiligen Gateladung die Kapazität  $C_{GS-JFET}$  gemäß (3.20) berechnet werden kann. Mit der Kapazität ergibt sich dann die Zeitkonstante  $\tau_{GS}$  gemäß (3.21).

$$C_{GS-JFET} = \frac{Q_{GS}}{U_{GS}} + \frac{Q_{GD}}{U_{DS}} \quad (3.20)$$

$$\tau_{GS} = R_{DS(on)} \cdot \frac{C_{Puffer} \cdot C_{GS-JFET}}{C_{Puffer} + C_{GS-JFET}} \quad (3.21)$$

Der VJFET besitzt keine intrinsische Freilaufdiode und ist damit nicht rückwärts leitfähig. Die Rückwärtsleitfähigkeit der klassischen Kaskodenschaltung bleibt bei der cc-Kaskode erhalten, da die Zenerdiode ZD1 einen Freilaufpfad bietet, um das JFET Gate einzuschalten, auch wenn der JFET keine intrinsische Freilaufdiode besitzt. Die Kaskode selbst verhält sich von außen genau wie ein selbstsperrender Leistungstransistor. Daher kann sie mit der gleichen Gatetreiberschaltung angesteuert werden, die auch für MOSFETs funktioniert.

### 3.4.2 Treiberkonzept für SiC-MOSFETs

Das Treiberkonzept für die zu untersuchenden SiC-MOSFETs sollte möglichst universell für jedes Bauteil funktionieren. Hierfür ist es wichtig, dass das Treiberkonzept mit verschiedenen Treiberspannungen arbeiten und dabei ausreichend Gatestrom liefern kann, um die Bauteile optimal anzusteuern. Für die Versuchsaufbauten soll die Treiberschaltung sowohl für massebezogene („Low-Side“) als auch für mit wechselndem Potenzial („High-Side“) betriebene Transistoren geeignet sein. Aus diesem Grund müssen die Treiberversorgung und Signalübertragung grundsätzlich potenzialgetrennt realisiert werden. Eine schematische Übersicht des Treiberkonzeptes ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

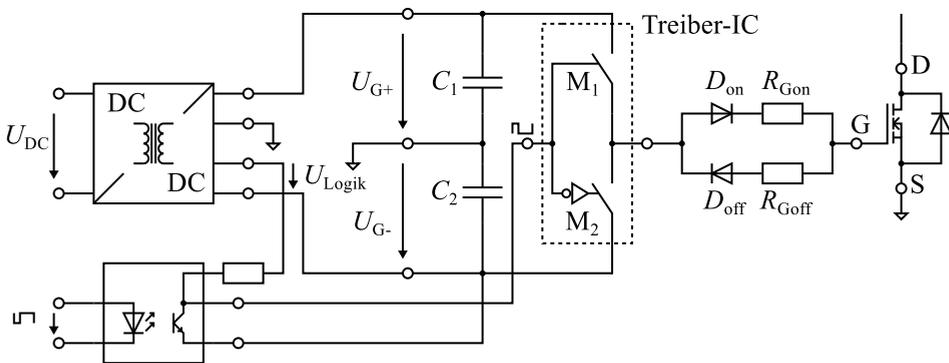


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Treiberkonzeptes bestehend aus galvanisch isoliertem Gleichspannungswandler, isolierter Signalübertragung und Gatetreiber-IC

Die eigentliche Treiberschaltung kann unter Verwendung von integrierten Gatetreiber-Schaltkreisen realisiert werden. Für alle SiC-MOSFETs gilt, dass ei-

ne hohe Gatespannung zum Einschalten von mindestens  $U_{G\text{Sein}} = 18 \text{ V}$  benötigt wird, um eine optimale Leitfähigkeit zu erreichen. Dies liegt vor allem an der niedrigen Transkonduktanz im Vergleich zu Si-MOSFETs [75].

Aufgrund der niedrigen Gateschwellenspannungen im Bereich von  $0,7 \text{ V} \leq U_{G\text{Sth}} \leq 1,5 \text{ V}$  wird in Brückenschaltungen eine negative Ausschaltspannung benötigt, um eine ausreichend hohe Immunität des Transistors gegen parasitäres Aufsteuern zu gewährleisten. Daher sind Gatespannungen von  $-5 \leq U_{G\text{Saus}} \leq -2 \text{ V}$  und  $18 \leq U_{G\text{Sein}} \leq 20 \text{ V}$  empfehlenswert.

Nur wenige Treiber-ICs erfüllen diese Anforderungen. In dieser Arbeit wird der IXDN609 IC von IXYS im TO-220 und TO-263 Gehäuse eingesetzt, welche durch eine ausreichend hohe Versorgungsspannung von  $35 \text{ V}$  die benötigten Spannungsamplituden am Gate liefern kann. Mit einem thermischen Widerstand von  $R_{\text{thjc}} = 3 \text{ K/W}$  (TO-220) kann der Treiberbaustein mit Aufsteckkühlkörper ( $R_{\text{thKK}} = 9,8 \text{ K/W}$ , Fischer Elektronik FK 248 SA 220, Deutschland) bei einer Umgebungstemperatur von  $T_{\text{amb}} = 45^\circ\text{C}$  Verlustleistungen bis zu  $P_{\text{Gmax}} = 8 \text{ W}$  abführen.

Das Treiberschaltungskonzept sieht eine potenzialgetrennte Spannungsversorgung für jeden Einzelschalter vor. Damit ist es möglich für jeden Transistor die benötigten Spannungsniveaus (siehe Tabelle 3.9) einzustellen.

Tabelle 3.9: Benötigte Ansteuerspannungen für die hier untersuchten Transistoren. Die doppelte Angabe bei den JFETs bedeutet, dass die hohe Einschaltspannung als kurzer Puls an der Gate-Source-Diode angelegt werden darf, um dessen Kapazität auszuräumen, und die niedrige, um das Bauteil dauerhaft einzuschalten. Der Si-MOSFET wird in der Kaskodenschaltung eingesetzt.

Parameter	MOS	LVJFET	VJFET	MOS	Einheit
Material	Si	SiC			
$U_{G\text{Sein}}$	+10...15	+20/+2	+20/0... + 2	+20	V
$U_{G\text{Saus}}$	-15... - 5	-19,5	-20	-10... - 5	V

### 3.4.3 Potenzialgetrennter Gleichspannungswandler für MHz-Gatetreiber

Der Gleichspannungswandler für das hier vorgeschlagene universelle Gatetreiberkonzept muss aufgrund der sehr hohen Schaltfrequenzen der SiC-Transistoren und der hohen Zwischenkreisspannung robust und einfach sein. Aus diesem Grund kommt ein ungeringter Halbbrückenwandler mit fester Taktfrequenz und festem Aussteuergrad zum Einsatz. Die Schaltung ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Wechselspannung am Transformatoreingang wird an zwei Sekundärwicklungen gleichgerichtet. Die beiden Spannungen dienen dann als positive und negative Gatespannung. Ein separater Linearregler ist vorgesehen, um den zuverlässigen Betrieb der Logikbausteine der Gatetreiberschaltung zu gewährleisten.

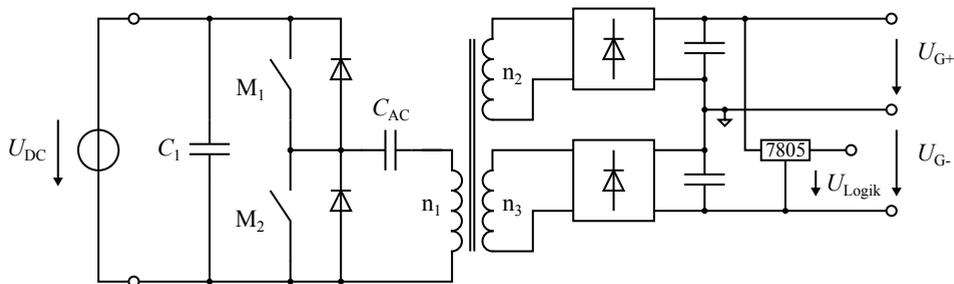


Abbildung 3.12: Prinzipschaltbild des Gleichspannungswandlers zur Versorgung der Gatetreiber bestehend aus Halbbrückenwechselrichter, 1:n1:n2-Transformator und Linearregler zur Logikversorgung

Der in diesem Spannungswandler eingesetzte Transformator muss neben einer ausreichend hohen Potenzialtrennung folgende Anforderungen erfüllen, um einen sicheren Betrieb des gesamten Wechselrichters zu gewährleisten:

1. Niedrige Koppelkapazität  $C_k$  zur Unterdrückung von Gleichtaktströmen von der Ausgangs- zur Eingangsseite
2. Niedrige Streuinduktivität  $L_\sigma$  für eine definierte Ausgangsspannung in einem weiten Lastbereich

Die Koppelkapazität zwischen Primär- und Sekundärwicklung, sowie die Streuinduktivitäten sind im Ersatzschaltbild des realen Transformators in Abbildung 3.13

dargestellt.

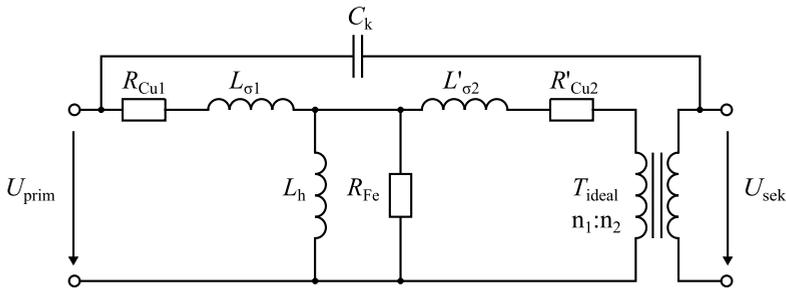


Abbildung 3.13: Reales Transformator-Ersatzschaltbild mit Berücksichtigung der wichtigsten parasitären Komponenten: Koppelkapazität  $C_k$ , Streuinduktivitäten  $L_{\sigma 1}$  und  $L'_{\sigma 2}$ , Wicklungswiderstände  $R_{Cu1}$  und  $R'_{Cu2}$ , Verlustwiderstand des Kerns  $R_{Fe}$

Es werden verschiedene Transformatoren mit unterschiedlichen Kernformen aufgebaut und dessen parasitäre Eigenschaften bestimmt, um den optimalen Aufbau für den Gleichspannungswandler zu finden. Die materialspezifischen Kenngrößen der Kerne sind in Tabelle 3.10 aufgelistet.

Tabelle 3.10: Daten der untersuchten Kernformen für den Einsatz als Transformator für die Stromversorgung der Gatedreiber.

Bauform	Typ	Material	Hersteller
Planar-EE	E-18/4/10	3C90	Ferroxcube
EFD	EFD 20/10/7	N87	Epcos
Ring 1	R25	N30	Epcos
Ring 2	R16	N30	Epcos

Mit jedem dieser Ferritkerne werden Transformatoren mit den gleichen Spannungsspezifikationen aufgebaut, die dann mit einem Impedanzanalysator vermessen werden. Der Vergleich der Streuinduktivitäten  $L_{\sigma}$  und der Koppelkapazitäten  $C_k$  ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Ein wichtiges Ergebnis ist, dass die Koppelkapazität bei allen Transformatoren unterhalb von 14 pF bleibt. Planartransformatoren weisen gute elektrische Eigenschaften auf, erfordern jedoch einen hohen Aufwand für die Entwicklung des Leiterplattenentwurfs, wodurch insbesondere bei kleinen Stückzahlen hohe Kosten entstehen. Daher stellt für die

hier gestellten Anforderungen ein segmentiert bewickelter Ringkern mit einem Außendurchmesser von  $d_A = 25$  mm den besten Kompromiss dar.

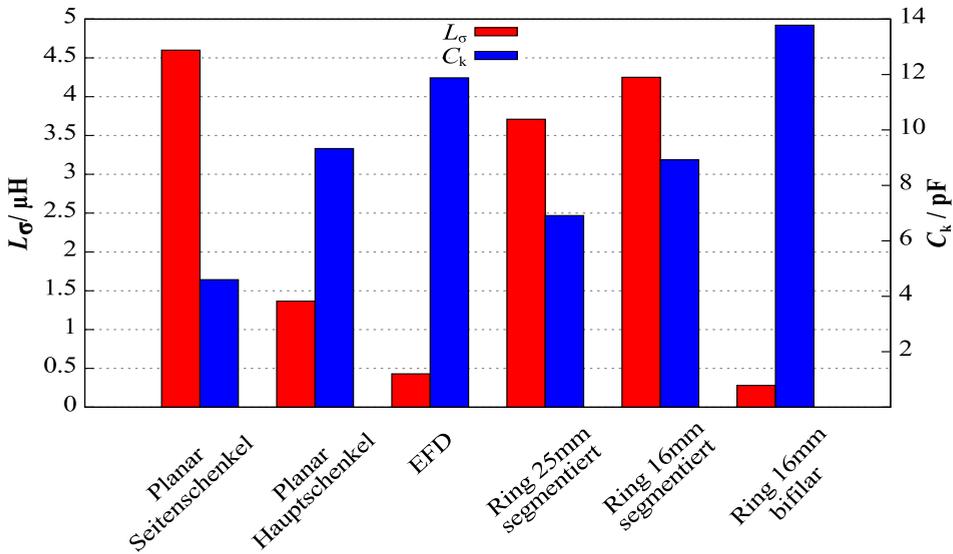


Abbildung 3.14: Vergleich der gemessenen Koppelkapazität  $C_k$  und der Streuinduktivität  $L_\sigma$  der verschiedenen Aufbauarten von Transformatoren bei einer Testfrequenz von 2 MHz. Es ist deutlich zu erkennen, dass weit voneinander entfernte Primär- und Sekundärwicklungen eine niedrige Koppelkapazität jedoch eine große Streuinduktivität hervorrufen. Es muss daher ein geeigneter Kompromiss gefunden werden.

### 3.5 Wechselrichterauslegung für 2 MHz

Im Folgenden sollen anhand der theoretischen Grundlagen exemplarisch die Schwingkreis- und Wechselrichterauslegung für den ZVS-Vollbrückenwechselrichter (ZVS-VB) und deren Funktion anhand Spice-Simulationen dargestellt werden. Der Wechselrichter muss dabei folgende Rahmenbedingungen erfüllen:

- Zwischenkreisspannung  $U_{DC} = 800$  V
- Schaltfrequenz  $1,8 \text{ MHz} \leq f_{sw} \leq 2,5 \text{ MHz}$
- Ausgangsleistung  $P \geq 1200$  W

- Ausgangsscheinleistung  $S \leq 3,75 \text{ kVA}$

Für die Berechnungen dienen im Folgenden die in den Abschnitten 3.1.1 und 3.1.2 bestimmten Lampenparameter als Grundlage:

- Plasmawiderstand  $R_{\text{Plasma}} = 91 \text{ m}\Omega$
- Plasmainduktivität  $9,5 \text{ nH} \leq L_{\sigma\text{Plasma}} \leq 16,13 \text{ nH}$

Des Weiteren wird die Auslegung für einen lastseitigen Parallel-Schwingkreis vorgenommen.

### 3.5.1 ZVS Vollbrückenwechselrichter

Der resonante ZVS-Vollbrückenwechselrichter ist für Anwendungen mit Ausgangsleistungen ab einem Kilowatt die am häufigsten zum Einsatz kommende Schaltung. Wie bereits in Abschnitt 2.3 gezeigt, kann der Vollbrückenwechselrichter mit einem Schwingkreis am Ausgang direkt als Resonanzwandler betrieben werden. Wichtige Faktoren für die Schaltungsauslegung sind die Strombelastung der Transistoren im Nennbetrieb und die auftretende Verlustleistung zur thermischen Auslegung. Neben der Dauerbelastung im Nennbetrieb, können Fehlerfälle auftreten. Bei Resonanzwandlern sind dies offene und kurzgeschlossene Ausgangsklemmen.

Die Ausgangsspannung eines Vollbrückenwechselrichters mit einer trapezförmigen Ausgangsspannung, kann für die gleichschenklige Trapezkurve gemäß (3.22) als Fourier-Reihe dargestellt werden [117, 118, Kap. 12.2.3, Nr. 7].

$$u(t) = \frac{4h}{\pi\varphi} \cdot \left( \frac{1}{1^2} \cdot \sin(\varphi) \cdot \sin(\omega t) + \frac{1}{3^2} \cdot \sin(3\varphi) \cdot \sin(3\omega t) + \dots \right), \quad (3.22)$$

wobei  $h$  die Amplitude der Trapezkurve und  $\varphi$  den Anstiegswinkel einer Trapezflanke, wie in Abbildung 3.15 gezeigt, beschreiben.

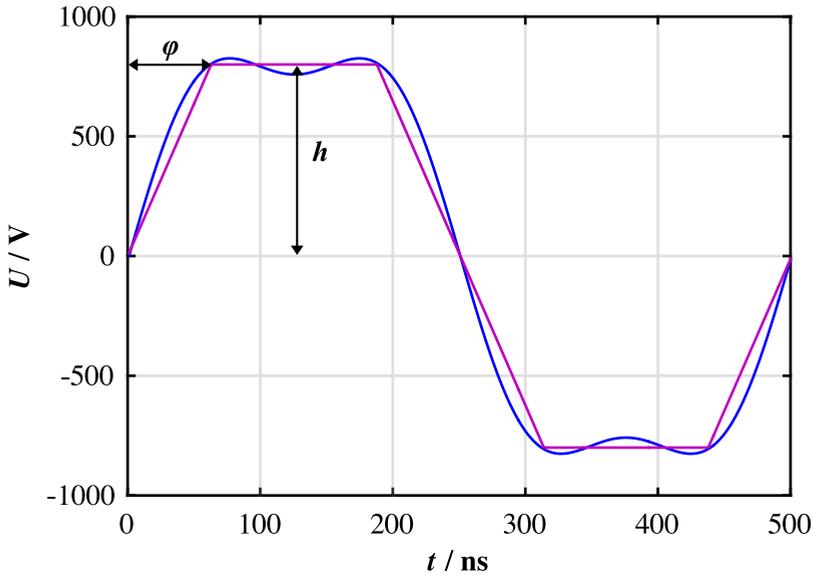


Abbildung 3.15: Trapezförmige Ausgangsspannung des Vollbrückenwechselrichters (violett) mit Annäherung der Spannungsform durch eine Fourier-Reihe bis zur 5. Harmonischen (blau).

Bei einer Trapezspannung mit einer Kommutierungszeit  $t_{\text{komm}}$  der Dauer von 25 % der Periodendauer  $T_{\text{sw}}$  entspricht  $\varphi = t_{\text{komm}}/T_{\text{sw}} \cdot \pi = 0,785$  rad. Für eine Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800$  V kann somit die Amplitude der Grundschwingung zu  $\hat{U}_{\text{AB},1} = 917,05$  V und dessen Effektivwert zu  $U_{\text{AB},1} = 648,46$  V berechnet werden. Das Verhältnis der Versorgungsgleichspannung zur Grundschwingungsamplitude beträgt damit  $U_{\text{DC}}/\hat{U}_{\text{AB},1} \approx 0,872$ . Mit der Grundschwingungsspannung der Trapezspannung kann nun die Schwingkreisauslegung, gemäß Abschnitt 3.2, für die gegebenen Lampenparameter vorgenommen werden. Das Frequenzspektrum der Trapezausgangsspannung bis zur 11. Harmonischen ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

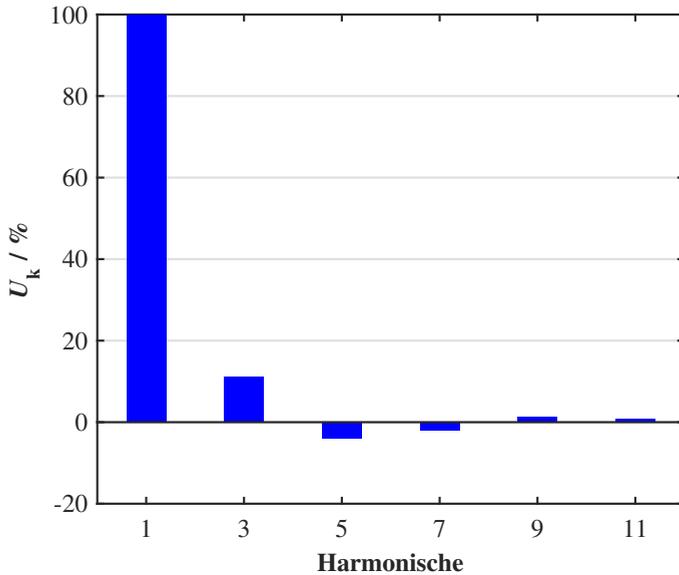


Abbildung 3.16: Frequenzspektrum der Trapezspannung in prozentualen Anteilen der Grundschwingung, berechnet bis zur 11. Harmonischen.

Für die Schwingkreisberechnung wird zunächst angenommen, dass die Lampeninduktivität vollständig kompensiert ist und nur der Plasmawiderstand wirksam ist. Mit verschiedenen Windungszahlen des Ferritkopplers kann nun der Plasmawiderstand auf die Primärseite bezogen werden. Für eine Plasmaleistung von  $P_{\text{Plasma}} = 500 \text{ W}$  bzw.  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$  können dann die benötigte Lampenspannung und der Lampenstrom gemäß (3.9 - 3.11) berechnet werden. Die Bauteilwerte für verschiedene Plasmaleistungen und einer Wicklungszahl von  $n = 23$  des Ferritkopplers sind in der Tabelle 3.11 gegeben.

Tabelle 3.11: Berechnete Werte der Schwingkreiskomponenten für verschiedene Plasmaleistungen von  $P_{\text{Plasma}} = 500 \text{ W}$  und  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$ , bei einer Wicklungszahl des Ferritkopplers von  $n_1 = 23$ , sowie einem Stromverhältnis von  $A = 0,5$  zwischen Lampen- und Kondensatorstrom. Die Ausgangsspannung des Vollbrückenwechselrichter wird mit  $U_{\text{AB},1} = 648,46 \text{ V}$  in der Berechnung berücksichtigt und die maximal mögliche Ausgangskapazität wird mit einer SPICE-Simulation verifiziert.

Parameter	$n_1 = 23$		Einheit
$P_{\text{Plasma}}$	500	1200	W
$R'_{\text{Plasma}}$	48,14		$\Omega$
$U'_{\text{Plasma}}$	155,14	240,35	V
$I'_{\text{Plasma}}$	3,22	4,99	A
$I_{\text{Cp}}$	1,61	2,50	A
$C_{\text{p}}$	827		pF
$ I_{\text{L}} $	3,60	5,58	A
$\hat{I}_{\text{L}}$	5,1	7,89	A
$\varphi_{\text{i}}$	26,57	26,57	$^\circ$
$ U_{\text{L}} $	702,82	719,28	V
$L_{\text{res}}$	15,52	10,25	$\mu\text{H}$
$\varphi_{\text{u}}$	104,21	97,20	$^\circ$
$\varphi_{\text{ges}}$	77,64	70,64	$^\circ$
$t_{\varphi}$	107,84	98,11	ns
$C_{\text{oss-simuliert}}$	345	500	pF

Anhand der berechneten Werte ist erkennbar, dass für den angenommenen Plasmawiderstand für beide Arbeitspunkte eine Schwingkreisauslegung realisierbar ist. Weiterhin wird deutlich, dass mit höherem Resonanzstrom auch die Entlastungskapazität der Schalter erhöht werden kann. Die Schaltungssimulation des Vollbrückenwechselrichters mit idealen Bauelementen ergibt vergleichbare Ergebnisse mit den entsprechenden Kurvenverläufen. Abbildung 3.17 zeigt beispielhaft die simulierten Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit den Bauteilwerten für eine Ausgangsleistung von  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$  mit einer Parallelkapazität von  $C_{\text{oss-max}} = 1270 \text{ pF}$ . Diese Gesamtparallelkapazität setzt sich aus der Drain-Source-Kapazität  $C_{\text{oss}}$  des Transistors und der zusätzlichen Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$  zusammen.

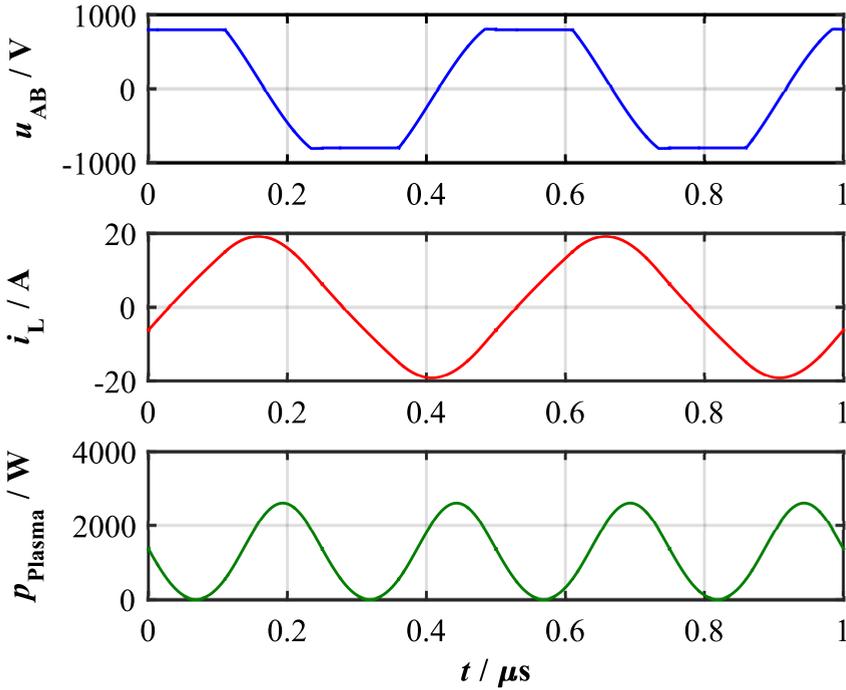


Abbildung 3.17: Simulierte Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters für die Wechselrichterauslegung bei  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$  mit idealen Schaltern und jeweils einer Parallelkapazität von  $C_{\text{oss-max}} = 1270 \text{ pF}$  für einen Plasmawiderstand von  $R'_{\text{Plasma}} = 9,1 \Omega$  und einer Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . Blau:  $u_{\text{AB}}(t)$ , rot:  $i_{\text{L}}(t)$ , grün:  $p_{\text{Plasma}}(t)$ .

Die Strom- und Spannungseffektivwerte, die sich aus der Simulation für die berechneten Arbeitspunkte ergeben und im Schwingkreis und den Transistoren auftreten, sind in Tabelle 3.12 aufgelistet. An den Werten ist erkennbar, dass die Schwingkreisgrößen von den berechneten Werten der Grundschwingungsanalyse nur geringfügig abweichen, wodurch die grundsätzliche Zweckmäßigkeit dieser Vorgehensweise unterstützt wird. Die Strombelastung der Transistoren ist mit einem Effektivwert von maximal  $I_{\text{MOS-eff}} = 5,29 \text{ A}$  sehr niedrig. Es muss jedoch der größte auszuschaltende Strom berücksichtigt werden, der insbesondere die Ausschaltverluste verursacht. Dieser liegt bei  $I_{\text{MOS}}(t_{\text{off}}) = 14,94 \text{ A}$  und damit weit unterhalb der maximalen Datenblattangaben für die hier betrachteten SiC-Transistoren.

Tabelle 3.12: Simulierte Strom- und Spannungswerte im Schwingkreis für die eine Plasmaleistung von  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$  für unterschiedliche Kopp-  
lerwicklungszahlen.

Parameter	$n_1 = 23$	$n_1 = 15$	$n_1 = 10$	Einheit
$P_{\text{Plasma}}$	1265,8	1251,6	1238,3	W
$U_{\text{Plasma}}$	246,3	160,1	106,15	V
$ U_L $	745,25	725,8	706,3	V
$ I_L $	5,73	8,74	13,05	A
$Q_L$	4,27	6,34	9,22	kvar
$I_{\text{Cp}}$	2,57	3,92	5,85	A
$Q_{\text{Cp}}$	633,0	627,6	621,0	var
$I_{\text{MOS-eff}}$	2,28	3,31	5,29	A
$I_{\text{MOS}}(t_{\text{off}})$	7,6	10,76	14,94	A
$\overline{I_{\text{MOS}}}, t_{\text{off}} \leq t \leq t_{\delta}$	6,79	10,99	16,62	A

## **4 Messmethoden und experimentelle Aufbauten**

Für die Charakterisierung von Transistoren und den Betrieb von MHz-Resonanzwechselrichtern sind neben den Datenblattangaben diverse Messmethoden und experimentelle Aufbauten notwendig. Diese werden im Nachfolgenden beschrieben und erläutert.

### **4.1 Transistoruntersuchung für den Einsatz in MHz-Resonanzwechselrichtern**

Zur Einschätzung der Eignung von Transistoren für den Einsatz in MHz-Resonanzwechselrichtern müssen grundlegende Untersuchungen zum statischen und dynamischen Verhalten dieser durchgeführt werden. Das statische Verhalten ist insbesondere wichtig, um die ohmsche Verlustleistung der Bauteile abzuschätzen, während das dynamische Verhalten die Schaltgeschwindigkeiten und -verluste der Bauteile beschreibt.

#### **4.1.1 Statische Transistorkennlinie**

Die statische Charakterisierung umfasst jeweils die Bestimmung der Durchlasswiderstände der Bauteile in Abhängigkeit von der Ansteuerspannung, dem Transistorstrom und der Bauteiltemperatur. Zu diesem Zweck wird der zu testende Transistor bei einer geregelten Kühlkörpertemperatur statisch eingeschaltet und mit einem kontinuierlichen Drainstrom belastet. Die Belastung führt zu einer Erwärmung des Chips, so dass sich der Durchlasswiderstand ändert. Die Messmethode ist grundsätzlich anwendungsorientiert, da unter realen Einsatzbedin-

gungen immer eine statische Temperaturerhöhung gegenüber der des Kühlkörpers vorherrscht. Anhand dieser Messergebnisse kann anschließend differenziert werden, wie hoch die Durchlassverluste in der Anwendung bei einer gegebenen Kühlkörpertemperatur ausfallen. Der schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

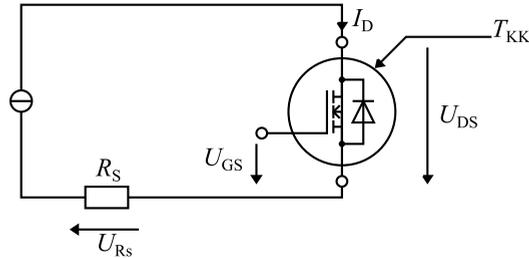


Abbildung 4.1: Schaltung zur statischen Charakterisierung der Leistungstransistoren.

Anhand der thermischen Übergangswiderstände von Chip zum Kühlkörper  $R_{thJC}$  kann von dem gemessenen Ausgangskennlinienfeld auf die Chiptemperatur zurückgerechnet werden. Für den Messaufbau werden die folgenden Geräte verwendet:

- eine linear geregelte Laborstromversorgung (Ausgangsspannung bis 60 V, Ausgangsstrom 50 A, QPX1200L 60V50A PSU Powerflex, TTI Ltd., England)
- zwei Digitalmultimeter (M3500, Picotest Corp., USA)
- ein Präzisionsmesswiderstand  $R_S$  (100 mV/50 A, 0,5 %), zur Messung des Transistorstroms  $I_D$
- ein thermoelektrischer Regler (TEC, NT5A/2, KD Optics, England), zur Regelung der Kühlkörpertemperatur  $T_{KK}$

Neben der statischen Ausgangskennlinie ist das Sperrverhalten der Transistoren bei Überspannung wichtig. Dies ist vor allem bei hohen Zwischenkreisspannungen und erhöhter Temperatur von Bedeutung. Aus diesem Grund wird in diesem Betriebsfall insbesondere der Leckstrom, der durch den Transistor fließt gemessen, während die Drain-Source-Spannung weiter erhöht wird. Hierfür wird der

gleiche Versuchsaufbau wie für die statische Charakterisierung verwendet, jedoch die Stromquelle durch eine Hochspannungsquelle (MCA 750-3000, FuG, Deutschland) ersetzt. Abbildung 4.2 zeigt die Schaltung des Versuchsaufbaus.

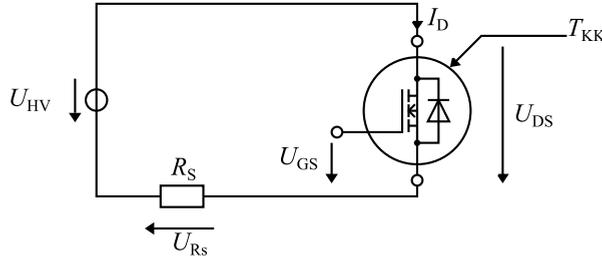


Abbildung 4.2: Schaltung zur Charakterisierung des Sperrverhaltens der Leistungstransistoren.

#### 4.1.2 Dynamisches Schaltverhalten von Transistoren

Das Ausgangskennlinienfeld und das Sperrverhalten der Transistoren ist für die Einschätzung der Verluste in leistungselektronischen Schaltungen aufgrund ihres getakteten Betriebes nicht ausreichend. Es müssen daher der Ein- und Ausschaltvorgang der Transistoren mit dem sogenannten Doppelpulsversuch, wie er in Abbildung 4.3 (a) dargestellt ist, charakterisiert werden.

Hierbei wird der zu untersuchende Transistor über eine Induktivität mit einem Laststrom beaufschlagt, bis der gewünschte Drainstrom erreicht wird, dann ausgeschaltet und kurz wieder eingeschaltet. Der Drosselstrom kommutiert während des Abschaltens des Transistors auf eine Freilaufdiode  $D_F$ , so dass der Laststrom über die Diode weiterfließen kann. Die idealisierten Kurvenverläufe des Doppelpulsversuches sind in Abbildung 4.3 (b) dargestellt. Die detaillierten Kurven eines Schaltvorgangs sind in Abbildung 2.19 (a) und (b) zu sehen.

Da vor allem die Eignung der Transistoren für den resonanten Betrieb untersucht werden sollen, ist insbesondere der Ausschaltvorgang von großem Interesse. Um die Abhängigkeit des Schaltverhaltens von externen Entlastungskondensatoren zu untersuchen, werden die Kurvenverläufe mit unterschiedlichen Kapazitäten aufgenommen. Hierzu wird zum Transistor ein externer Kondensator  $C_{snubber}$  parallelgeschaltet.

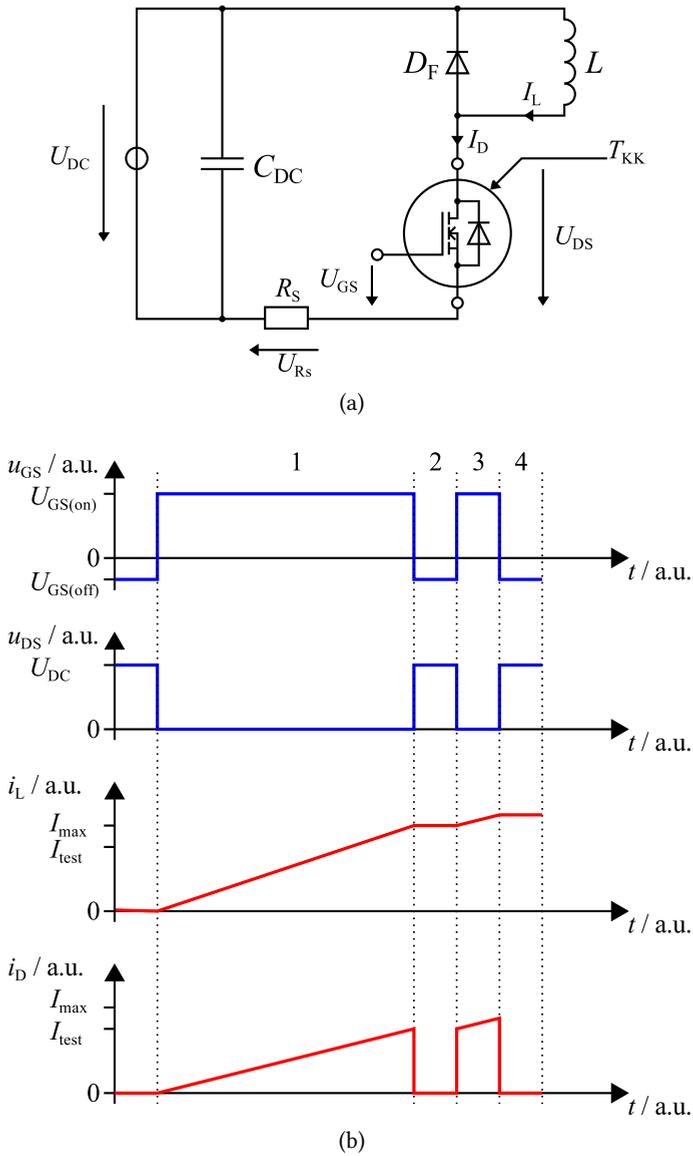


Abbildung 4.3: (a) Schaltung des Doppelpulsversuches. (b) Kurvenverläufe der Transistorspannungen an Drain-Source und Gate-Source, sowie des Drainstromes während des Doppelpulsversuches.

Die Kurvenverläufe werden mit einem Digitalspeicheroszilloskop (WaveRunner HRO 66Zi, LeCroy, USA) aufgenommen. Die Gate-Source-Spannung wird mit einem passiven 10:1 Tastkopf (PPK100, LeCroy, USA) und die Drain-Source-Spannung mit einem 100:1 Tastkopf (PHV3-RO, PMK, Deutschland) gemessen. Der Drainstrom hingegen wird mit einem kurzgeschlossenen 10:1 R10-Ringkern aus N67-Ferrit und einem Stromwandler (2867, Pearson Electronics, USA) und der Drosselstrom zur Überprüfung mit einer Strommesszange (N2786B, Agilent Technologies, USA) gemessen. Da die Ausgangswicklung des Ferrit-Ringkerns kurzgeschlossen ist, wird der Kern nicht angesteuert und verursacht dadurch keine Verluste. Mit einem kleinen breitbandigen Stromwandler können mit diesem Verfahren größere Ströme gemessen werden, ohne die Bandbreite des Stromwandlers stark zu reduzieren.

Da kein Rückwärtsstrom auftritt und die Steuerspannungen vor der Drainspannung angelegt werden, können die selbstleitenden JFETs in diesem Schaltversuch ohne zusätzliche Beschaltung eingesetzt werden. Dieser Einsatz ist jedoch insbesondere für die selbstleitenden VJFETs praxisfern, da diese keine Freilaufdiode besitzen. Aus diesem Grund wird für die dynamische Charakterisierung der JFETs eine Adapterplatine verwendet, mit dessen Hilfe eine Kaskodenschaltung und damit selbstsperrendes Verhalten des JFETs, wie in Abbildung 2.12 in Abschnitt 2.2.1 gezeigt, hergestellt werden kann. Die Kaskodenschaltung ist so konzipiert, dass der JFET über seine Rückplatte temperiert werden kann. Zur Ansteuerung des JFETs wird ein 30 V Niederspannungs-MOSFET (BSC057N03M G, Infineon Technologies, Deutschland) eingesetzt.

## 4.2 Aufbau eines 2 MHz-Wechselrichtersystems

Zur Überprüfung der Eignung von SiC-Transistoren für den Einsatz in MHz-Wechselrichtern, werden zwei Vollbrückenwechselrichter gemäß der Systemauslegung aus Abschnitt 3.5 aufgebaut. Die Vollbrückenwechselrichter unterscheiden sich nur durch die verwendeten Leistungshalbleiterschalter, denn um die selbstleitenden VJFETs zu verwenden, muss der Leistungsteil mit Kaskodenschaltungen ausgerüstet sein. Daher wird je eine Leiterplatte mit C2M0080120D SiC-

MOSFETs und eine mit selbstleitenden UJN1208K VJFETs in der Kaskodenschaltung entwickelt.

### 4.2.1 Erzeugung der Ansteuersignale

Die Ansteuersignale der Wechselrichter müssen die folgenden Merkmale aufweisen:

- Variable Einstellung der Taktfrequenz  $f_{sw}$
- Variable Einstellung der Wechselrichtertotzeiten  $t_{tot} \geq t_{\delta} - t_{off}$
- Pulspaketsteuerung zur Lampendimmung

Sicherheitsfunktionen wie die Überstromerkennung oder ZVS-Überwachung müssen außerdem in kürzester Zeit die Ansteuersignale sperren können. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher die DE0-nano-Plattform (TerasIC Inc., Taiwan) eingesetzt, welche einen Cyclone IV FPGA (EP4CE22F17C6N, Altera Corp., USA) mit 22320 Logikzellen besitzt. Die PWM-Timer werden mit Taktfrequenzen von bis zu 250 MHz angesteuert, um die Steuersignale zu generieren. Das Blockdiagramm der Ansteuereinheit des ZVS-Vollbrückenwechselrichters ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Für die Einstellung der Taktfrequenz  $f_{sw}$ , der Wechselrichtertotzeiten  $t_{tot}$  und der Pulspaketbreite  $a_{PWM}$  zur Lampendimmung werden Drehencoder verwendet, die direkt vom FPGA ausgewertet werden. Über einen mechanischen Schalter lassen sich die Gatesignale freischalten oder sperren. Der 3,3 V-Signalpegel des FPGA wird anschließend von einem 50  $\Omega$ -Leitungstreiber-IC auf 5 V erhöht. Zusätzlich zur Pegelwandlung erfolgt eine Wandlung der TTL-Signale auf LVDS-Pegel. Dadurch lassen sich die Ansteuersignale über ein gemeinsames CAT5-Netzwerkkabel übertragen. Der Signalpfad von der Ansteuereinheit bis zum Gate-treiber-IC auf dem Leistungsteil ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Die erste Potenzialtrennung mit dem iCoupler-IC (Analog Devices, USA) ist erforderlich, um die FPGA-Ansteuereinheit vollständig galvanisch vom Leistungsteil zu trennen. Die zweite Potenzialtrennung mit Optokopplern hingegen ist

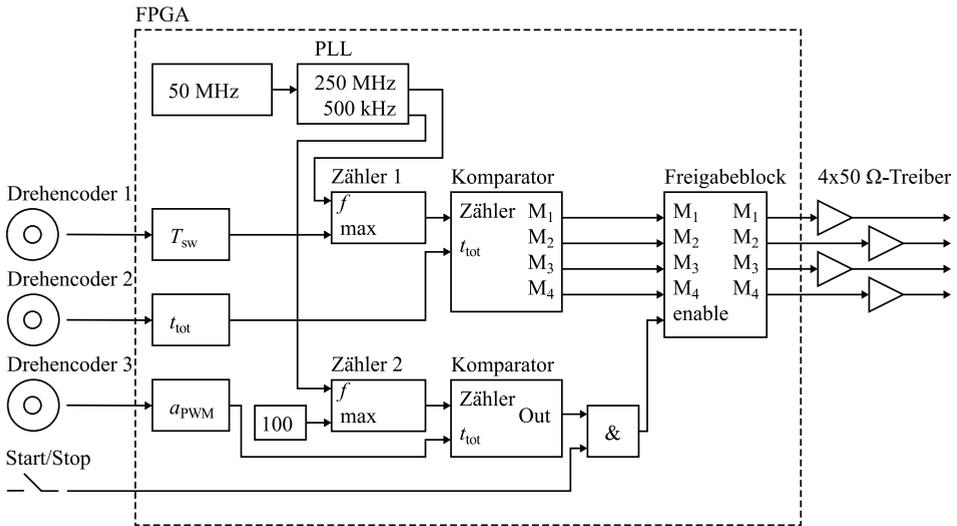


Abbildung 4.4: Blockdiagramm der Ansteeereinheit zur Generierung der Gatesignale für den ZVS-Vollbrückenwechselrichter. Die Periodendauer der Schaltfrequenz  $T_{sw}$ , die Wechselrichtertotzeit  $t_{tot}$  und die Pulspaketbreite  $a_{PWM}$  zur Lampendimmung können über die Drehencoder 1 bis 3 eingestellt werden. Die Ansteuersignale werden von einem mechanischen Schalter freigeschaltet.

erforderlich, um die Bezugspotenziale der Transistoren von der Zwischenkreis- masse zu trennen. Die Potenzialtrennung für die Transistoren  $M_2$  und  $M_4$  ist nicht zwingend notwendig, jedoch ist durch vier gleiche Signalfpade sicherge- stellt, dass die Signallaufzeiten möglichst gleich sind. Alternativ, können die An- steuersignale direkt über Lichtwellenleiter zu den Gatetreiberinseln übertragen werden. Dadurch kann auf eine Signalführung mit Abschirmungsmaßnahmen auf der Hauptplatine verzichtet werden.

### 4.2.2 Leistungsteil

Der Leistungsteil der Vollbrückenwechselrichter wird für die Version mit MOS- FETs und selbstleitenden VJFETs in Kaskodenschaltung nahezu identisch ausge- führt. Abbildung 4.6 zeigt eine Fotografie einer Halbbrücke des Wechselrichters mit selbstleitenden VJFETs. Der Niederspannungs-MOSFET für die Kaskoden- schaltung ist so montiert, dass dieser vom Hauptkühlkörper über ein Wärmeleit-

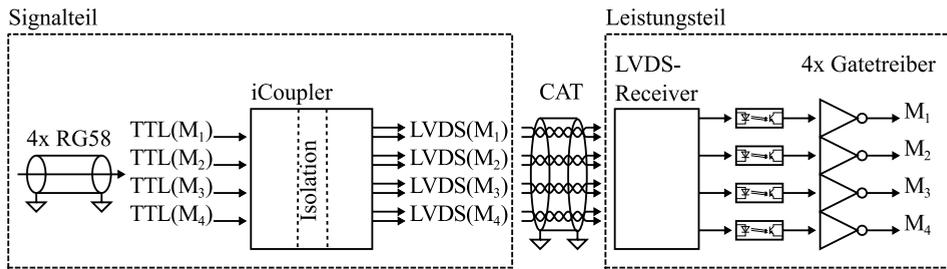


Abbildung 4.5: Blockdiagramm des Signalpfades von der Ansteuereinheit bis zum Gatetreiber-IC. Die TTL-Ansteuersteuersignale werden über RG58-Koaxkabel übertragen.

Plättchen gekühlt werden kann. Zur Isolation der TO-247 Transistoren vom Kühlkörper wird ein Keramikplättchen aus Aluminiumoxid mit einer Dicke von 2,2 mm verwendet. Dieses Plättchen weist einen thermischen Übergangswiderstand von ca.  $R_{th,Al_2O_3} \approx 0,2 \text{ K/W}$  auf. Neben der thermischen Leitfähigkeit ist auch die Koppelkapazität zum Kühlkörper wichtig. Durch die Dicke der Keramikplättchen reduziert sich die Koppelkapazität im Vergleich zu einer Isolierscheibe aus 0,15 mm dickem Kapton um das 15-fache, wodurch sich auch die Ableitströme vom Brückenmittelpunkt zum Kühlkörper reduzieren. Die Gatetreiber-ICs (IXDD609, TO-220, IXYS IC, USA) sind so positioniert, dass diese rückseitig auf dem Hauptkühlkörper montiert werden können.

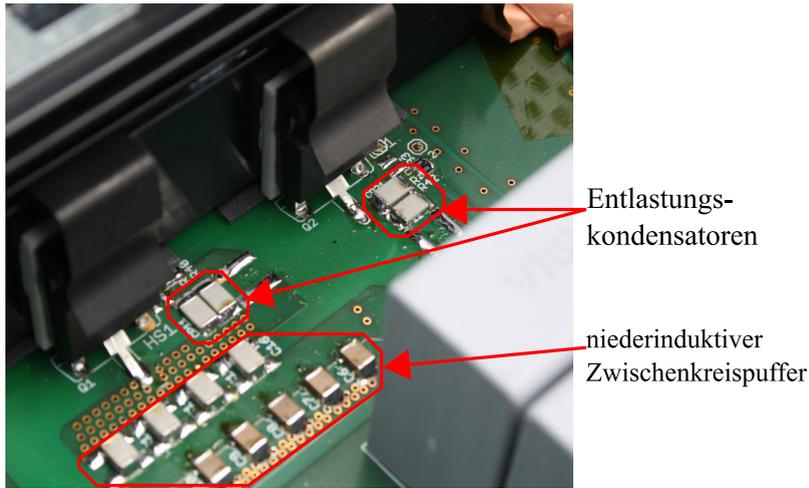


Abbildung 4.6: Fotografie einer Halbbrücke des Vollbrückenwechselrichters mit selbstleitenden VJFETs. Der Ansteuer-MOSFET der Kaskode ist unterhalb des Kühlkörpers platziert.

Um Störungen aufgrund der hohen Taktfrequenz der Leistungshalbleiter vom Netzteilzugang fernzuhalten, muss die Zwischenkreiskapazität möglichst induktivitätsarm ausgeführt werden. Daher ist diese großflächig ausgestaltet und besteht aus unterschiedlichen Kondensatortypen. So hat jede Halbbrücke in unmittelbarer Nähe eine kleine Kapazität bestehend aus oberflächenmontierten Kondensatoren aus NP0- (220 pF, 3 kV, KEMET, USA) und X7R-Keramik (100 nF, 1 kV, AVX Corp., USA). Diese Kondensatoren sollen die notwendige Energie während der Taktperioden zwischenspeichern, während größere Filmkondensatoren die Spannung während der Nachladephase der DC-Stromversorgung aufrecht halten sollen. Zu diesem Zweck ist der restliche Zwischenkreis mit 10  $\mu\text{F}$  und 40  $\mu\text{F}$  Folienkondensatoren (MKP1848 DC-Link, Vishay Roederstein, Deutschland) ausgerüstet. Die Gesamtkapazität des Zwischenkreises beträgt 140  $\mu\text{F}$ .

Abbildung 4.7 zeigt die Schaltung der ZVS-Vollbrückenschaltung mit den größten parasitären Schaltungsbelägen. Mit einem Impedanzanalysator (4395A Network/Spectrum/Impedance Analyzer, Agilent Technologies, USA) können die Induktivitätsbeläge der Leiterplatte bestimmt werden. Der aufgebaute Zwischenkreis weist bei 2 MHz einen Induktivitätsbelag von nur  $L_{\text{Cdc}} = 10,8 \text{ nH}$  auf und die gesamte Kommutierungsinduktivität zwischen den Schaltern je Halbbrücke

beträgt  $L_{Cdc} + L_{komm} + L_{komm-HS1} + L_{komm-LS1} = 45 \text{ nH}$ . Zusätzlich müssen ca. 15 nH von den verwendeten TO-247 Gehäusen hinzugerechnet werden.

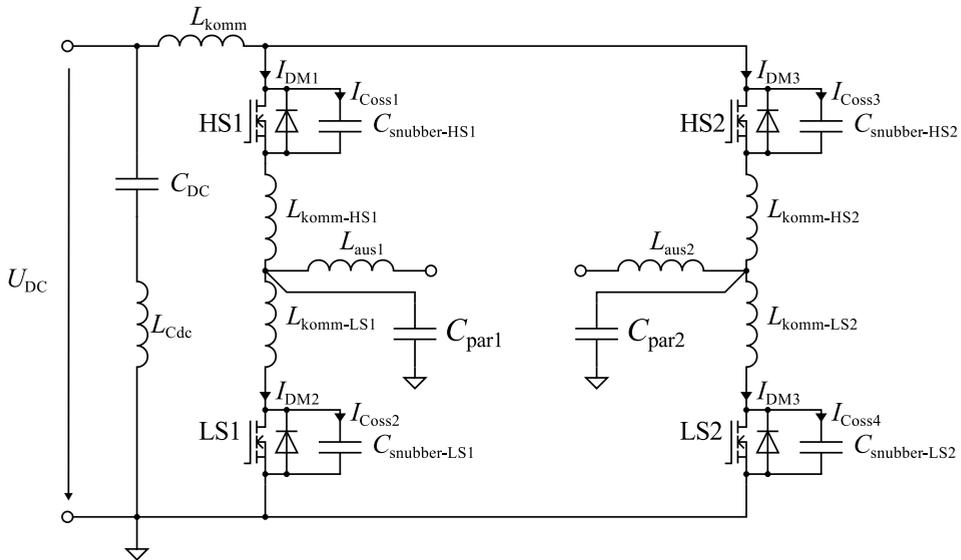


Abbildung 4.7: Schaltung des resonanten ZVS Vollbrückenwechselrichters mit parasitären Leiterbahninduktivitäten und Koppelkapazitäten

### 4.2.3 Resonanzdrosseln

Der Vollbrückenwechselrichter wird am Ausgang mit einem Parallelschwingkreis beschaltet, um den Resonanzbetrieb mit ZVS sicherzustellen. Die Dimensionierung der induktiven Bauelemente basiert auf der Schwingkreisauslegung aus Abschnitt 3.5 für die Induktivität von  $L_{res} = 10,25 \mu\text{H}$  für eine Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 1200 \text{ W}$ . Für das Gesamtsystem ist ein kompakter Spulenaufbau bei möglichst geringen Verlusten wünschenswert, was bei Betriebsfrequenzen im MHz-Bereich eine Herausforderung insbesondere für die Materialauswahl des Spulenkernes aber auch für die des Wickelgutes darstellt. Daher werden an dieser Stelle unterschiedliche Aufbaukonzepte vorgestellt.

Mit steigender Betriebsfrequenz wird für die gleiche Impedanz eine geringere Induktivität benötigt. Es liegt daher nahe, anzunehmen, dass sich die Baugröße der Drossel auch mit ihrer Induktivität verringert. Dies ist in der Realität jedoch nur für Betriebsfrequenzen bis ca. 500 kHz zutreffend. Bei höheren Betriebsfre-

quenzen wird die im Betrieb zulässige magnetische Flussdichte des Kernmaterials jedoch nicht mehr durch die Sättigungsflussdichte, sondern durch die spezifische Verlustleistung des Kernmaterials bestimmt [78, 119].

Für hohe Frequenzen können Kerne aus MnZn- oder NiZn-Ferrit eingesetzt werden. MnZn-Ferrite weisen sehr hohe relative Permeabilitätszahlen von  $\mu_r \geq 1500$  auf. Sie sind jedoch für Frequenzen oberhalb von 1 MHz aufgrund des niedrigen spezifischen Widerstandes und der hohen Permittivität nicht mehr geeignet [120]. Dahingegen besitzen NiZn-Ferrite wesentlich geringere Permeabilitätszahlen von  $\mu_r \leq 800$ . Gegenüber MnZn-Ferriten sind sie für Frequenzen bis zu einhundert MHz geeignet [119]. Neben den Ferritkernen existieren Eisenpulverkerne, welche aus Carbonsyl-Eisen-Nanopartikeln mit einem isolierendem Trägermaterial verpresst werden. Die Pulverpartikel weisen Durchmesser zwischen einem und fünf Mikrometer auf, wodurch die Wirbelstromverluste im Eisen stark reduziert werden. Diese Kerne können ebenso bis zu mehreren hundert MHz eingesetzt werden. Die Vorteile von Eisenpulverkernen liegen vor allem in den Materialkosten. Weiterhin bieten sie die Möglichkeit der einfachen Herstellung von anwendungsspezifischen Mischungen [121].

### Eisenpulver-Drosseln

Gemäß [122] muss bei der Auslegung von Spulen mit Eisenpulverkernen immer die Verlustleistung des Kernmaterials und der Wicklung berücksichtigt werden. Für Eisenpulverkerne liegen ausführliche experimentelle Daten vor, die für die Auslegung herangezogen werden können. So ist für die Kerngröße T400 ( $d_a = 102$  mm,  $d_i = 57,2$  mm,  $h = 16,5$  mm) eine maximale spezifische Verlustleistung von  $P_{\text{Kern-spec}} = 130$  mW/cm<sup>3</sup> für einen Temperaturanstieg von  $\Delta T = 25$  °C und  $P_{\text{Kern-spec}} = 228$  mW/cm<sup>3</sup> für einen Temperaturanstieg von  $\Delta T = 40$  °C angegeben. Den Verlustleistungskurven des Eisenpulver-Materialmix -2 (Micrometals, Inc., USA) für 2 MHz (siehe Abbildung A.1 im Anhang) kann man entnehmen, dass 130 mW/cm<sup>3</sup> einer Flussdichte von  $B_{\text{max}} = 5,4$  mT entsprechen. Weiterhin ist für diese Kerngröße eine maximale Blindleistung von  $Q_{L,\text{max}} = 2,11$  kvar bei 2 MHz angegeben, mit der ein Temperaturanstieg von  $\Delta T = 25$  °C eingehalten wird. Gemäß der Schwingkreisauslegung in Tabelle 3.11 und den simulierten

Werten aus Tabelle 3.12, muss die 10  $\mu\text{H}$ -Resonanzdrossel für eine Blindleistung von  $Q_L = 4,27$  kvar ausgelegt sein. Daher kann man die Drossel mit je vier T400-Kernen, welche ein Kernvolumen von je  $V_{\text{Kern}} = 86,4 \text{ cm}^3$  aufweisen, aufbauen. Die benötigte Wicklungszahl  $N$  für die erforderliche Induktivität  $L_{\text{res}}$  lässt sich gemäß (4.1) berechnen .

$$N = \sqrt{\frac{L_{\text{res}} \cdot l_{\text{eff}}}{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot A_{\text{eff}}}}, \quad (4.1)$$

wobei  $l_{\text{eff}}$  die effektive magnetische Weglänge und  $A_{\text{eff}}$  die effektive magnetische Querschnittsfläche des Kernmaterials sind. Die maximale Flussdichte kann für sinusförmige Spannungen gemäß (4.2) berechnet werden.

$$B_{\text{max}} = \frac{U \cdot \sqrt{2}}{2\pi \cdot f_{\text{sw}} \cdot A_{\text{eff}} \cdot N} \quad (4.2)$$

Tabelle 4.1 gibt die berechneten Bauteilwerte für die Resonanzinduktivität an.

Tabelle 4.1: Berechnete Bauteilwerte für die Eisenpulver-Drossel

Parameter	Wert	Einheit
$L$	10	$\mu\text{H}$
$Q_L$	4,27	kvar
$n_{\text{Kerne}}$	4	
$N$	10	
$B_{\text{max}}$	5,7	mT
$P_{\text{Kern}}$	49,1	W
$m_{\text{Kern}}$	1,73	kg

Die Kernmasse der Drossel beträgt  $m_{\text{Kern}} = 1,73 \text{ kg}$ , was vor allem das Systemgewicht und damit die Materialkosten steigert. Ein alternativer Ansatz ist, mehrere kleinere Kerne zu verwenden, welche eine höhere spezifische Verlustleistungen abführen können. Wählt man z.B. die Kerngröße T130 ( $d_a = 102 \text{ mm}$ ,  $d_i = 57,2 \text{ mm}$ ,  $h = 16,5 \text{ mm}$ ), darf die maximale Verlustleistung bis zu  $P_{\text{Kern-spec}} = 582 \text{ mW/cm}^3$  für einen Temperaturanstieg von  $\Delta T \leq 40 \text{ }^\circ\text{C}$  betragen [122]. Mit dieser Auslegung könnte man mit 12 parallelgeschalteten T130-Drosseln mit je 108 Windungen eine Resonanzinduktivität von  $L_{\text{res}} = \frac{123}{12} \mu\text{H} = 10,25 \mu\text{H}$  herstellen. Das Gesamtvolumen bzw. Gewicht wird dadurch auf 20 % der ursprünglichen Größe mit T400-Kernen reduziert. Die Kernverlustleistung aller Drosseln würde dabei mit  $P_{\text{Kern}} = 12 \cdot 5,78 \text{ cm}^3 \cdot 549 \text{ mW/cm}^3 = 38,1 \text{ W}$  auf ähnlichem Niveau bleiben.

### Ferrit-Drosseln

NiZn-Ferrite für die Drosselauslegung sind von Amidon (Material 61,  $\mu_r = 125$ ) oder Fair-Rite (Material 67,  $\mu_r = 40$ , Material 68,  $\mu_r = 16$ , Material 52,  $\mu_r = 250$ , und Material 61,  $\mu_r = 125$ ) erhältlich. Kerne aus diesen Materialien sind als Standardgröße in Toroidform mit einem Außendurchmesser von  $d_A = 61 \text{ mm}$  verfügbar. Für das Amidon 61-Material sind die spezifischen Kernverluste in Abhängigkeit von der Flussdichte verfügbar<sup>1</sup> und im Anhang zu finden. Nimmt man für das NiZn-Ferrit eine gleiche spezifische Verlustleistung von  $P_{\text{Kern-spec}} = 142 \text{ mW/cm}^3$  wie für den T400-Eisenpulverkern an, kann man eine ähnliche maximale Flussdichte von  $B_{\text{max}} = 7 \text{ mT}$  ablesen. Aufgrund der hohen Permeabilität des Kernmaterials, im Vergleich zu Eisenpulverkernen, lässt sich jedoch keine Drossel direkt mit den Ringkernen aufbauen, da man sonst über 60 Kerne benötigen würde. Aus diesem Grund ist es notwendig den Kern mit einem Luftspalt zu versehen, um die magnetische Flussdichte im Material zu reduzieren. Die Länge des Luftspaltes  $l_{\text{Luftspalt}}$  lässt sich gemäß (4.3) berechnen [119, (10.306), S. 411].

$$l_{\text{Luftspalt}} = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I_{\text{Lmax}}}{B_{\text{max}}} - \frac{l_{\text{Kern}}}{\mu_{r\text{Kern}}} \quad (4.3)$$

<sup>1</sup>[http://www.amidoncorp.com/product\\_images/specifications/2-45.pdf](http://www.amidoncorp.com/product_images/specifications/2-45.pdf),  
06.10.2015

Abfragedatum:

Stapelt man die Ringkerne können der Kernquerschnitt erhöht und damit die Windungszahl gemäß (4.1) und der Luftspalt folglich reduziert werden. Für vier gestapelte FT 240 Ringkerne von Amidon wäre damit eine Windungszahl von  $N = 20$  und ein Luftspalt von  $l_{\text{Luftspalt}} = 30 \text{ mm}$  notwendig. Dies zu realisieren erfordert einen enormen Fertigungsaufwand, indem die Kerne segmentiert zersägt und entsprechend aufgepolstert werden. Die Kernverluste können gemäß (4.4) berechnet werden und skalieren linear mit der Anzahl an Kernen, wie in Abbildung 4.8 gezeigt ist. Man kann erkennen, dass der hohe Fertigungsaufwand bei einer geringen Anzahl von Kernen sehr niedrige Verlustleistungen im Vergleich zu den Eisenpulverkernen ermöglicht.

$$P_{\text{Kern}} = k \cdot f^a \cdot B_{\text{max}}^b \cdot V_{\text{Kern}} \quad (4.4)$$

$k$ ,  $a$  und  $b$  sind empirisch ermittelte Faktoren, die für jedes Kernmaterial individuell sind.

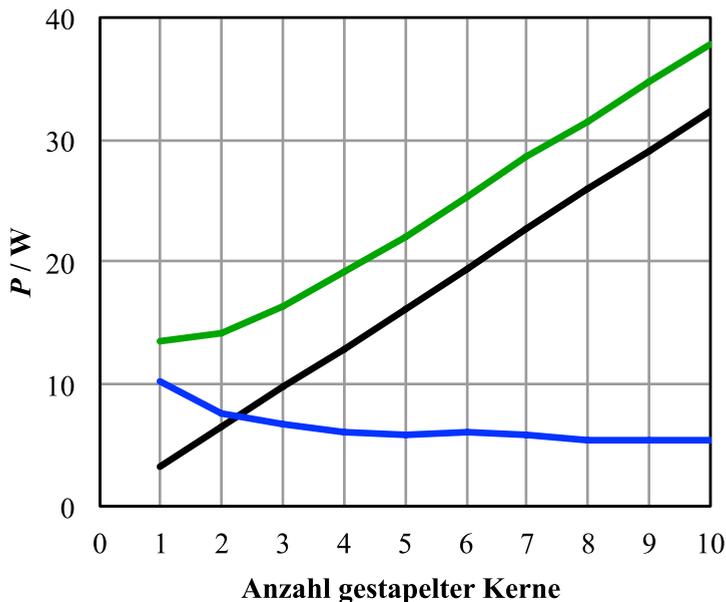


Abbildung 4.8: Berechnete Verlustleistung der  $10 \mu\text{H}$ -Resonanzdrossel mit NiZn-Ferritkernen und mit einem Kupfer-Massivdraht mit einem Durchmesser von  $d_{\text{Cu}} = 2 \text{ mm}$  bewickelt. Schwarz: Kernverlustleistung, blau: Kupferverlustleistung, grün: Gesamtverlustleistung.

### Wicklungsverluste

Neben Kernverlusten treten durch den Resonanzstrom auch Verluste in der Wicklung auf. Diese werden bei hohen Frequenzen durch den „Skin“- und „Proximity“-Effekt bestimmt. Der „Skin“-Effekt beschreibt die Stromverdrängung innerhalb eines Leiters zu seiner Oberfläche, so dass der gesamte Strom nur noch innerhalb der „Skintiefe“  $\delta$  fließt. Diese ist frequenzabhängig und kann gemäß (4.5) berechnet werden [119, (3.6), S. 92].

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot f}} \quad (4.5)$$

$\rho$  ist der spezifische Widerstand des Leitermaterials. Für Kupfer beträgt die Skintiefe bei 2 MHz damit  $\rho_{2\text{MHz}} = 47,08 \mu\text{m}$ . Die Kupferverluste für die NiZn-Drossel werden mit dieser Skintiefe für einen 2 mm-Massivkupferdraht berechnet und in Abbildung 4.8 aufgetragen. Daher wird oft Litzendraht eingesetzt, wodurch die Kupferausnutzung weiter gesteigert und die Kupferverluste weiter reduziert werden können. Um einen Vorteil gegenüber einem Volldraht zu behalten, darf der Durchmesser einer Einzelader des Litzendrahtes maximal  $d_{\text{Einzeldraht}} \leq 2 \cdot \delta$  betragen. Damit muss die Litze für 2 MHz einen Durchmesser kleiner als  $94 \mu\text{m}$  aufweisen. Für den Aufbau der Eisenpulverdrossel wird eine Litze mit 900 Einzeladern mit je  $100 \mu\text{m}$ -Durchmesser eingesetzt. Ein 2 mm-Kupfervolldraht würde eine Kupferverlustleistung von  $P_{\text{Cu}2\text{ mm}} = 1,8 \text{ W}$  verursachen, welche durch die Litze weiter reduziert werden kann. Die Gesamtverlustleistung der  $10 \mu\text{H}$ -Drossel aus T400-Eisenpulverkernen kann daher auf  $P_{\text{Drossel}} = P_{\text{Kern}} + P_{\text{Cu}} = 37,2 \text{ W}$  geschätzt werden. Die Gesamtverlustleistung eines Drosselaufbaus aus T130-Eisenpulverkernen würde  $P_{\text{Drossel}} = 12 \cdot 4,3 \text{ W} = 51,6 \text{ W}$  betragen. Abbildung 4.9 zeigt die Resonanzdrossel bestehend aus zwei T400-2D (entspricht vier T400-2 Kernen) Eisenpulverkernen.



Abbildung 4.9: Fotografie der Resonanzdrossel aus Eisenpulverkernen

Eine Resonanzdrossel mit NiZn-Ferrit wird aufgrund der benötigten Kernsegmentierung extern (Kaschke Components GmbH, Göttingen, Deutschland) gefertigt und mit einem  $1400 \times 70 \mu\text{m}$  Litzendraht bewickelt.

Der „Proximity“-Effekt hingegen bewirkt eine Stromverdrängung zwischen den Einzeladern einer Litze. Dadurch kann innerhalb eines Litzendrahtes mit vielen Einzeladern eine Widerstandserhöhung auftreten, die den Vorteil der Litze kompensieren kann. Der äußere „Proximity“-Effekt tritt insbesondere zwischen den Wicklungslagen von Transformatoren auf [119, Kap. 4, S. 141ff.]. Bei Spulen mit Einzellagenaufbau und großen Abständen zwischen den Leitern kann er vernachlässigt werden. Aufgrund der niedrigen Kupferverluste im Verhältnis zu den Kernverlusten wird auf den „Proximity“-Effekt an dieser Stelle nicht näher eingegangen. Der Verlauf der Kupferverluste in Abbildung 4.8 berücksichtigt keinen „Proximity“-Effekt, sondern lediglich den „Skin“-Effekt.

#### 4.2.4 Hochfrequenz-Transformator

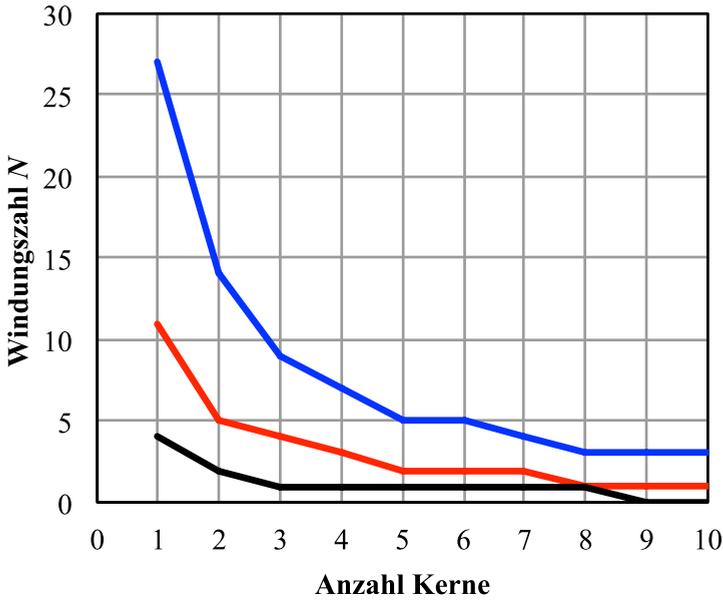
Im Gegensatz zu den Resonanzdrosseln werden an den Ausgangstransformator andere Anforderungen gestellt. Berücksichtigt man das ESB des realen Transformators, schränken insbesondere die Streuinduktivitäten  $L_\sigma$  und die Wicklungskapazität  $C_W$  den nutzbaren Frequenzbereich ein. Um eine effiziente Ener-

gieübertragung zu gewährleisten, ist zunächst eine hohe magnetische Kopplung zwischen der Primär- und Sekundärwicklung notwendig. Das Verhältnis aus Streu- zu Hauptinduktivität muss daher möglichst klein sein.

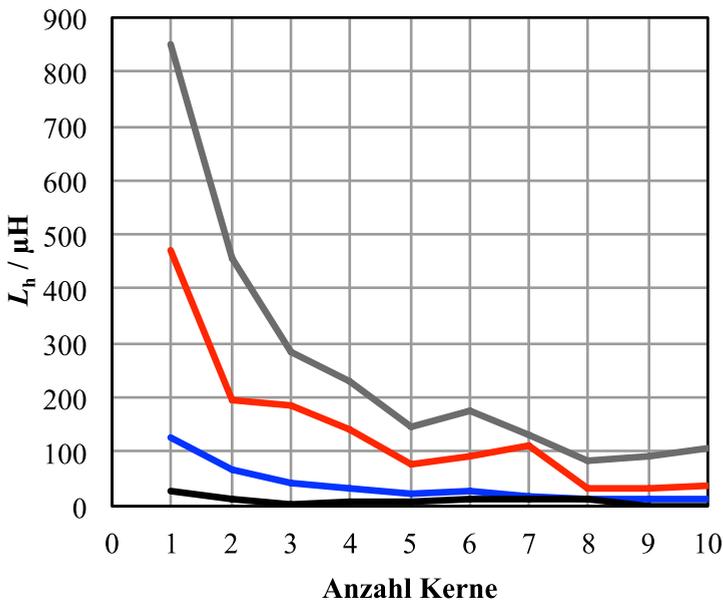
Die benötigte Anzahl an Primär- und Sekundärwicklungen lässt sich gemäß (4.6) berechnen [119, (11.4-11.5), S. 425 f.]. Hierbei muss, wie bei den Resonanzdrosseln eine maximale Flussdichte, eingehalten werden, um die Kernverluste zu begrenzen.

$$N_{1/2} = \frac{U_{1/2}}{\sqrt{2}\pi \cdot f \cdot A_{\text{eff}} \cdot B_{\text{max}}} \quad (4.6)$$

Für den hier betrachteten Frequenzbereich geeignete Kernmaterialien sind hochfrequenz-optimierte Ferrite, wie die NiZn-Ferrite 52, 61 (Amidon, Fair-Rite) und K250 (Kaschke) oder die MnZn-Ferrite 3F4 (Ferroxcube) und K600 (Kaschke). Abbildung 4.10 zeigt die benötigte Windungszahl und die daraus resultierende Hauptinduktivität für verschiedene Kernmaterialien und -größen von Amidon und Ferroxcube, so dass die Kernverluste nicht überschritten werden. Für das MnZn-Ferrit 3F4 sind die Faktoren zur Berechnung der spezifischen Kernverluste gegeben [123, 124], weshalb das Material hier in zwei unterschiedlichen Kernformen untersucht wird. Anhand des zulässigen Temperaturanstiegs des Kernes, kann die spezifische Verlustleistung von 3F4 bei einer Frequenz von 2 MHz berechnet werden und eine maximale Flussdichte von 12,5 mT im T107 Ringkern und von 13,2 mT im Planarkern bestimmt werden. Abbildung 4.11 zeigt die entstehenden Kernverluste der Transformatorkerne im Vergleich. An dieser Stelle muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass die Hauptinduktivität ausreichend groß sein muss, damit ihre Impedanz wesentlich größer als die Lastimpedanz ist. Nur wenn dies gewährleistet ist, beeinflusst der Transformator den restlichen Resonanzkreis nicht. Bei einem Lastwiderstand von  $R'_{\text{plasma}} \geq 48 \Omega$  empfiehlt sich daher eine Impedanz der Hauptinduktivität von mindestens  $|Z_{Lh}| \geq 10 \cdot R'_{\text{plasma}} \geq 480 \Omega$ , weshalb die Hauptinduktivität größer als  $L_h \geq 480 \Omega / (2\pi \cdot 2 \text{ MHz}) \geq 38,2 \mu\text{H}$  sein sollte. Dies lässt sich mit allen Trafoauslegungen erreichen, wobei die Anzahl der Kerne für einen Planartransformators erhöht werden muss, weil die Windungszahl mit der benötigten Leiterbahnbreite nicht in dem Wickelfenster auf einer Lage realisiert werden kann.



(a)



(b)

Abbildung 4.10: (a) Mindestens benötigte Windungszahlen  $N$  und (b) resultierende Hauptinduktivität  $L_h$  für verschiedene Kernformen in Abhängigkeit der Anzahl von parallelgeschalteten Kernen. Blau: FT 240-61 Toroid (Amidon), grau: FT 240-52 Toroid (Fair-Rite), rot: 3F4 Planarkern E38/8/25 (Ferroxcube) und schwarz: 3F4 Toroid T107 (Ferroxcube).

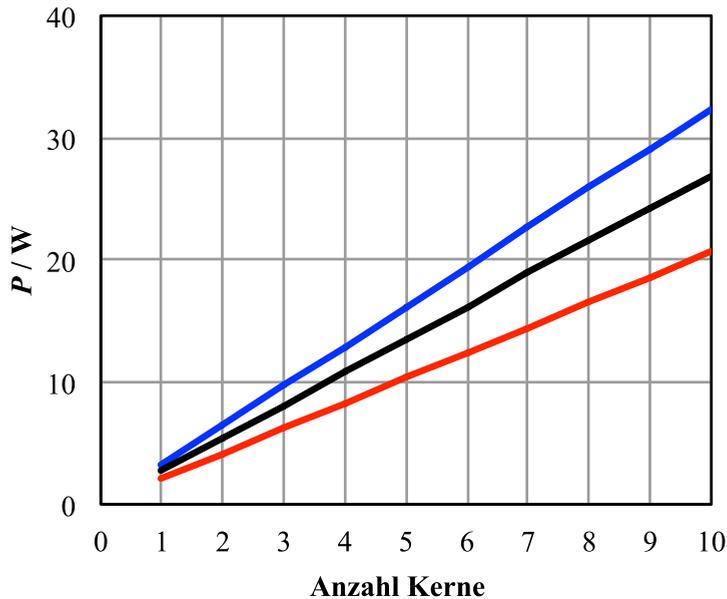


Abbildung 4.11: Vergleich der entstehenden Kernverluste der betrachteten Kernformen. Blau: FT 240-61 Toroid (Amidon), rot: 3F4 Planarkern E38/8/25 (Ferroxcube) und schwarz: 3F4 Toroid T107 (Ferroxcube).

Für die Durchführung der Versuche wird ein Transformator auf Basis von drei gestapelten Fair-Rite FT 240-52 Ringkernen aufgebaut, welcher in Abbildung 4.12 dargestellt ist. Die Kerne sind mit einer Litze mit 480 Einzeladern mit je einem Durchmesser von  $100\ \mu\text{m}$  bewickelt. Das Wickelfenster wird bestmöglich ausgenutzt und bifilar bewickelt. Dadurch erreicht man eine sehr hohe magnetische Kopplung zwischen der Primär- und Sekundärwicklung mit geringer Wicklungskapazität. Die Hauptinduktivität des Transformators beträgt  $L_h = 125\ \mu\text{H}$ , weshalb die maximale Ein- und Ausgangsspannung bis zu 410 V betragen darf, bevor die steigenden Kernverluste eine aktive Kühlung erforderlich machen. Eine Erhöhung der maximalen Ausgangsleistung ist durch mehr Kernquerschnittsfläche  $A_{\text{Kern}}$  und damit eine höhere Anzahl von Kernen zu erreichen.



Abbildung 4.12: Fotografie des aufgebauten 1:1 Transformators mit 3 gestapelten Fair-Rite FT 240-52 Ringkernen mit jeweils 11 Windungen. Es wird eine Litze mit 480 Einzeladern mit je 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser verwendet.

### 4.3 Wirkungsgradmessung am Wechselrichterleistungsteil

Für eine Bestimmung des Wirkungsgrades von HF-Wechselrichtern ist es notwendig, die Wechselrichtereingangsleistung, die entstehende Verlustleistung und die Wechselrichterausgangsleistung mit möglichst hoher Genauigkeit zu messen. Die Messung der Wechselrichtereingangsleistung bedarf an dieser Stelle keiner Erklärung, da zu diesem Zweck ein konventionelles Präzisionsleistungsmessgerät eingesetzt werden kann. Die Bestimmung der Transistorverlustleistung wird mittels kalorimetrischer Messung identifiziert und im Folgenden erläutert. Für die Messung der HF-Wechselrichterausgangsleistung stoßen Präzisionsleistungsmessgeräte an ihre technischen Grenzen, so dass hierfür alternative Methoden angewandt werden müssen.

### 4.3.1 Kalorimetrische Verlustleistungsbestimmung

Die in einen Kühlkörper eingespeiste Verlustleistung  $P_v$  lässt sich gemäß (4.7) berechnen.

$$P_v = \frac{\Delta T}{R_{\text{th-KK}}}, \quad (4.7)$$

wobei  $\Delta T = T_{\text{KK}} - T_{\text{amb}}$  der Temperaturunterschied des Kühlkörpers zur Umgebungstemperatur und  $R_{\text{th-KK}}$  der Wärmeübergangswiderstand des Kühlkörpers sind. Aufgrund des zunächst nicht bekannten thermischen Übergangswiderstandes, muss der verwendete Kühlkörper kalibriert werden. Hierzu muss der Kühlkörper mit konstanter und bekannter Verlust- und Kühlleistung beaufschlagt werden. Diese Messung kann mit jedem Kühlkörper durchgeführt werden und erfordert einen nur geringen messtechnischen Aufwand. Durch Umstellung von (4.7) lässt sich der thermische Übergangswiderstand des Kühlkörpers  $R_{\text{th-KK}}$  bestimmen.

Mittels Leistungswiderständen, welche auf dem zu vermessenden Kühlkörper montiert sind, kann eine definierte Verlustleistung erzeugt werden. Diese Verlustleistung wird mit einem kalibrierten Leistungsmessgerät (ZES Zimmer LMG-310, Deutschland) bestimmt. Der Temperaturanstieg des Kühlkörpers kann dann mittels PT100 oder Thermoelement bestimmt werden. Für die Kalibrierung werden Lastwiderstände eingesetzt, welche im TO-247 Gehäuse auf dem Kühlkörper montiert werden (MHP 100, BI Technologies, USA). Durch das kunststoffumspritzte Gehäuse weisen diese Bauteile einen thermischen Übergangswiderstand von  $R_{\text{thJC}} = 1,3 \text{ K/W}$  zwischen Widerstandsschicht und Rückplatte und von  $R_{\text{thJA}} \approx 43 \text{ K/W}$  zwischen Widerstand und Luft auf. Daher kann man davon ausgehen, dass 1,8 % der Verlustleistung über das Kunststoffgehäuse abgegeben werden. Diese Leistung muss bei der Kühlkörperkalibrierung berücksichtigt werden.

Bei der Anwendung dieser Messmethode muss beachtet werden, dass eine erhöhte Kühlkörpertemperatur meist auch eine Erhöhung der Halbleiterverluste im Wechselrichter nach sich zieht. Dadurch ändert sich der Arbeitspunkt der Halbleiter solange sich die Kühlkörpertemperatur noch nicht stabilisiert hat. Für die Verlustleistungsbestimmung von Wechselrichtern im stationären Zustand ist diese Methode bei den hier zu untersuchenden hohen Schaltfrequenzen jedoch

genauer als die Differenzbestimmung der Gesamtein- und -ausgangsleistung mittels Oszilloskop oder Leistungsmessgerät. Abbildung 4.13 zeigt den Aufbau der Kühlkörperkalibrierung mit Lastwiderständen bei konstanter Raumtemperatur.

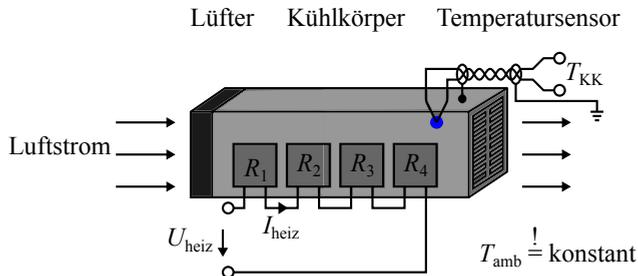


Abbildung 4.13: Schematischer Aufbau der Kühlkörperkalibrierung mit Lastwiderständen bei konstanter Raumtemperatur.

### 4.3.2 Messung der Ausgangsleistung

Die Ausgangsleistung des Wechselrichters stellt für die Wirkungsgradbestimmung des Systems eine wichtige Messgröße dar. Anhand der Messung des Resonanzstromes und der Wechselrichterausgangsspannung kann die Leistung bei sinusförmigen Kurvenformen mit exakt bekannter Phasenlage einfach berechnet werden. Die Bestimmung der Phasenlage ist bei hohen Frequenzen jedoch problematisch, da jede Signalverzögerung zu einer Messverfälschung führt. Für die Wirkungsgradbestimmung eines Wechselrichters ist es daher sinnvoll die Messgrößen möglichst zu vereinfachen. Eine Möglichkeit stellt die Gleichrichtung der Ausgangswechselfspannung dar. Im Falle eines Serien-Resonanzkreises wird hierfür ein Gleichrichter vom Resonanzstrom gespeist, sodass dieser nur eine sehr geringe Beeinflussung des Frequenzverhaltens des Schwingkreises verursacht. Für einen solchen HF-Leistungsgleichrichter müssen SiC-Schottkydioden verwendet werden, da diese keine Sperrerholungsverluste (engl. „reverse recovery“) verursachen. Die Ausgangsspannung wird anschließend mit einem Ausgangszwischenkreis gepuffert und die Ausgangsleistung in einem Lastwiderstand umgesetzt. Die Verlustleistung kann dann mit einem Leistungsmessgerät mit der bekannten Präzision für niederfrequente Anwendungen gemessen werden. Zusammen mit der kalorimetrisch bestimmten Transistorverlustleistung kann an-

hand der Eingangs- und so gemessenen Ausgangsleistung die Verlustleistung der passiven Komponenten bestimmt werden. Eine weitere Methode stellt die Messung der Ausgangsleistung mittels Richtkoppler und Leistungsmessgerät dar, welche im Abschnitt 4.4.3 erläutert ist.

## 4.4 Betriebsführung des Wechselrichtersystems

Für die sichere Betriebsführung der Resonanzwechselrichter ist es notwendig, den Resonanzstrom und dessen Phasenlage zur Wechselrichterausgangsspannung zu kennen. Mit dieser Information kann die Einhaltung von ZVS überwacht und eine Notabschaltung eingeleitet werden. Des Weiteren gehört zur Betriebsführung die Variation der Lampenleistung. Im Nachfolgenden sollen daher die Messmethoden und die Implementierung der Mess- und Steuerungstechnik mit einem Cyclone<sup>TM</sup>IV-FPGA der Firma Altera vorgestellt werden, mit dem die Ansteuerung und Überwachung eines ZVS-Vollbrückenwechselrichters realisiert wird.

### 4.4.1 Strommessung

Der Resonanzstrom stellt eine wesentliche Messgröße dar, dessen Amplitude und Phasenlage für die Einhaltung der ZVS-Bedingung bekannt sein müssen. Der Resonanzstrom kann bei ausreichend hoher Schwingkreisgüte als sinusförmig angenommen werden, so dass es ausreicht, dessen Scheitelwert zur Berechnung des Effektivwertes heranzuziehen. Dieser kann mit einem Diodengleichrichter, wie in Abbildung 4.19 für die Spannungsmessung gezeigt, gemessen werden. Mit der Bestimmung der Phasenlage des Resonanzstromes kann die Einhaltung der ZVS-Bedingung überwacht und der Betrieb des Wechselrichters ggf. verändert oder gestoppt werden. Eine genauere Leistungsregelung hingegen kann mit der Messung des Echteffektivwertes des Ausgangsstromes erreicht werden. Hierzu muss die Ausgangsspannung eines Stromwandlers mit einem hochfrequenten Analog-Digital-Wandler abgetastet und der Effektivwert zeitdiskret berechnet werden. Das Prinzipschaltbild des Stromwandlers (CT) ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Auch hierfür ist es notwendig die Stromnulldurchgänge zwecks Frequenzmes-

sung zu erkennen. Die Stromnulldurchgangserkennung wird am einfachsten mit einem Stromwandler realisiert, dessen Ausgangsstrom durch zwei antiparallel geschaltete Diodenstränge fließt. Die Flussspannung der Dioden wird mittels Komparator als Digitalsignal auf einen Zählereingang gegeben. Abbildung 4.15 zeigt das Schaltbild der für hohe Frequenzen angepassten Stromnulldurchgangserkennung, wie sie auch in [125] für niedrige Frequenzen im kHz-Bereich beschrieben ist. Die Zeitverzögerung der Schaltung wird mittels Oszilloskop an einem 2 MHz-Wechselrichter untersucht und ist in Abbildung 4.16 als Funktion des Resonanzstromes dargestellt. Man kann deutlich erkennen, dass die Zeitverzögerung nur geringfügig mit dem Effektivwert des Resonanzstromes variiert, wodurch gezeigt ist, dass der Einfluss der Diodenkapazitäten vernachlässigbar klein ist. Die Zeitverzögerung wird somit ausschließlich durch den eingesetzten Komparator verursacht.

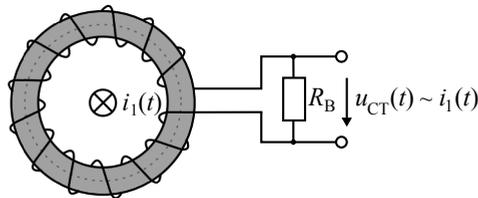


Abbildung 4.14: Prinzipschaltbild eines Stromwandlers CT mit Bürdenwiderstand  $R_B$

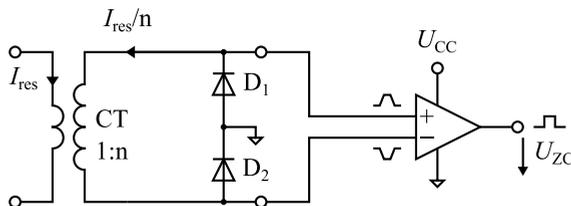


Abbildung 4.15: Schaltbild der Stromnulldurchgangserkennung unter Einsatz eines Stromwandlers und Schottkydioden, gemäß [125]

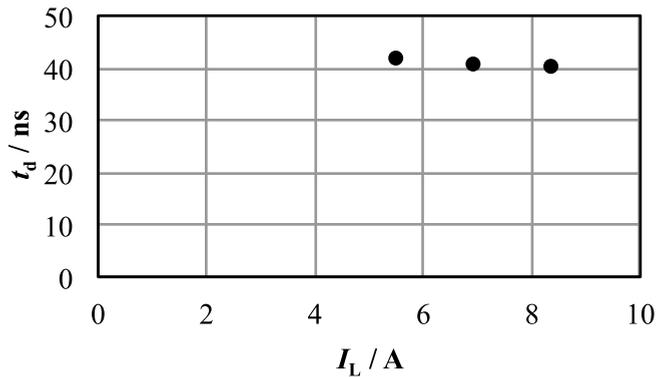


Abbildung 4.16: Gemessene Zeitverzögerung der Stromnulldurchgangserkennung in Abhängigkeit vom Resonanzstrom

#### 4.4.2 Spannungsmessung

Neben dem Resonanzstrom, stellen die Ausgangsspannungen des Wechselrichters direkt am Vollbrückenausgang und hinter dem Schwingkreis an der Last weitere wichtige Messgrößen dar. Durch Messung der Ausgangsspannungen, können die wichtigsten Parameter für die Betriebsführung des Wechselrichters bestimmt werden. Zur Bestimmung der Ausgangsleistung ist es notwendig sowohl die Lampenspannung, als auch deren Phasenlage zum Lampenstrom zu kennen. Das kann einerseits durch die hochfrequente Abtastung eines Messsignals für Lampenspannung und -strom erfolgen. Andererseits kann aufgrund der Schwingkreisgüte davon ausgegangen werden, dass die Lampenspannung sowie dessen Strom sinusförmig sind und somit der Scheitelwert der Spannung als ausreichend angesehen werden kann, um den Effektivwert zu berechnen. Mit der Erkennung der Spannungsnulldurchgänge können anschließend die Phasenlage und somit die Wirkleistung bestimmt werden. Das gleiche Prinzip kann für die Erkennung der ZVS-Bedingung angewandt werden. Die Kommutierungsdauer und damit der Effektivwert der Ausgangsspannung können mit Hilfe dieser Spannungsnulldurchgangserkennung am Vollbrückenausgang berechnet werden. Die Einhaltung der ZVS-Bedingung ist dann sichergestellt, wenn die Zeitspanne zwischen Spannungs- und Stromnulldurchgang länger als die Kommutierungsdauer ist. Abbildung 4.17 zeigt die Schaltung zur Spannungsnulldurchgangser-

kennung. Diese Schaltung kann auch am Lampeneingang, sowohl für zweiadrige als auch koaxiale Lampenkabel, verwendet werden.

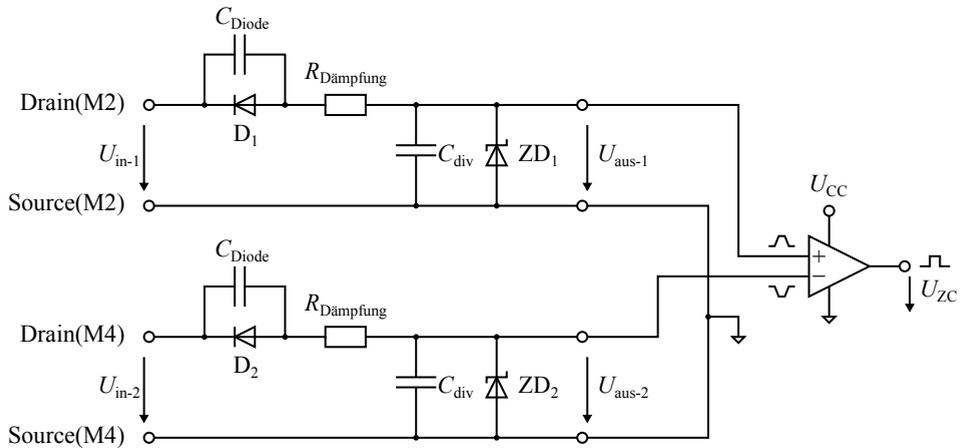


Abbildung 4.17: Schaltbild der Spannungsnulldurchgangserkennung am Vollbrücken-Wechselrichterausgang.

Aufgrund der parasitären Kapazitäten der Dioden und des damit entstehenden kapazitiven Spannungsteilers hängen die Zeitverzögerungen der Nulldurchgangserkennung von den Flankensteilheiten der Eingangsspannungen ab. Abbildung 4.18 zeigt die gemessene Zeitverzögerung  $t_d$  der Spannungsnulldurchgangserkennung als Funktion der Spannungsflankensteilheit  $du/dt$ . Der eingesetzte Operationsverstärker verursacht eine Zeitverzögerung von ca.  $t_d \approx 37$  ns, wodurch der Einfluss der Entlastungskapazitäten des Wechselrichters auf die Messgenauigkeit der Phasenmessung verdeutlicht wird. Bei bekanntem Nennarbeitspunkt des Wechselrichters, kann diese Zeitverzögerung jedoch berücksichtigt und im Fehlerfall eine Abweichung erkannt werden.

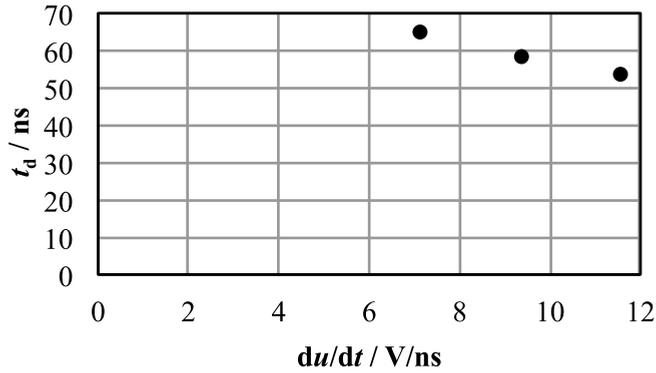


Abbildung 4.18: Gemessene Zeitverzögerung der Spannungsnulldurchgangserkennung in Abhängigkeit von der Spannungsflankensteilheit.

Die Messung der Spannungsamplitude an der Lampe kann mit Hilfe eines Gleichrichters realisiert werden. Da der Brückenausgang galvanisch isoliert aufgebaut wird, kann für die Spannungsmessung entweder ein Einweg- oder Vollbrückengleichrichter verwendet werden, dessen Eingangssignal mit einem kapazitiven Spannungsteiler eingestellt werden kann. Bei koaxialer Lampenanbindung ist der Rückleiter des Kabels bereits mit dem Massepotenzial verbunden, hier kann daher ein Einweggleichrichter verwendet werden. Die Schaltungen für den Ein- und Vollweg-Gleichrichter sind in Abbildung 4.19 (a) und (b) dargestellt.

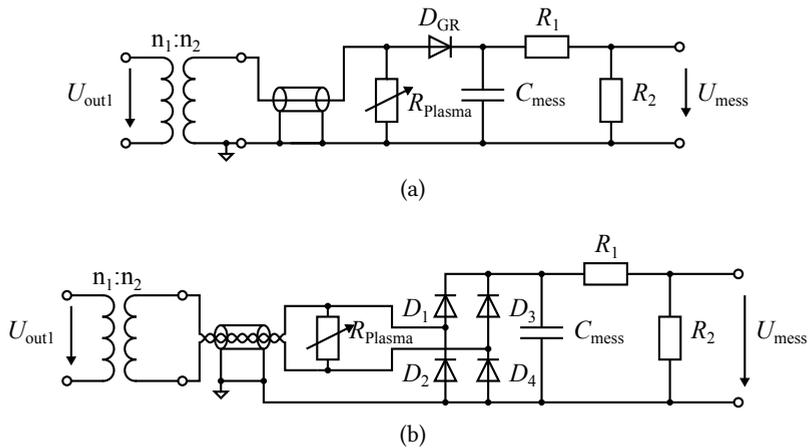


Abbildung 4.19: Spannungsscheitelwertmessung mit Diodengleichrichtern bei (a) koaxialem und (b) zweiadrigen Lampenkabel. Darstellung gemäß [126, S. 148, Abb. 4.19].

### 4.4.3 Leistungsmessung

Unter Zuhilfenahme der zuvor beschriebenen Schaltungen, kann die Wechselrichterleistung im laufenden Betrieb wie folgt bestimmt werden.

**Lampeneingangsleistung** Die Leistung am Lampeneingang bzw. am Schwingkreis Ausgang kann mittels Messung der Amplitude und der Phasenlage von Lampenstrom und -spannung berechnet werden.

**Wechselrichterleistungsleistung** Die Ausgangsleistung des Wechselrichters am Schwingkreiseingang kann anhand der Messung von Resonanzstromamplitude, Zwischenkreisspannung, Spannungs- und Stromnulldurchgang bestimmt werden. Die Ausgangsspannung des Wechselrichters kann, wie in Abbildung 3.15 auf Seite 88 gezeigt, als Trapezfunktion approximiert werden. Dessen Flankensteilheit kann anhand der Zwischenkreisspannung und Spannungsnulldurchgangserkennung bestimmt werden, indem die Zeit zwischen Transistorausschaltsignal und dem Spannungsnulldurchgang gemessen wird. Anhand der Fourierreihe für die Trapezfunktion kann anschließend der Spannungseffektivwert der Grundschwingung berechnet werden. Anschließend kann anhand der Amplitude und Phasenlage des

Resonanzstromes die Ausgangsleistung bestimmt werden. Diese gemessene Phasenlage kann weiterhin für die ZVS-Erkennung verwendet werden. Diese Methodik erfordert die Nulldurchgangserkennung der Spannung und des Stromes sowie die Messung der Stromamplitude.

Diese Messmethode erfordert eine möglichst genaue Zeiterfassung der Nulldurchgangserkennung als auch genaue Kenntnis der Zeitverzögerung der Messaufbauten. Für die Implementierung beider Messverfahren ist daher ein leistungsfähiger Signalprozessor oder FPGA notwendig. Um den Aufwand der Signalverarbeitung für die Messung der Lampenleistung zu reduzieren, kann auf das Messprinzip von Richtkopplern zurückgegriffen werden. Diese sind bei Arbeitsfrequenzen im unteren MHz-Bereich aus zwei Ringkerntransformatoren aufgebaut, von denen einer als Strom- und der andere als Spannungswandler funktioniert. Die Schaltung ist in Abbildung 4.20 (a) dargestellt. Die Verschaltung der beiden Wandler sorgt für eine analoge Multiplikation der Signalpegel und damit für einen dem Leistungsfluss entsprechenden Signalpegel. Die Windungszahl bestimmt dabei das Übersetzungsverhältnis bzw. die Dämpfung. Die beiden Signale für die hin- und rücklaufende Leistung können an den beiden Anschlüssen „Coupled“ und „Isolated“ mit Hilfe eines Leistungsmesskopfes gemessen werden. Für die Messung der Lampenleistung werden thermische Leistungsmessköpfe (NRV-Z51, Rohde&Schwarz, Deutschland) verwendet, dessen Ausgangssignale mit einem Leistungsmessgerät (NRVD, Rohde&Schwarz) ausgewertet werden. Die Leistungsmessung weist eine Messunsicherheit von  $\pm 2\%$  im Frequenzbereich unter 50 MHz auf. Mit einem Signalgenerator (SMC100A, Rohde&Schwarz, Deutschland) wird ein Referenzsignal der Frequenz  $f = 2$  MHz erzeugt, mit dem die Messköpfe kalibriert werden können. Der hier verwendete Richtkoppler (BN 646869C0001, SPINNER GmbH, Deutschland) weist eine Koppeldämpfung von 46,85 dB bei 2 MHz auf und ist eine kundenspezifisch angepasste Ausführung für Leistungen bis zu 3 kW. Der gesamte Messaufbau zur Bestimmung der Lampenleistung ist in Abbildung 4.20 (b) als Blockdiagramm dargestellt.

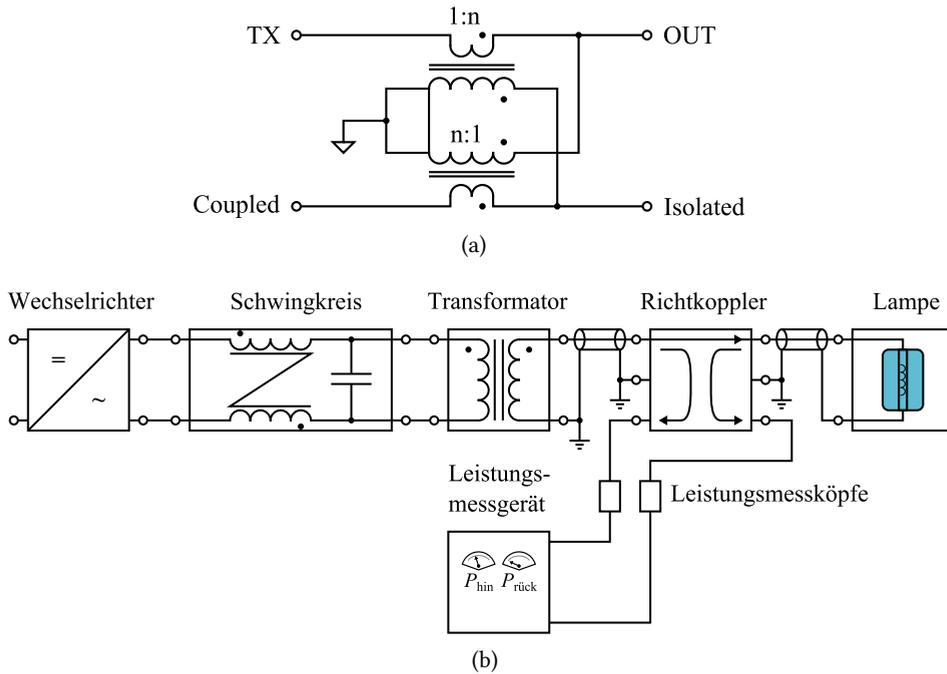


Abbildung 4.20: (a) Schaltbild eines induktiv gekoppelten Richtkopplers der für die Messung der Ausgangsleistung eingesetzt werden kann. (b) Blockdiagramm des gesamten Messaufbaus zur Bestimmung der Lampenleistung.

Für die Integration der Leistungsmessung in das Wechselrichtersystem, wird ein individuell ausgelegter Richtkoppler (RK) mit Diodenmessköpfen (DMK) aufgebaut, welcher von der Ansteuereinheit aus Abschnitt 4.2.1 ausgelesen werden kann. Dieser Richtkoppler wird für eine maximale Leistung von 4 kW entworfen und mit FT 140-43 NiZn-Ferritringkernen aufgebaut. Die DMK basieren auf einem Einweggleichrichter gemäß Abbildung 4.19 (a). Abbildung 4.21 (a) zeigt ein Foto des RKs und (b) eines DMKs. Die Aufbauten werden in geschirmte Blechgehäuse eingebaut, um möglichst störungsfreie Messsignale zu erhalten.

Mit Hilfe eines kalibrierten Signalgenerators (SMC100A, Rohde&Schwarz, Deutschland) und eines 1000 W-HF-Linearverstärkers (ENI, Deutschland) wird das RK-Messsystem charakterisiert. Für die Bestimmung der Kopplungs- und Isolationsdämpfung werden die S-Parameter mit einem Netzwerkanalysator bestimmt. Abbildung 4.22 zeigt den Verlauf der Kopplungs- und Isolationsdämpf-

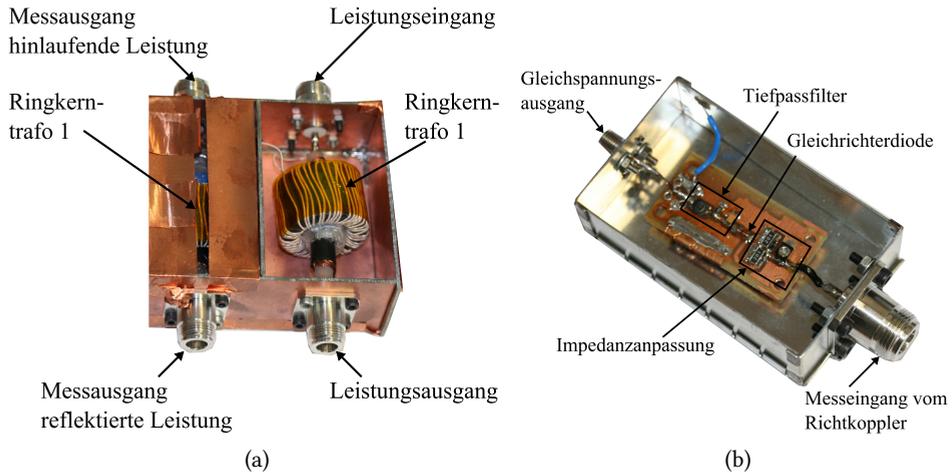


Abbildung 4.21: Fotografien von (a) dem Richtkoppleraufbau und (b) einem Diodenmesskopf

fung des RKs in einem Frequenzbereich von  $1 \leq f \leq 50$  MHz. Die Dämpfungswerte in dem betrachteten Frequenzbereich bleiben konstant und zeigen erst bei Frequenzen über 20 MHz Auffälligkeiten. Dies hat mit der Resonanzfrequenz der eingesetzten Ferritkerne zu tun. Mit den gemessenen S-Parametern ist die Berechnung der hin- und rücklaufenden Leistung im Betrieb über eine einfache Multiplikation realisierbar, ohne eine Regressionsfunktion berücksichtigen zu müssen.

Dennoch muss das Ausgangssignal des Richtkopplers mittels Messköpfen bestimmt werden. Daher ist die Ausgangsspannung der DMKs in Abbildung 4.23 als Funktion der Eingangsfrequenz für eine feste Eingangsleistung dargestellt.

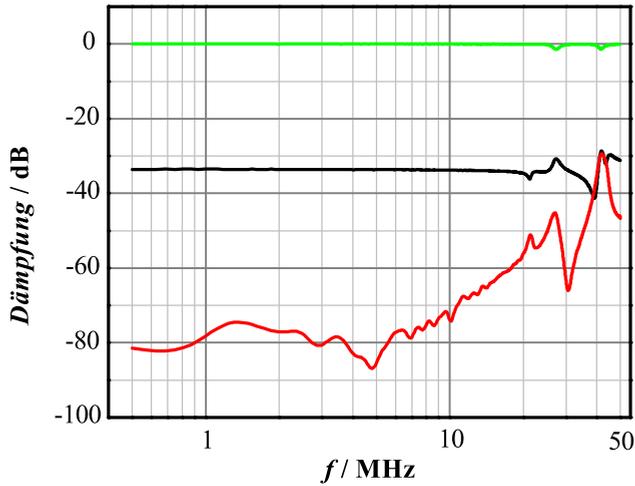


Abbildung 4.22: Gemessene Kopplungs- und Isolationsdämpfung des Richtkopp-  
lers in einem Frequenzbereich von  $1 \leq f \leq 50$  MHz. Schwarz:  
Koppeldämpfung, rot: Isolationsdämpfung, grün: Durchgangs-  
dämpfung.

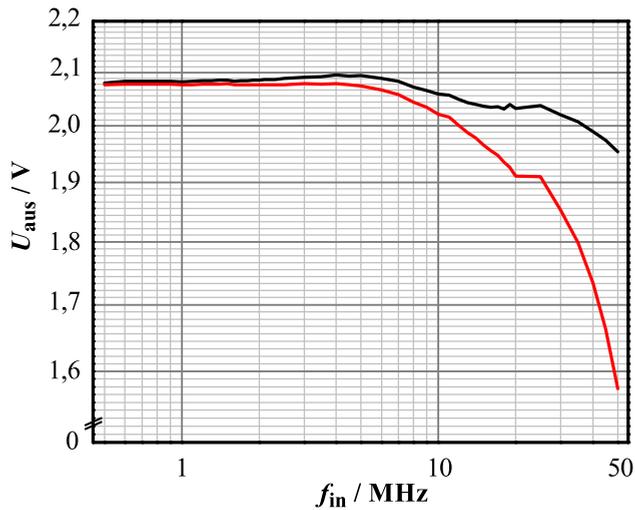


Abbildung 4.23: Gemessene Ausgangsspannung der beiden aufgebauten DMK  
als Funktion der Eingangsfrequenz bei einer festen Eingangs-  
leistung von  $P_{\text{Mess}} = 19$  dBm. Dies entspricht 79,43 mW.

Abbildung 4.25 hingegen zeigt die Eingangsleistung des Richtkopplers für eine feste Frequenz von 2 MHz und verschiedene Ausgangsspannungen, da von der Steuereinheit nur die Ausgangsspannung der DMK gemessen werden kann.

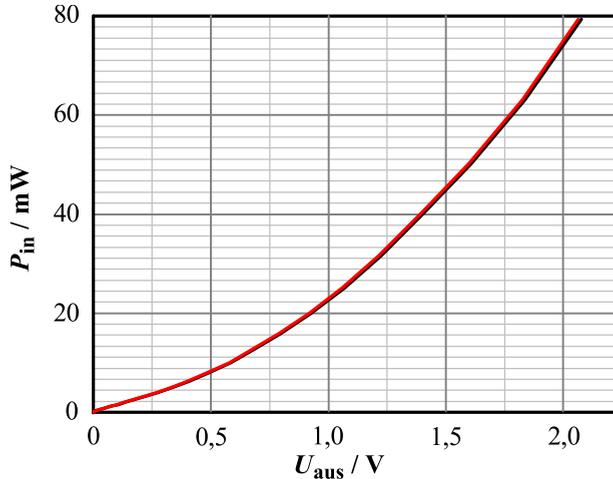


Abbildung 4.24

Abbildung 4.25: Gemessene Ausgangsspannung der beiden aufgebauten DMK als Funktion der Eingangsleistung  $P_{\text{in}}$  für eine feste Frequenz von  $f_{\text{Mess}} = 2 \text{ MHz}$

Die Eingangsleistung kann mit Hilfe der Regressionsfunktion (4.8) berechnet werden.

$$P_{\text{in}}(U_{\text{aus}}) = 1,6217 + 1,03737 \cdot 10^{-4} \cdot U_{\text{aus}}^{1,76954}, \quad (4.8)$$

wobei  $U_{\text{aus}}$  in mV eingesetzt werden muss. Die Abhängigkeit der Ausgangsspannung von der Frequenz kann anhand der Funktion (4.9) berechnet werden.

$$U_{\text{aus}}(f) = 2,07754 - 0,0022 \cdot f^{1,37479} \quad (4.9)$$

Über diese beiden Funktionen kann mit den Dämpfungsfaktoren des RKs die Lampenleistung berechnet werden.

## 4.5 Herstellung eines Lampensystems

Im folgenden werden der Aufbau des gesamten Lampensystems vorgestellt. Dazu gehören neben der Lampe, der Ferritkoppler zur Leistungseinkopplung mit einem Wasserkühlkreislauf und die Temperiereinheit für die Regelung der Kaltkammer-Temperatur.

### 4.5.1 Aufbau des Lampenkopplers

Die Kopplerspule für Hohlraumlampen wird durch den umgebenden Entladungsraum und den infraroten Strahlungsanteil des Plasmas aufgeheizt. Dieser Effekt wird bei hohen Lampenleistungen weiter verstärkt. Daher muss der Koppler mit einer wirksamen Kühlung ausgestattet sein. Um die eingeschränkte Wärmeleitfähigkeit von Ferritmaterial zu überwinden, wird eine Wasserkühlung für den Ferritstab verwendet, welche in Abbildung 4.26 dargestellt ist.

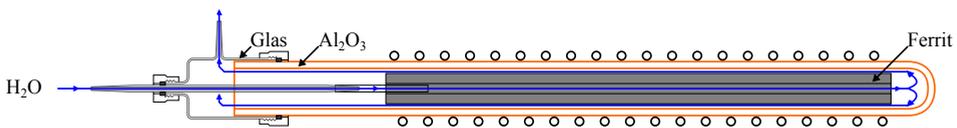


Abbildung 4.26: Querschnittszeichnung des Ferritkopplers mit Wasserkühlung für hohe Lampenleistungen

Um die Wasserzirkulation zu ermöglichen, muss daher ein Ferritstab mit Innenbohrung und Außennuten eingesetzt werden. Die Nuten gewährleisten dabei eine gleichmäßige Verteilung des Kühlmediums um den Ferritstab herum. Als Stabprofil eignet sich zu diesem Zweck das KRSH-Profil (Kaschke Components GmbH, Deutschland), welches in Abbildung 4.27 dargestellt ist.

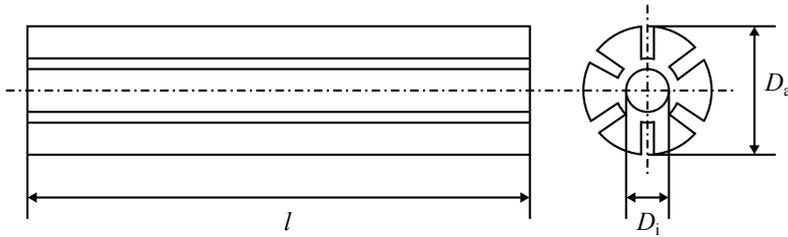


Abbildung 4.27: Querschnittszeichnung des Ferritstabes mit KRSH-Profil mit Innenbohrung und Außennuten, gemäß [127]

Diese Kerne sind jedoch nur als Impederkerne aus MnZn-Ferrit (K2006, Kaschke Components GmbH, Deutschland) für Leistungsanwendungen bis maximal 300 kHz verfügbar. Dieses Material verursacht bei Betriebsfrequenzen von 2 MHz zwar hohe spezifische Verlustleistungen, durch die hohe Permeabilität kann jedoch von einer guten magnetischen Kopplung ausgegangen werden, wodurch wiederum weniger Magnetisierungsstrom fließt. Der praktisch realisierte Kopppler weist eine Windungszahl von  $N = 21$  auf und besitzt mit einem MnZn-Impederkern (ZRSR HZ 10/3/200, Kaschke Components GmbH, Deutschland) bei einer Länge von  $l_{\text{Kopppler}} = 200$  mm eine Hauptinduktivität von  $L_h = 37,5 \mu\text{H}$ . Die Wicklung wird mit einer HF-Litze gewickelt (1260 Einzeladern mit Einzeldrahtdurchmesser von  $d_{\text{Litze}} = 71 \mu\text{m}$ ,  $A_{\text{Litze}} \approx 4,9 \text{ mm}^2$ , PACK Feindrähte, Deutschland), welche einen Kupferwiderstand von  $R_{\text{Cu}} = 115 \text{ m}\Omega$  aufweist. Unter der Annahme, dass ein Spulenstrom von  $I_L = 5,1$  A fließt und der Proximity-Effekt vernachlässigbar ist, verursacht der Spulenstrom Kupferverluste von knapp 3 W. Abbildung 4.28 zeigt den Aufbau des praktisch realisierten Lampenkopplers.

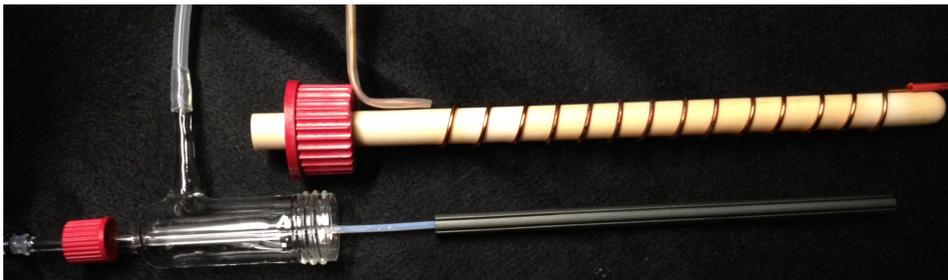


Abbildung 4.28: Fotografie des aufgebauten Lampenkopplers mit Wasserkühlung für den Ferritkern. Bei diesem Beispiel ist die Wicklung mit einem 2 mm Kupferdraht realisiert.

Die Kernverluste des Kopplers können ohne Lampe wie bei einem Transformator ohne sekundäre Last gemessen werden und hängen von der angelegten Spannung und der damit entstehenden Flussdichte im Material ab. Abbildung 4.29 zeigt die gemessene Verlustleistung des Ferritkopplers  $P_{\text{Koppler}}$  als Funktion der Kopplerspannung  $U_{\text{Koppler}}$ .

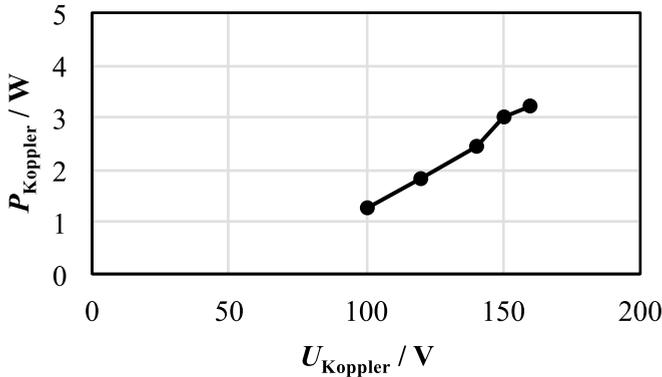


Abbildung 4.29: Gemessene Verluste  $P_{\text{Koppler}}$  des Ferritkerns als Funktion der angelegten Kopplerspannung  $U_{\text{Koppler}}$

Die Kupferverluste können bei dieser Messung vernachlässigt werden, da hier nur ein sehr kleiner Magnetisierungsstrom fließt. Mit Hilfe einer Potenzfunktion können die Ferritverluste im Lampenbetrieb gemäß (4.10) angenähert werden.

$$P_{\text{Koppler}}(U_{\text{Koppler}}) = a \cdot U_{\text{Koppler}}^b, \quad (4.10)$$

wobei  $a$  und  $b$  von der Primärwicklungszahl des Ferritkopplers abhängende Faktoren sind. Tabelle 4.2 gibt die Berechnungsfaktoren für zwei Wicklungszahlen an, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden.

Tabelle 4.2: Berechnungsfaktoren  $a$  und  $b$  für die angenäherten Ferritverluste des Lampenkopplers für unterschiedliche Wicklungszahlen  $N$

$N$	$a$	$b$
21	$5 \cdot 10^{-5}$	2,0645
25	$1 \cdot 10^{-4}$	2,0472

## 4.5.2 Fertigung der Induktionslampen

Die Fertigung der Lampen wird in mehreren Schritten durchgeführt. Zuerst wird der Glaskörper von Fettrückständen mittels Isopropanol befreit. Anschließend muss der Lampenkörper evakuiert und ausgeheizt werden. Zur Evakuierung der Lampe wird ein zweistufiges Vakuumsystem verwendet, welches aus einer Drehschieberpumpe (TRIVAC B, Oerlikon Leybold Vacuum GmbH, Deutschland) und einer Turbomolekularpumpe (TURBOVAC 50, Oerlikon Leybold Vacuum GmbH, Deutschland) besteht, um ein Hochvakuum mit einem Enddruck von weniger als  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar zu erzeugen. Die Lampe wird während der Evakuierung in einem Rohrofen bei  $800\text{ °C}$  für  $> 6$  Stunden ausgeheizt, um Wasser- und Sauerstoffrückstände zu entfernen. Anschließend wird die Lampe mit Argon gefüllt, um sie unter Stickstoffatmosphäre mit der Leucht Komponente befüllen zu können. Nach Befüllung der Lampe wird das Schutzgas erneut mit einer Vakuumpumpe entfernt und durch Argon bei dem benötigten Puffergasdruck ersetzt. Abschließend kann der Pump-/Füllstutzen der Lampe abgeschmolzen und die Lampe geschlossen werden.

Tabelle 4.3 gibt eine Übersicht der Lampenfüllungen an, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden. Das verwendete Quarzglas (HSQ 300, Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG, Deutschland) weist bei einer Wandstärke von  $w = 2,5$  mm bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 254$  nm eine Transmission von 81,9 % und bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 185$  nm eine Transmission von 30 % auf [128].

Tabelle 4.3: Übersicht der Füllungen der unterschiedlichen Lampenkörper

Parameter	Lampe 1	Lampe 2	Lampe 3		Einheit
$d_a$	68	80	110		mm
$V_{\text{Lampe}}$	534,3	832,5	1585,0		$\text{cm}^3$
$p_{\text{Ar}}$	3	1,2	0,6	0,3	mbar
$m_{\text{Hg}}$	6	3,9	10	10	mg

Abbildung 4.30 zeigt die fertig montierte Lampe 1 mit dem wassergekühlten Ferritkoppler. Für die Einstellung der Coldspottemperatur, wird eine Vorrichtung eingesetzt, welche es erlaubt Temperaturen zwischen  $30$  und  $100\text{ °C}$  mittels Peltierelementen einzustellen. Abbildung 4.31 zeigt die Vorrichtung. Der Kup-

ferblock weist eine Bohrung auf, in die der Lampenappendix versenkt werden kann. Durch den Einsatz von silber- oder graphithaltiger Wärmeleitpaste kann ein niedriger Wärmeübergangswiderstand hergestellt werden. Mit einem Thermoelement ist es möglich die Temperatur trotz starker Magnetfelder zu messen. Abbildung 4.32 zeigt den Lampenappendix der Versuchslampe Nr. 3 nach dem Betrieb der Lampe bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$ . Das Quecksilber hat sich vollständig in dem Bereich der Kühlung niedergeschlagen, wodurch die Funktion der CS-Temperierung nachgewiesen ist.

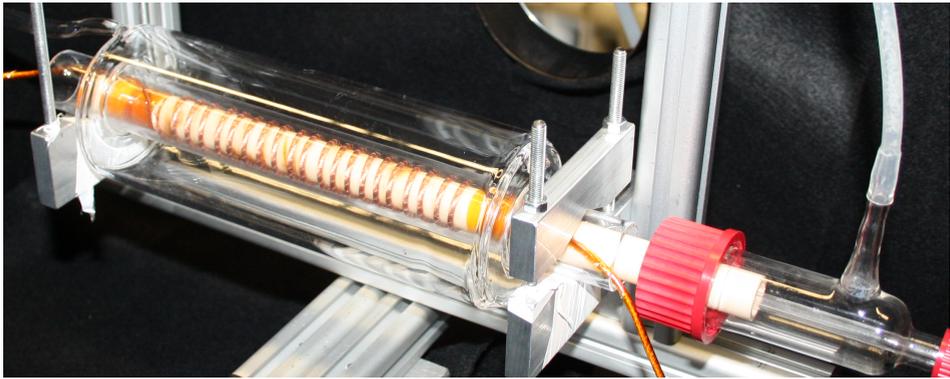


Abbildung 4.30: Fotografie der fertigen 68 mm-Lampe mit wassergekühltem Lampenkoppler. Die Lampe ist hier zur Vermessung bereits in einem goniophotometrischen Aufbau befestigt.



Abbildung 4.32: Fotografie des Lampenappendixes nach dem Betrieb der Versuchslampe Nr. 3 bei  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$

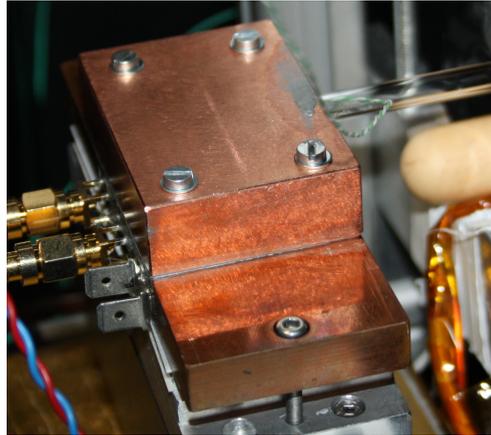


Abbildung 4.31: Fotografie der Temperiereinrichtung zur Einstellung der Coldspot-Temperatur. Der Kupferblock wird mittels Peltier-elementen entweder aufgeheizt oder abgekühlt. Silber- oder graphithaltige Wärmeleitpaste sorgt für einen optimalen Wärmeübergang zwischen Glasappendix und Kupferblock.

## 4.6 Strahlungsmessung an UV-Lampen

Die in dieser Arbeit verwendete Induktionslampe muss radiometrisch so charakterisiert werden, dass ein späterer Vergleich mit kommerziell erhältlichen Lampen möglich ist. Dazu gehören die winkelabhängige Messung der Bestrahlungsstärke sowie die Bestimmung der UV-Effizienz. Die Strahstärkeverteilungskurve wird aus einem Abstand von  $d \geq 10 \cdot l_{\text{Lampe}}$  mit einer Silizium-Fotodiode (Thorlabs, USA), welche mit einem optischen Bandpassfilter um die Wellenlänge  $\lambda = 254 \text{ nm}$  (67-808, Halbwertsbreite 10 nm, Edmund Optics Ltd., Großbritannien) ausgestattet ist, vermessen. Das Blockschaltbild des verwendeten Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.33 dargestellt.

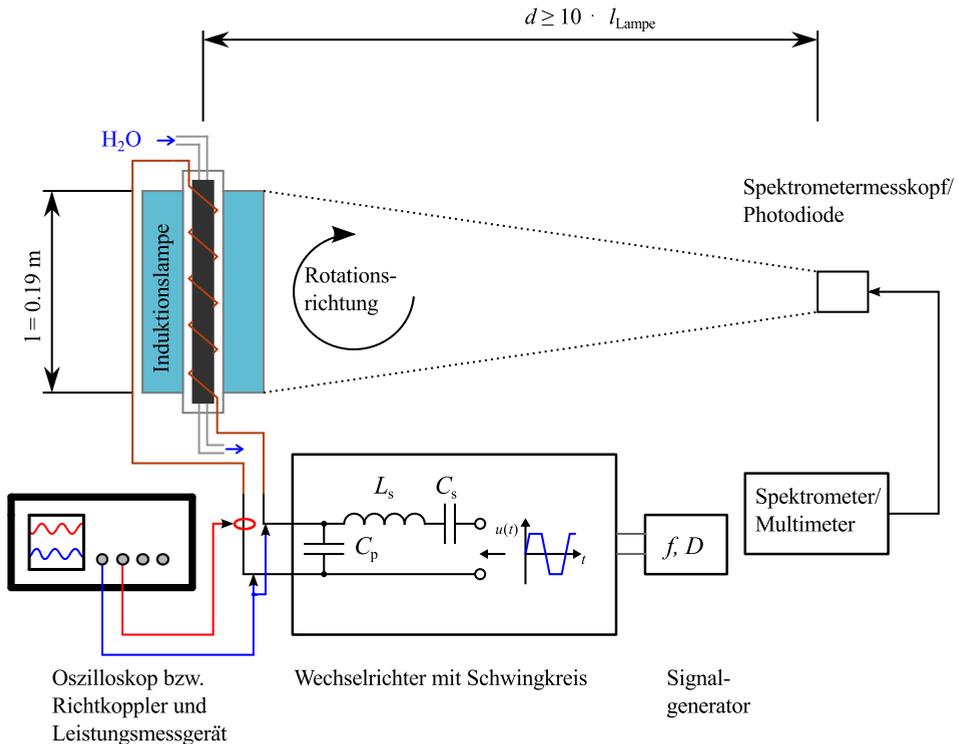
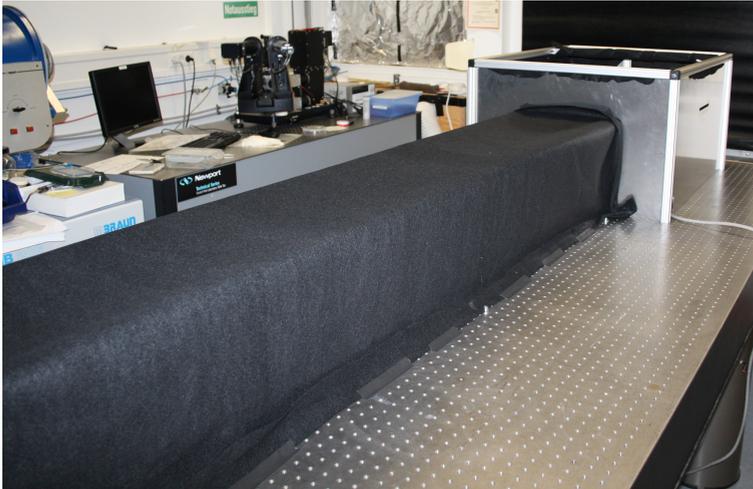


Abbildung 4.33: Schema des goniophotometrischen Messaufbaus bestehend aus Lampe, Vorschaltgerät, Photodiode oder Spektrometermesskopf mit Diffusor, Spektrometer und Digitalspeicheroszilloskop

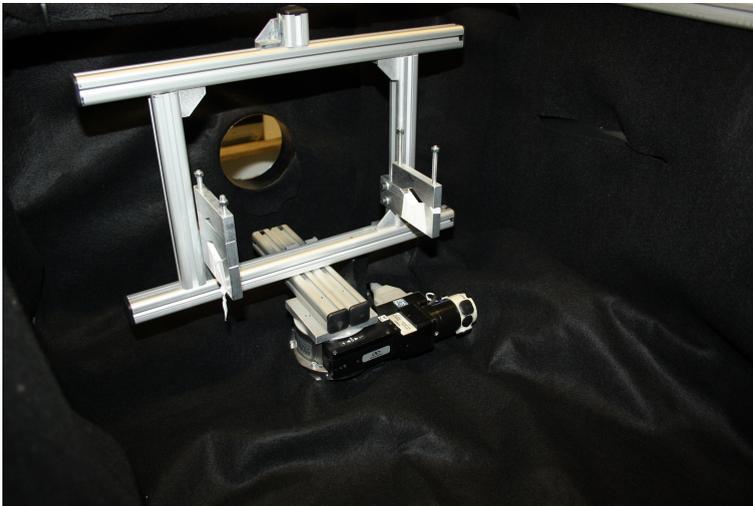
Die Lampe wird für die Messung der Strahlungsverteilung um  $90^\circ$  senkrecht zu ihrer Symmetrieachse gedreht. Anhand der so gemessenen Strahlstärkeverteilung kann anschließend ein Korrekturfaktor berechnet werden, um die abgegebene Gesamtstrahlung im Vergleich zum  $4\pi$ -Vollraumstrahlers zu bestimmen. Der goniophotometrische Messaufbau ist vollautomatisiert und kann mittels LabView-Programm gesteuert werden. Dabei wird die Ausgangsspannung der Fotodiode jeweils einem Drehwinkel zugeordnet, so dass anhand dieser Werte die Abstrahlkurve dargestellt werden kann. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Lampe kann diese Strahlungsverteilungskurve über  $4\pi$  integriert werden. Daraus erhält man einen Korrekturfaktor der  $< 1$  ist, der beschreibt, um welchen Faktor die Annäherung an einen  $4\pi$ -Vollraumstrahler abweicht. Die gleiche Apparatur wird verwendet, die spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Lampe bei einem Abstrahlwinkel von  $0^\circ$  aufzunehmen. Hierfür wird ein absolut kalibrier-

tes UV-erweitertes Spektrometer (SPECTRO 320D, Instrument Systems GmbH, Deutschland) mit einem optischen Diffusormesskopf (EOP 146, Instrument Systems GmbH, Deutschland) verwendet. Weiterhin kann mit einem UV-erweiterten Si-Avalanche-Photodetektor (APD120A2/M, Thorlabs, USA), welcher eine Bandbreite von  $BW_{3\text{ dB}} = 50\text{ MHz}$  aufweist, das dynamische Abstrahlverhalten der Lampe mittels Oszilloskop gemessen werden.

Der gesamte Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.34 (a) abgebildet. Abbildung 4.34 (b) zeigt die Lampenhalterung, welche auf einem schrittmotorbetriebenen Drehteller montiert ist, um die Lampe um  $90^\circ$  drehen zu können. Die Halterung ist so realisiert, dass sie für verschiedene Lampengeometrien verändert werden kann.



(a)



(b)

Abbildung 4.34: Fotografien des Versuchsaufbaus. (a) Gesamtaufbau mit abgedunkeltem Messpfad zur Aufnahme des Lampenspektrums und (b) Detailaufnahme der auf einem Drehteller montierten Lampenhalterung.

Zusammen mit der gemessenen Strahlungsverteilungskurve kann abschließend die gesamte abgestrahlte Leistung der Lampe  $P_{UV}$  bestimmt werden. Diese UV-Leistung der Lampe kann herangezogen werden, um die Effizienz der Lampe in Bezug auf die eingespeiste elektrische Leistung zu bestimmen. Es muss allerdings zwischen Lampenwirkungsgrad  $\eta_{Lampe}$  und Systemwirkungsgrad  $\eta_{System}$  unterschieden werden. Der Lampenwirkungsgrad wird hier als die abgestrahlte UV-Leistung der Lampe im Verhältnis zur in die Lampe eingespeisten elektrischen Leistung und der Systemwirkungsgrad als das Verhältnis der abgestrahlten UV-Leistung zur gesamten eingespeisten elektrischen Leistung am Wechselrichtereingang definiert. Der Zusammenhang ist in (4.11) und (4.12) dargestellt. Die allgemeine Leistungsbilanz des Wechselrichters bis zum Lampenanschluss am Koppler ist in (4.13) und die Energiebilanz der Lampe vom Anschluss bis zur UV-Leistung ist in (4.14) beschrieben.

$$\eta_{UV} = \frac{P_{UV}}{P_{\text{ein(Lampe)}}} \cdot 100 \% \quad (4.11)$$

$$\eta_{System} = \frac{P_{UV}}{P_{\text{ein(WR)}}} \cdot 100 \% \quad (4.12)$$

$$P_{\text{ein(Lampe)}} = P_{\text{ein(WR)}} - P_{v(\text{WR})} - P_{v(\text{SK})} - P_{v(\text{Kabel})} \quad (4.13)$$

$$P_{UV} = P_{\text{ein(Lampe)}} - P_{v(\text{Koppler})} - P_{v(\text{Lampe})} \quad (4.14)$$

$P_{\text{ein(Lampe)}}$  ist die elektrische Leistung am Lampeneingang vor dem Koppler und  $P_{v(\text{Kabel})}$ ,  $P_{v(\text{SK})}$  und  $P_{v(\text{WR})}$  sind die Verlustleistungen des Lampenkabels, des Schwingkreises und des Wechselrichters.  $P_{\text{ein(WR)}}$  bezeichnet die gesamte elektrische Eingangsleistung am Wechselrichterzwischenkreis. Die genaue Lampeneingangsleistung ist schwierig zu messen, da bereits kleinste zeitliche Abweichungen in der Digitalisierung der Messsignale am Lampeneingang zu großen Messfehlern führen. Daher wird diese Leistung, wie bereits zuvor in Abschnitt 4.4.3 beschrieben, mittels Richtkoppler und Leistungsmessgerät bestimmt. Die Wechselrichtereingangsleistung hingegen kann am Eingangszwischenkreis im Gleichspannungsfall gemessen werden. Dies kann mit einem Präzisionsleistungsmessgerät (LMG310, ZES Zimmer GmbH, Deutschland) durchgeführt werden.

### 4.6.1 Messunsicherheiten

Das verwendete Spektrometer weist eine Messunsicherheit der Bestrahlungsstärke von  $\pm 3,5\%$  über den gesamten Spektralbereich auf. Des Weiteren ist es auf zwei von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt zertifizierte Lampen absolut kalibriert. Für den UV-Bereich dient eine Deuteriumlampe (V03, Cathodeon Ltd., UK) mit einer Messunsicherheit von  $\pm 3,5\%$  und für den VIS-IR-Bereich eine Halogenlampe (FEL 1000 W 120 V, OSRAM Sylvania, USA) mit einer Messunsicherheit von  $\pm 1,6\%$ . Damit ergibt sich für die gemessene Bestrahlungsstärke im UV-Bereich ein Messfehler von  $\pm 4,95\%$  und im VIS-IR-Bereich von  $\pm 3,85\%$ . Weiterhin entsteht durch die Messdistanz von  $d_{\text{mess}} = 2\text{ m}$ , zwischen dem optischen Diffusormesskopf und der Lampenoberfläche, gemäß des Abstandsgesetzes eine Messunsicherheit von  $\left(l_{\text{Lampe}}/d_{\text{mess}}\right)^2 \cdot 100\% = 1\%$ . Dieser Fehler fließt in die Berechnung der Strahlungsleistung ein, wodurch sich ein Messfehler von  $\pm 5,05\%$  im UV und von  $\pm 3,98\%$  im VIS-IR ergibt. Zusammen mit der Messunsicherheit der elektrischen Leistungsmessung von  $\pm 2\%$  ergibt sich bei der Berechnung der UV-Effizienz eine Messunsicherheit von  $\pm 5,43\%$ .

### 4.6.2 Ozonabsorption

Das für die Lampenkörper verwendete Quarzglas ist für die Wellenlänge von  $\lambda = 185\text{ nm}$  teilweise transparent. Das zur Strahlungserzeugung eingesetzte Hg generiert im Wesentlichen Strahlung der Wellenlängen  $\lambda = 185\text{ nm}$  und  $\lambda = 254\text{ nm}$ . Die 185-nm-Strahlung wandelt Luft innerhalb des Messaufbaus zu Ozon um, welches sich dann im Messaufbau befindet. Strahlung der Wellenlänge  $\lambda = 254\text{ nm}$  wird wiederum stark von Ozon absorbiert, wodurch auf einer Messentfernung von  $d = 2\text{ m}$  ein großer Anteil der generierten Strahlung nicht von dem Photometermesskopf detektiert werden kann. Aus diesem Grund muss eine Referenzmessung mit einer bekannten Lampe durchgeführt werden, welche zwar 254-nm-Strahlung jedoch kein Ozon erzeugt. Zu diesem Zweck wird eine ozonfreie Hg-Niederdrucklampe mit einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 36\text{ W}$  (TUV PL-L 36W/4P, 927903404007, Philips Lighting) als Referenzlampe eingesetzt, um den absorbierten Anteil der 254-nm-Strahlung bei vorhandenen Ozonmolekülen

zu bestimmen. Hierzu wird die Bestrahlungsstärke der 254 nm-Resonanzlinie in zwei Metern Entfernung jeweils ohne Ozon und mit Ozon nach dem Betrieb der Induktionslampe gemessen. Zu diesem Zweck wird die Referenzlampe in die Messstrecke zwischen Photodetektor und Induktionslampe eingebaut. Die Induktionslampe wird anschließend betrieben, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Ozonerzeugung und -abbau eingestellt hat. Dann wird die Referenzlampe eingeschaltet und die Induktionslampe abgeschaltet. Die Differenz des Messwertes zur Referenzmessung ergibt schließlich die Ozonabsorption. An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass im Ausschaltzeitpunkt der Induktionslampe der Zersetzungsprozess von Ozon unmittelbar einsetzt, noch bevor die Referenzlampe einen stationären Betrieb erreicht hat. Dadurch wird die Ozonabsorption unterbewertet.

Mit Hilfe dieser Messung kann eine Absorption von bis zu 30 % (bei einer Lampenleistung von 1000 W) festgestellt werden, wodurch die gemessenen Werte für die 254 nm-Emissionslinie korrigiert werden müssen. Anhand der Absorptionsquerschnitte von Ozon [129], können die relativen Absorptionsfaktoren für die charakteristischen Hg-Emissionslinien berechnet werden, welche in Tabelle 4.4 prozentual für eine 254 nm-Absorption von 14,4 % angegeben sind.

Tabelle 4.4: Berechnete Absorptionsfaktoren für charakteristische Hg-Emissionslinien im spektralen UV-Bereich, wenn die 254 nm-Emissionslinie um 14,4 % absorbiert wird

Wellenlänge $\lambda/\text{nm}$	rel. Transmission / %	rel. Absorption / %
254	85,6	14,4
289	97,7	2,3
297	99,1	0,9
313	99,9	0,1
365	99,99	0,01



# 5 Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse zu der Transistorcharakterisierung, den Wechselrichteraufbauten und den hier gebauten Induktionslampen vorgestellt und diskutiert.

## 5.1 Statische Charakterisierung der Transistoren

Die statische Charakterisierung von Transistoren liefert erste Anhaltspunkte zum Vergleich der Bauteile. Für den praktischen Einsatz der Transistoren interessieren vor allem das Verhalten des Durchlasswiderstandes  $R_{DS(on)}$  in Abhängigkeit vom Drainstrom  $I_D$  und von der Temperatur.

### 5.1.1 Durchlassverhalten

Zur Messung der Ausgangskennlinie muss auf eine alternative Messmethode zurückgegriffen werden, da kein Kennlinienschreiber zur Verfügung steht. Diese Methode spiegelt das Transistorverhalten im realen Einsatz sehr gut wieder, erschwert jedoch die Vergleichbarkeit der gemessenen Werte mit den Datenblattangaben. Der Durchlasswiderstand ausgewählter SiC-Bauteile ist in Abbildung 5.1 als Funktion des Drainstromes dargestellt. Bei dieser Messung wird die Kühlkörpertemperatur auf  $T_{HS} = 80\text{ °C}$  geregelt und ein konstanter Drainstrom appliziert. Es ist deutlich zu sehen, dass der selbstleitende VJFET mit nominalen  $85\text{ m}\Omega$  den höchsten Durchlasswiderstand unter Dauerstrombelastung aufweist. Ab einem Dauerstrom von  $I_D = 10\text{ A}$  beginnt dieser exponentiell zu steigen. Dieser Effekt wird auch als thermisches Weglaufen bezeichnet, wenn die entstehende Verlustleistung nicht mehr vom Kühlsystem abgeführt werden kann. Dabei erhitzt sich das Bauteil immer weiter, weshalb die Leitfähigkeit weiter ab-

nimmt. Der selbstsperrende VJFET und der SiC-MOSFET der ersten Generation zeigen ein solches Verhalten bis  $I_D = 20$  A nicht, was vorrangig an der größeren Chipfläche und dem niedrigeren thermischen Widerstand liegt.

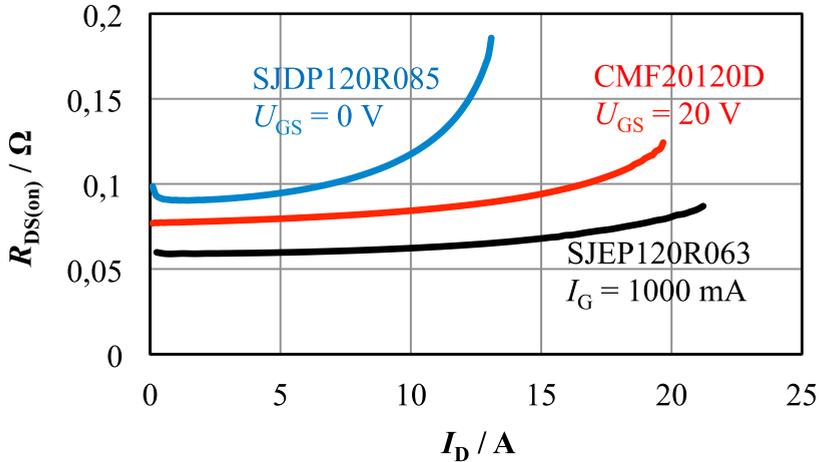


Abbildung 5.1: Gemessener Durchlasswiderstand der ersten verfügbaren SiC-Transistoren von Cree Inc. (MOSFET) und SemiSouth Lab. Inc. (selbstleitende und -sperrende VJFETs) bei konstanter Kühlkörpertemperatur  $T_{KK} = 80$  °C und kontinuierlichem Drainstrom

Aus den gemessenen Werten kann, mit Hilfe der Verlustleistung und der thermischen Übergangswiderstände, die Chiptemperatur näherungsweise berechnet werden. So ergibt sich für den selbstleitenden VJFET bei  $I_D = 10$  A eine Verlustleistung von  $P_V$  (SJDP12R085) = 12 W. Bei einem thermischen Übergangswiderstand von  $R_{th-JHS} = R_{th-JC} + 2 \cdot R_{th-WLP} + R_{th-ISO} \approx 1,7$  K/W (siehe auch Angaben in Abschnitt 3.3.6) ergibt sich eine Temperaturerhöhung von  $\Delta T_j \approx 12$  W  $\cdot$  1,7 K/W  $\approx$  20,4 K. Dies bedeutet für diesen Arbeitspunkt eine Sperrschichttemperatur von  $T_j = T_{HS} + \Delta T_j \approx 100,4$  °C. Im Vergleich zum Ausgangskennlinienfeld des Datenblattes [99, Figure 2.], wird deutlich, dass die Messung gut mit den Datenblattangaben übereinstimmt. Das Datenblatt gibt für diese Temperatur auch einen Durchlasswiderstand von  $R_{DS(on)} \approx 120$  m $\Omega$  bei  $U_{GS} = 0$  V an. Tabelle 5.1 listet die Ergebnisse dieser Berechnung für den selbstsperrenden VJFET SJEP120R063 und den CMF20120D SiC-MOSFET auf. Der gemessene Durchlasswiderstand des selbstsperrenden VJFET ist etwas niedriger als der Datenblattwert (vgl. [98, Figu-

re 2.]), was mitunter durch den hohen Gatestrom von 1 A erreicht wird. Der gemessene Durchlasswiderstand des SiC-MOSFETs hingegen stimmt mit dem Datenblatt sehr gut überein. Der messtechnische Nachweis der Datenblattangaben für die ersten verfügbaren SiC-Bauteile zeigt vor allem, dass der Durchlasswiderstand hauptsächlich von der Chiptemperatur und der thermischen Kühlkörperanbindung abhängt, sofern die Bauteile in ihrem aktiven Bereich betrieben werden. Auf weitere Messungen für später verfügbare Bauteile (C2M0080120D, UJN1208K, UJN1205K, APT40SM120B, SCT2080KE und IJW120R070T1) wird an dieser Stelle verzichtet.

Tabelle 5.1: Aus Abbildung 5.1 berechnete Verlustleistung und Sperrschichttemperatur und Vergleich mit den Datenblattangaben [98, 99, 104]

	SJD85	SJE63	CMF20	Einheit
$R_{DS(on)}$ -gemessen	120	75	90	m $\Omega$
$P_V$	12	15,75	20,25	W
$R_{thJ-HS}$	1,7	1,2	1,11	K/W
$T_j$	100,4	98,9	102,48	$^{\circ}\text{C}$
$R_{DS(on)}$ -Datenblatt	120	90	88	m $\Omega$

### Selbstleitender SiC VJFET

Abbildung 5.2 zeigt das Ausgangskennlinienfeld des selbstleitenden SiC VJFET, gemessen für einen kontinuierlichen Drainstrom bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80^{\circ}\text{C}$ . Es ist erkennbar, dass der Übergang vom linearen in den gesättigten Bereich der Kennlinie bei einem Drainstrom von  $I_D = 12\text{ A}$  beginnt, wenn die Gate-Source-Spannung  $U_{GS} = 0\text{ V}$  beträgt. Der aus der Ausgangskennlinie berechnete Durchlasswiderstand  $R_{DS(on)}$  ist für eine Ansteuerspannung von  $U_{GS} = 0\text{ V}$  in Abbildung 5.3 dargestellt. Für Vergleichszwecke werden zwei Bauteile bei Kühlkörpertemperaturen von  $60^{\circ}\text{C} \leq T_{KK} \leq 100^{\circ}\text{C}$  vermessen und in dem Diagramm aufgetragen. Die Messwerte unterscheiden sich erst bei höheren Drainströmen, wenn die Sperrschichttemperatur aufgrund der Verlustleistung so stark ansteigt, dass der unterschiedliche thermische Übergangswiderstand zwischen Gehäuse und Kühlkörper, durch manuelle Montage, seinen Einfluss auf die Chiptemperatur zeigt. Zum Vergleich sind die Datenblattwerte für die Sperr-

schichttemperaturen  $T_j = 25^\circ\text{C}$  und  $T_j = 100^\circ\text{C}$  als Referenz eingetragen. Wie zuvor schon erläutert, erhöht sich die Sperrschichttemperatur auf  $T_j = 100^\circ\text{C}$  bei einem Drainstrom von  $I_D = 10\text{ A}$ , wenn der Kühlkörper auf  $80^\circ\text{C}$  geheizt ist. An den  $R_{DS(on)}$ -Kurven für  $T_{HS} = 80^\circ\text{C}$  aus Abbildung 5.3 kann man erkennen, dass der Schnittpunkt mit dem Datenblattwert bei ungefähr  $I_D = 9,5\text{ A}$  liegt, wodurch die zuvor getroffene Annahme einer Sperrschichttemperatur von  $T_j = 100,4^\circ\text{C}$  untermauert wird. Auch in dieser Kurve zeigt sich der gesättigte Kanal deutlich am exponentiell steigenden Durchlasswiderstand.

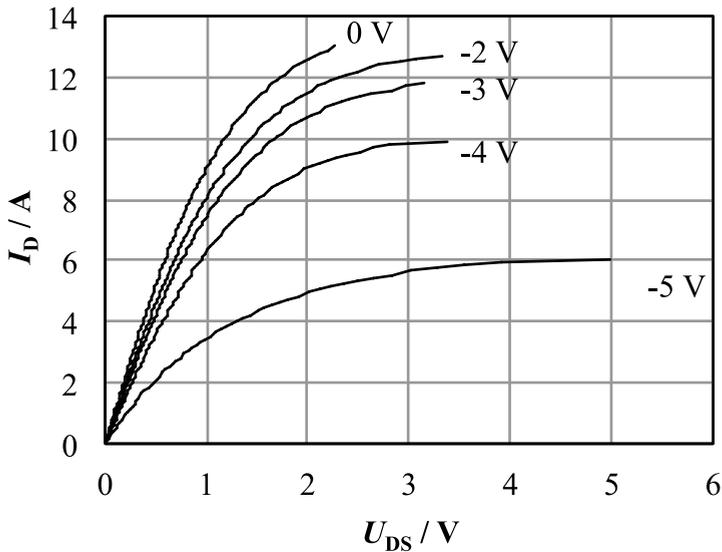


Abbildung 5.2: Ausgangskennlinienfeld des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R-085 bei einer Kühlkörpertemperatur von  $80^\circ\text{C}$  mit Ansteuerspannungen von  $-5\text{ V} \leq U_{GS} \leq 0\text{ V}$

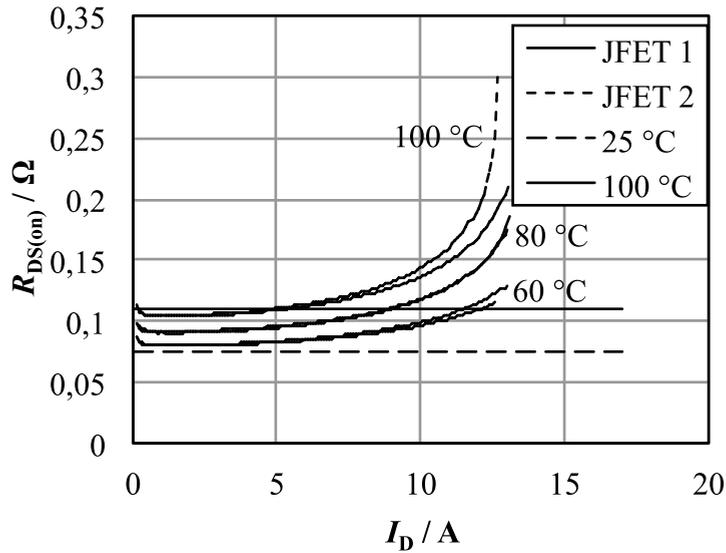


Abbildung 5.3: Gemessener Durchlasswiderstand in Abhängigkeit vom Drainstrom des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R085 bei verschiedenen Kühlkörpertemperaturen von 60 bis 100 °C. Es sind die Messwerte von zwei Bauteilen aufgetragen. Die Datenblattwerte für 25 und 100 °C sind als Vergleich eingezeichnet.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der statischen Transistoreigenschaften ist die Erhöhung des Durchlasswiderstandes mit der Temperatur. Abbildung 5.4 zeigt daher die Durchlasswiderstände des Bauteils für unterschiedliche Drainströme bei den eingestellten Kühlkörpertemperaturen 60 °C, 80 °C und 100 °C.

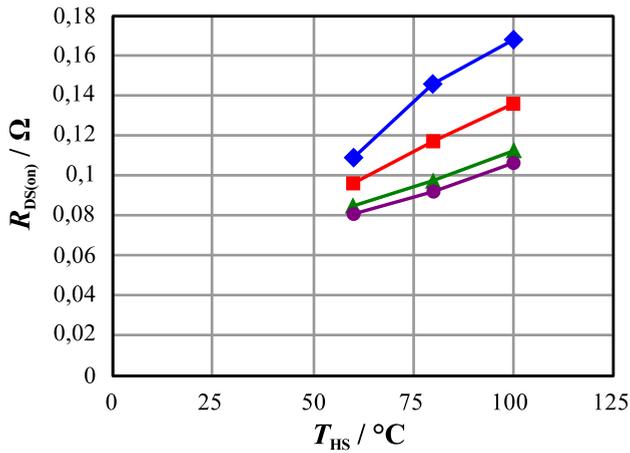


Abbildung 5.4: Durchlasswiderstand des selbstleitenden SiC VJFET SJD12R085 bei unterschiedlichen Drainströmen in Abhängigkeit von der Kühlkörpertemperatur.  $\color{blue}\blacklozenge$   $I_D = 12\text{ A}$ ,  $\color{red}\blacksquare$   $I_D = 10\text{ A}$ ,  $\color{green}\blacktriangle$   $I_D = 6\text{ A}$ ,  $\color{purple}\bullet$   $I_D = 4\text{ A}$ .

Es ist erkennbar, dass ein positiver Temperaturkoeffizient vorliegt. Hierbei ist wieder zu beachten, dass mit konstantem Drainstrom gemessen wird und dadurch die im Transistor entstehende Verlustleistung zur Erhöhung der Sperrschichttemperatur beiträgt. So entsteht, bei  $I_D = 12\text{ A}$  und  $T_{HS} = 100\text{ }^\circ\text{C}$ , eine Verlustleistung von  $P_V = 24,48\text{ W}$ , welche den Chip um weitere  $\Delta T_j = 41,62\text{ K}$  aufheizt. Aus diesem Grund muss die Junctiontemperatur anhand der Verlustleistung berechnet und eine korrigierte Darstellung gewählt werden. Abbildung 5.5 zeigt diese Kurvenverläufe.

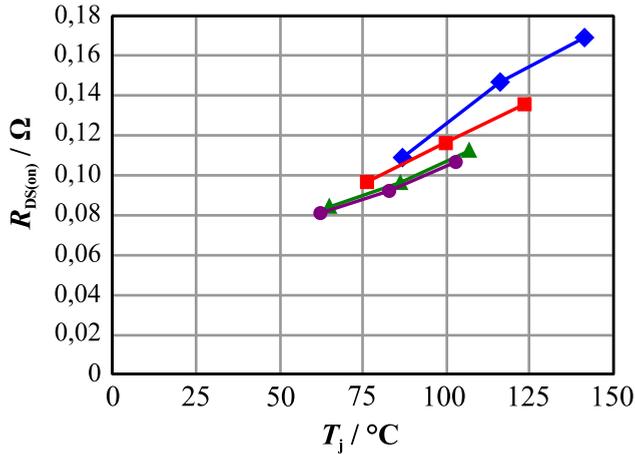


Abbildung 5.5: Durchlasswiderstand des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R085 bei unterschiedlichen Drainströmen in Abhängigkeit von der berechneten Sperrschichttemperatur aus Abbildung 5.4.  $\blacklozenge$   $I_D = 12\text{ A}$ ,  $\blacksquare$   $I_D = 10\text{ A}$ ,  $\blacktriangle$   $I_D = 6\text{ A}$ ,  $\bullet$   $I_D = 4\text{ A}$ .

Anhand des Anstiegs des Durchlasswiderstandes bei vergleichbarer Junctiontemperatur kann man den Übergang des Arbeitspunktes vom linearen in den Sättigungsbereich der JFET-Ausgangskennlinie erkennen. Der Durchlasswiderstand des selbstleitenden VJFET steigt abhängig vom Arbeitspunkt unterschiedlich mit der Temperatur. So steigt dieser bei einem Drainstrom von  $I_D = 12\text{ A}$  um das zweifache des Nennwiderstandes bei einer Steigerung der Sperrschichttemperatur von  $60\text{ }^\circ\text{C}$  auf  $140\text{ }^\circ\text{C}$ . Die Temperaturabhängigkeit des Durchlasswiderstandes muss im Wechselrichterentwurf berücksichtigt werden. Für eine Kühlkörpertemperatur von  $T_{\text{HS}} = 80\text{ }^\circ\text{C}$  im Betrieb muss die auftretende Verlustleistung daher aufgrund des hohen thermischen Übergangswiderstand von  $R_{\text{th-JHS}} \approx 1,7\text{ K/W}$  auf  $P_{\text{Vmax}} = (T_{\text{jmax}} - T_{\text{HS}}) / R_{\text{th-JHS}} = 41,2\text{ W}$  begrenzt werden.

Für den VJFET von United Silicon Carbide werden an dieser Stelle keine Messungen durchgeführt, da aufgrund der Datenblattangaben ein vergleichbarer Anstieg des Durchlasswiderstandes auf  $R_{\text{DS(on)}} = 150\text{ m}\Omega$  bei einer Sperrschichttemperatur von  $T_j = 125\text{ }^\circ\text{C}$  und einem Drainstrom von  $I_D = 10\text{ A}$  zu erwarten ist [101, Abb. 8]. Ähnliches gilt für den selbstleitenden LVJFET von Infineon, dessen Durchlasswiderstand von  $R_{\text{DS(on)}} = 55\text{ m}\Omega$  auf  $R_{\text{DS(on)}} = 110\text{ m}\Omega$  bei einer

Sperrschichttemperatur von  $T_j = 125^\circ\text{C}$  und einem Drainstrom von  $I_D = 13\text{ A}$  zunimmt [102, Tab. 10].

### Selbstsperrender SiC VJFET

Die Ausgangskennlinie des selbstsperrenden SiC VJFET ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Messungen werden bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80^\circ\text{C}$  durchgeführt. Da die Gate-Source-Strecke des VJFET einen pn-Übergang besitzt, wird der Kanal des VJFET erst geöffnet, wenn die anliegende Gate-Source-Spannung größer als die Diffusionsspannung dieser pn-Diode wird. Die Diffusionsspannung der pn-Diode ist damit die Schwellenspannung des VJFETs, welche temperaturabhängig ist. Um zu überprüfen, bis zu welchem Wert ein zusätzlicher Gatestrom die Kanalleitfähigkeit verbessert, wird die Gatediode mit Gateströmen von  $20\text{ mA} \leq I_{GS} \leq 1000\text{ mA}$  beaufschlagt.

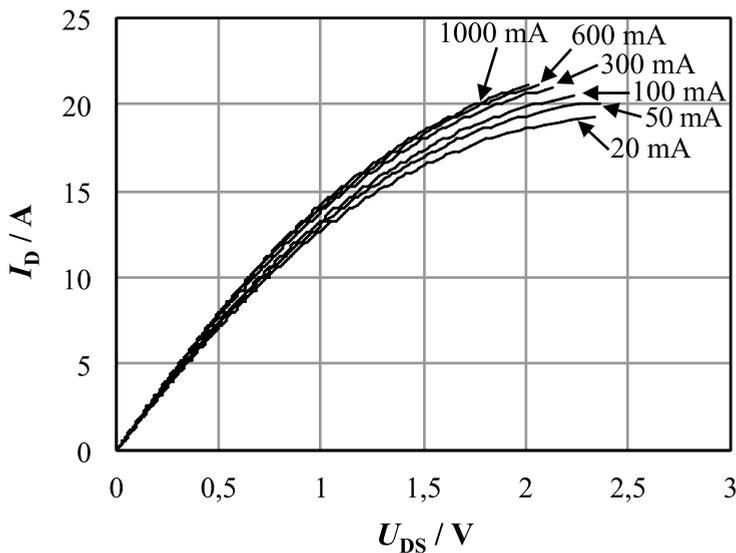


Abbildung 5.6: Ausgangskennlinienfeld des selbstsperrenden SiC VJFET SJEP12R063 bei einer Kühlkörpertemperatur von  $80^\circ\text{C}$  mit Gateströmen von  $20\text{ mA} \leq I_{GS} \leq 1000\text{ mA}$

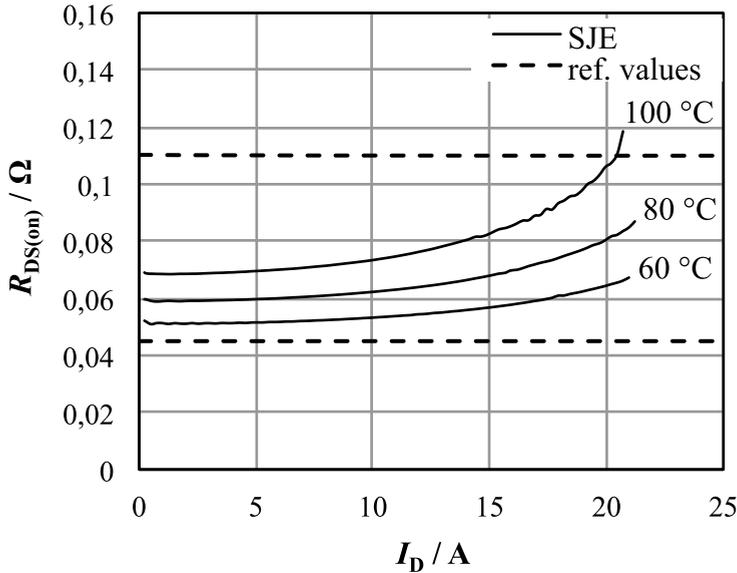


Abbildung 5.7: Gemessener Durchlasswiderstand in Abhängigkeit vom Drainstrom des selbstsperrenden SiC VJFET SJE12R063 bei verschiedenen Kühlkörpertemperaturen von 60 °C bis 100 °C

Dem Kennlinienfeld ist zu entnehmen, dass mehr Gatestrom den Durchlasswiderstand reduziert. Ab einem Gatestrom von  $I_G \geq 300 \text{ mA}$  ist diese Änderung nur noch klein und eine Kanalsättigung tritt in einem engen Bereich des Drainstromes von  $\sim 18 \text{ A} \leq I_D \leq 20 \text{ A}$  ein.

## SiC-MOSFET

Abbildung 5.8 zeigt das gemessene Ausgangskennlinienfeld des 80 m $\Omega$ -SiC MOSFET CMF20120D von Cree Inc. Im Vergleich zu Ausgangskennlinienfeldern von Si MOSFETs ist erkennbar, dass es keinen deutlichen Übergang vom linearen in den gesättigten Bereich des MOSFET-Kanals gibt. Dies liegt vor allem an der niedrigeren Verstärkung (engl. „transconductance“) des Bauteils, wodurch der Sättigungsbereich erst bei sehr viel größeren Drainströmen auftritt [75], welche im verwendeten Messaufbau nicht erreicht werden. Die gemessenen Durchlasswiderstände von unterschiedlichen Bauteilen sind in Abbildung 5.9 dargestellt und zeigen, dass bei kontinuierlichem Drainstrom bereits einige Bauteile bei Strömen von 20 A thermisch überlastet sind. Bei den untersuchten Bauteilen

handelt es sich um Muster-Bauteile, bei denen noch verstärkt Streuungen der Bauteilparameter auftraten, die bei Serienbauteilen nicht mehr auftreten. Aufgrund der Bauteilstreuungen kann an dieser Stelle keine unabhängige Aussage über die Temperaturabhängigkeit des Durchlasswiderstandes der ersten SiC MOSFETs getroffen werden.

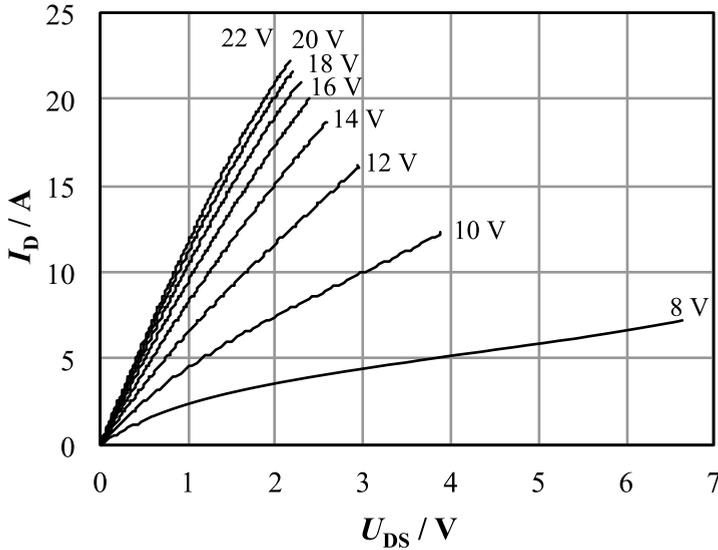


Abbildung 5.8: Gemessenes Ausgangskennlinienfeld des 80 m $\Omega$ -SiC MOSFET CMF20120D bei einer Kühkörtperemperatur von  $T_{HS} = 80^\circ\text{C}$

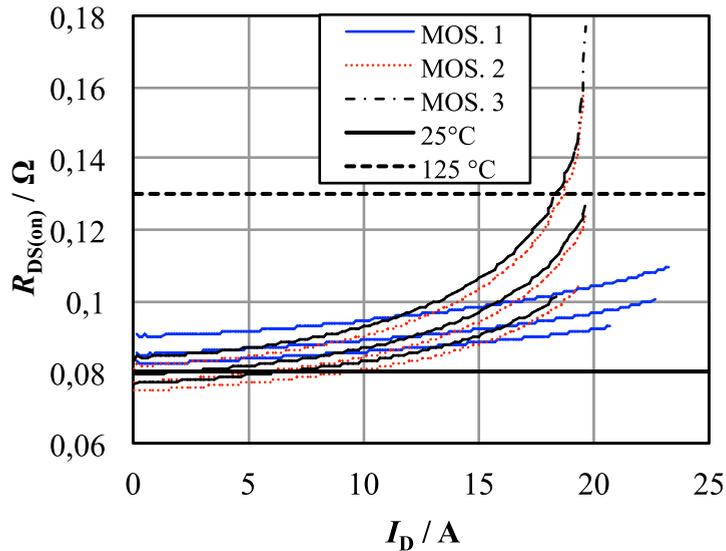


Abbildung 5.9: Gemessener Durchlasswiderstand in Abhängigkeit vom Drainstrom von ersten Mustern des CMF20120D SiC MOSFET bei verschiedenen Kühlkörpertemperaturen von 60 °C bis 100 °C. Die Datenblattwerte für 25 und 125 °C Junctiontemperatur sind zum Vergleich eingetragen.

Im Vergleich zur ersten Generation der CMF SiC MOSFETs, hat Cree Inc. mit der zweiten C2M Generation die Verstärkung von  $g_m = 7,9$  auf 9,8 vergrößert und damit die Chipgröße verkleinert. Die positiven Auswirkungen werden bereits an den Bauteilgütezahlen in Abschnitt 3.3.1 deutlich. Diese Chipverkleinerung hat jedoch zur Folge, dass eine ausgeprägtere Temperaturabhängigkeit der Kanalleitfähigkeit entsteht. Diese ist im Datenblatt mit einem Anstieg des Durchlasswiderstandes um das 1,6-fache bei einer Erhöhung der Junctiontemperatur von 25 °C auf 125 °C angegeben [105, Abb. 5], während die erste Generation bei gleicher Temperaturerhöhung nur einen Anstieg um das 1,1-fache aufweist [104, Abb. 3]. Daraus folgt, dass ein Bauteil der zweiten Generation mit gleicher Chipfläche der ersten Generation bei Raumtemperatur einen Durchlasswiderstand von nur  $R_{DS(on)} = 55 \text{ m}\Omega$  aufweist. Dies wiederum senkt bei gleichem Drainstrom die Durchlassverluste und damit die Junctiontemperatur und erhöht letztendlich den Wechselrichterwirkungsgrad. Um diesen Umstand zu berücksichtigen, wird im Folgenden auch ein 40 mΩ C2M-SiC-MOSFET betrachtet.

### 5.1.2 Überspannungssperrverhalten

Die gemessenen Verläufe der Leckströme  $I_{Dleak}$  bei hohen Sperrspannungen sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

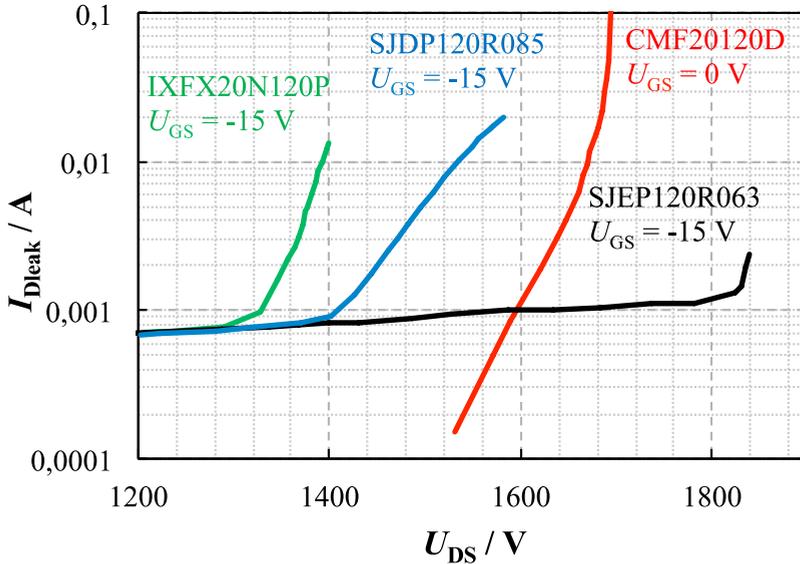


Abbildung 5.10: Gemessener Sperrstrom der vertikalen SiC-JFETs und des ersten SiC-MOSFETs im Vergleich zu einem 1200 V Si-MOSFET bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80\text{ °C}$ . Diese Messergebnisse sind bereits in [115] veröffentlicht.

Der Unterschied zwischen den Bauteilen ist deutlich erkennbar. So kündigt sich bei dem Si MOSFET bereits bei einer Sperrspannung von 1300 V ein Durchbruch an, während die SiC Bauteile erst ab 1400 V beginnen höhere Leckströme zuzulassen. Auffällig beim SiC MOSFET ist der extrem niedrige Leckstrom bei Spannungen bis 1500 V, der nicht mehr von dem eingesetzten Strommessgerät aufgelöst werden kann. Eine außerordentliche Sperrfähigkeit weist auch der selbstsperrende VJFET auf, der bis 1800 V zuverlässig sperrt und erst dann größere Leckströme fließen. Bei der Nennspannung von 1200 V bietet der SiC MOSFET die größten Vorteile, da der niedrige Leckstrom die niedrigsten Sperrverluste hervorruft. Andererseits ermöglicht ein etwas höherer Leckstrom eine etwas bessere Dämpfung von Schwingungen und transienten Überspannungen während des Ausschaltvorgangs der Bauteile. Dieser Zusammenhang wird im

Kapitel 5.2 näher beschrieben. Die Ursache für dieses Sperrverhalten der ersten Generation von SiC-Bauteilen ist auch in den verwendeten SiC-Substraten zu finden. Diese sind mit  $300\ \mu\text{m}$  wesentlich dicker, als für eine Sperrspannung von  $1200\ \text{V}$  notwendig ist, weshalb auch Bauteile für  $1700\ \text{V}$  darauf prozessiert werden. Mittlerweile werden die Bauteile auf Substraten mit einer Dicke von nur noch  $150\ \mu\text{m}$  hergestellt, wodurch sich vermutlich auch das Sperrverhalten der Bauteile ändert.

## 5.2 Dynamische Charakterisierung der Transistoren

Für den Einsatz in Resonanzwechselrichtern ist das Verhalten der SiC Transistoren während des Ausschaltvorgangs von besonderem Interesse. Dieser Schaltvorgang erzeugt unter ZVS die einzigen Schaltverluste, während der Einschaltvorgang nur Verluste erzeugt, wenn die ZVS-Bedingung nicht eingehalten wird. Des Weiteren werden in Resonanzwechselrichtern zusätzliche Entlastungskondensatoren eingesetzt, um die Steilheit der Spannungsflanken und die Ausschaltverluste zu reduzieren. Dies ist in den Abbildungen 5.11, 5.12 und 5.13 veranschaulicht, in denen die Ausschaltvorgänge einiger getesteter Bauteile mit unterschiedlichen Entlastungskondensatoren bei jeweils dem gleichen Drainstrom von  $I_D = 10\ \text{A}$  gezeigt sind. Als Freilaufdiode wird für diese Versuche eine  $2\ \text{A}$  SiC Schottkydiode (C4D02120A, Cree Inc.) verwendet. Insbesondere die Kurvenverläufe des Schaltvorgangs ohne Entlastungskapazität zeigen die Unterschiede der Transistoren. So ist erkennbar, dass der C2M0080120D SiC MOSFET und die Kaskodenschaltung mit dem UJN1208K SiC VJFET im gleichen Versuchsaufbau die höchste Ausschaltgeschwindigkeit erreichen, während der IJW120R070T1 SiC LVJFET am langsamsten ausschaltet.

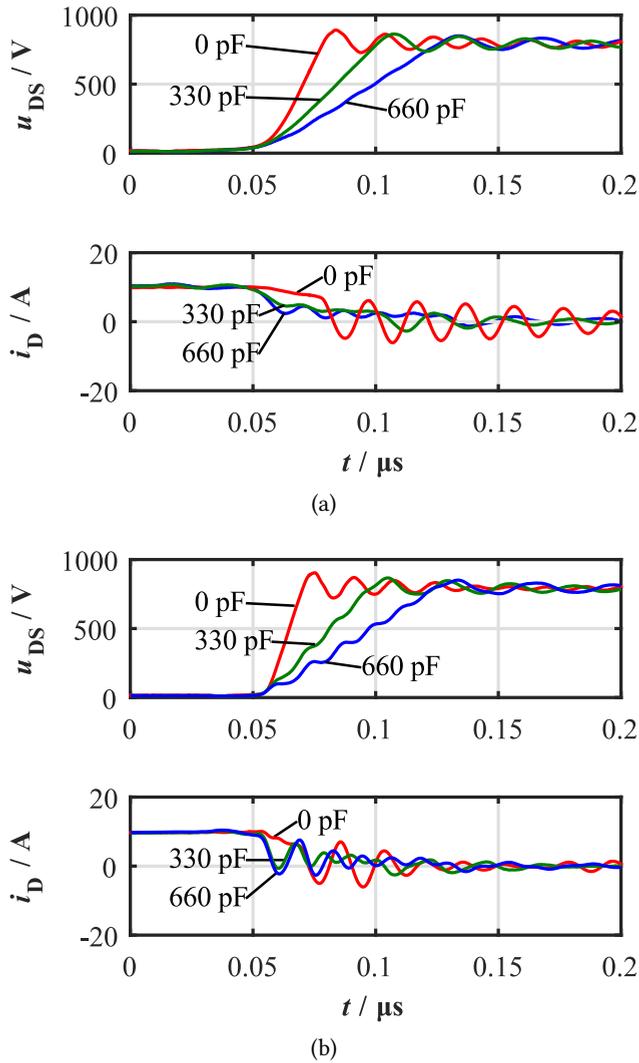
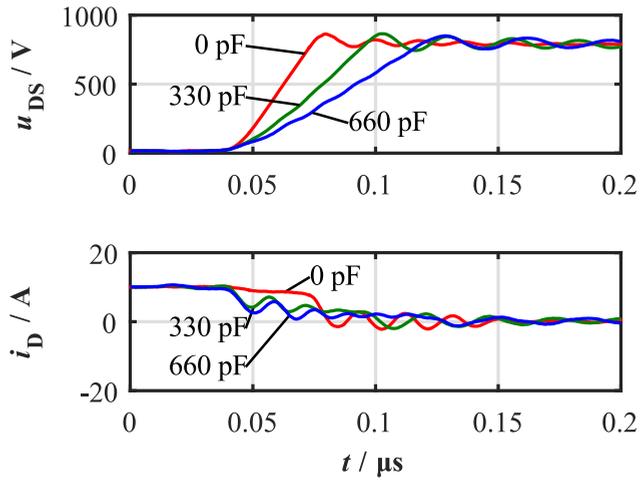
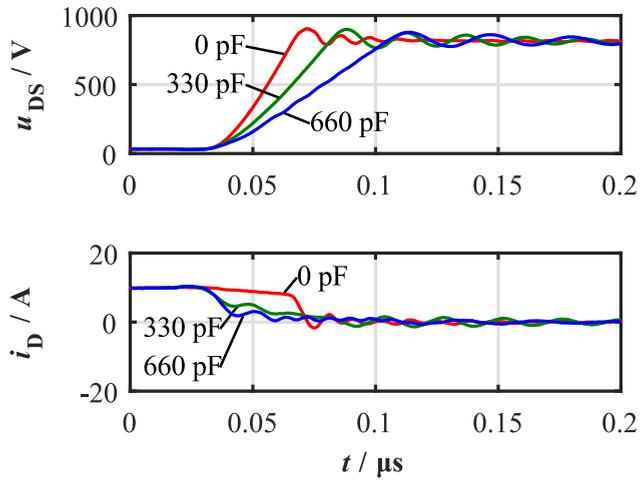


Figure 5.11: Gemessene Ausschaltkurvenverläufe der SiC MOSFETs mit zusätzlicher Entlastungskapazität. (a) CMF20120D, (b) C2M0080120D.



(a)



(b)

Figure 5.12: Gemessene Ausschaltkurvenverläufe der direkt angesteuerten selbstleitenden SiC JFETs mit zusätzlicher Entlastungskapazität. (a) IJW120R070T1 LVJFET, (b) UJN1208K VJFET.

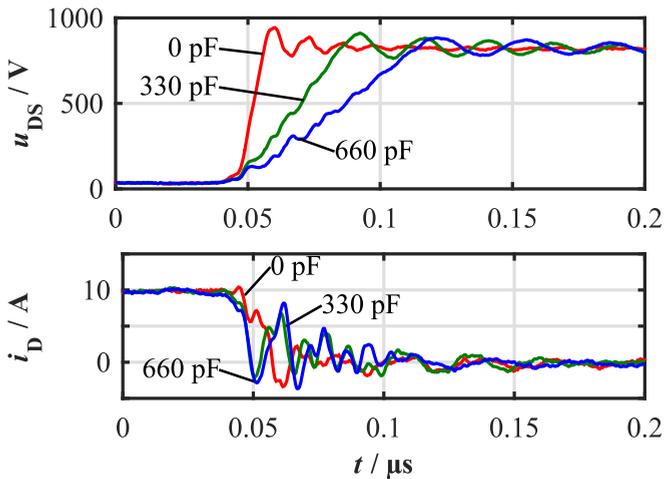


Figure 5.13: Gemessene Ausschaltkurvenverläufe des selbstleitenden UJN1208K VJFET in Kaskodenschaltung

Die Kurvenverläufe der beiden SiC MOSFETs in Abbildung 5.11 zeigen das schnellere Schaltverhalten der neueren C2M-Bauteile. Im direkten Vergleich sinkt der Drainstrom des C2M- schneller ab, als der des CMF-Bauteils, wodurch die Schaltverluste wesentlich reduziert werden können. Dies liegt mitunter an dem kleineren internen Gatewiderstand und der kleineren Gateladung des C2M-MOSFETs, wodurch die Zeitkonstante des Gatekreises  $\tau_G$  um mehr als die Hälfte der Zeitkonstante des CMF-MOSFETs sinkt. Dies ist auch an den Kurvenverläufen mit Entlastungskapazität zu sehen. Dieses schnelle Schaltverhalten äußert sich jedoch auch mit verstärkten Schwingungen, welche auf dem Verlauf der Drainspannung aufmoduliert sind. Dennoch sind die Schwingungen der Stromverläufe des C2M-MOSFETs stärker bedämpft, wodurch geringere Verluste in den Zuleitungen entstehen.

Die Strom- und Spannungsverläufe der direkt angesteuerten selbstleitenden JFETs sind mit denen der SiC-MOSFETs vergleichbar. Die Schaltgeschwindigkeit ist jedoch trotz wesentlich kleinerer Chipfläche beim UJN1208 VJFET langsamer als bei den SiC-MOSFETs. Eine deutliche Erhöhung der Schaltgeschwindigkeit des VJFET lässt sich durch die Kaskodenschaltung erreichen, wie man Abbildung 5.13 entnehmen kann. Die Schaltgeschwindigkeit ist hierbei so hoch, dass parasitäres Wiedereinschalten nicht vollständig unterbunden werden kann. Dies

ist deutlich an den Kurvenverläufen mit einer Entlastungskapazität von  $C_{\text{ext}} = 660 \text{ pF}$  zu erkennen. Durch den Ansteuer-MOSFET fällt der Drainstrom rapide ab, bis die negative Schwellenspannung des VJFETs erreicht ist, sodass die Drainspannung der Kaskode ansteigen kann. Im Verlauf der Drainspannung ist deshalb ein leichter Knick erkennbar, welcher bei der Avalanche-Durchbruchspannung des Ansteuer-MOSFETs liegt. Bis zu diesem Knick werden die Ausgangskapazitäten des MOSFETs und JFETs gleichzeitig aufgeladen und anschließend nur noch die des JFETs. Dieses Verhalten bleibt auch bei größer werdenden Entlastungskapazitäten gleich, bei denen sich der Drainstrom zwischen der Entlastungskapazität der Freilaufdiode und dem Schalter aufteilt.

Aus allen Kurvenverläufen der getesteten Transistoren kann man erkennen, wie lange die Abschnürung des Kanals in etwa dauert. Während dieser Zeit entstehen ohmsche Verluste. Anschließend werden vom Laststrom ausschließlich die Ausgangskapazitäten des Transistors und der Freilaufdiode umgeladen und reine reaktive Leistung wird umgesetzt. Tabelle 5.2 gibt die gemessenen Werte für die Spannungsanstiegs-  $du/dt$ , Stromänderungsgeschwindigkeit  $di/dt$  und Stromabfallzeit  $t_{\text{ifall}}$  an. Die Stromabfallzeit ist vor allem für die Berechnung der Ausschaltverluste wichtig, weshalb die Werte aus den Messungen abgelesen werden. Die Werte weichen, bis auf die der Kaskodenschaltung, nur geringfügig von den Datenblattangaben der Transistoren ab. Die Kaskodenschaltung reduziert die Stromabfallzeit um das 2,5-fache.

Tabelle 5.2: Vergleich der maximalen Spannungsanstiegsgeschwindigkeit  $du/dt$  ohne Entlastungskapazität für einen Drainstrom von  $I_D = 10 \text{ A}$ . Die Werte für die maximale Stromänderungsgeschwindigkeit  $di/dt$  und Stromabfallzeit  $t_{\text{ifall}}$  sind aus den Messkurven abgeleitet.

Parameter	C2M	IJW	UJN	UJN Kaskode	Einheit
$du/dt$	52,21	24,52	26,44	63,85	V/ns
max. $di/dt$	1,9	1,1	1,39	2,56	A/ns
$t_{\text{ifall}}$	16	31	28,5	11,5	ns

Die Steilheit der Spannungsflanke, welche aus den Schaltversuchen abgeleitet werden kann, ist in Abbildung 5.14 als Vergleich gezeigt. Daraus ist zu er-

kennen, dass bereits kleine Werte der Entlastungskapazitäten die Steilheit der Spannungsflanke deutlich reduzieren. Fast unabhängig von der initialen Schaltgeschwindigkeit, nähert sich die Schaltgeschwindigkeit bei Kapazitäten von nur 550 pF bei allen Transistoren an. Die Spannungsflankensteilheit muss vor allem für eine sichere Übertragung der Ansteuersignale begrenzt werden. Die meisten Optokoppler sind für Spannungsflankensteilheiten bis zu 15 V/ns freigegeben, so dass in dem Fall eines Transistorstromes von  $I_D = 10$  A Entlastungskapazitäten zwischen 100 und 220 pF eingesetzt werden müssen. Bei einem höheren Drainstrom sind dementsprechend größere Kapazitäten notwendig.

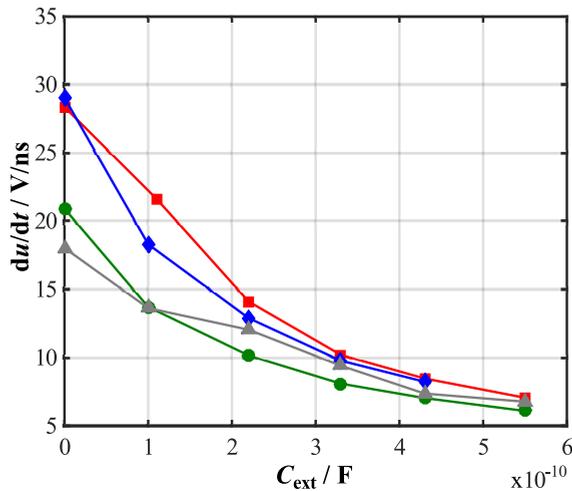


Abbildung 5.14: Reduzierung der Spannungsflankensteilheit während des Ausschaltvorganges in Abhängigkeit der externen Entlastungskapazität bei einem Drainstrom von 10 A. —■— SJD120R085 in Kaskodenschaltung, —◆— C2M0080120D SiC-MOSFET, —●— IJW120R070T1 in Kaskodenschaltung, —▲— IJW120R070T1 mit direkter Ansteuerung.

Neben der Schaltgeschwindigkeit ist für eine Wechselrichterauslegung die Kenntnis der Schaltverlustenergien von großer Wichtigkeit. Diese können anhand der gemessenen Strom- und Spannungskurvenverläufe bestimmt werden. Dies ist am genauesten für den Fall möglich, wenn keine externe Entlastungskapazität eingesetzt wird. Abbildung 5.15 zeigt die Ausschalt- und Abbildung 5.16 die Einschaltverlustenergien verschiedener getesteter SiC-Transistoren. Die

Schaltverluste werden für die hart geschaltete Kommutierung auf eine 20 A SiC Diode bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{\text{HS}} = 80^\circ\text{C}$  gemessen. Die JFETs werden in einer Baliga-Kaskode ohne Zusatzbeschaltung vermessen.

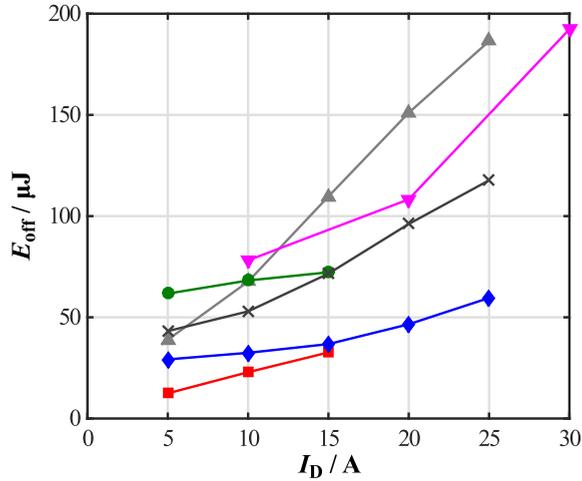


Abbildung 5.15: Ausschaltverluste der getesteten Bauteile bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{\text{HS}} = 80^\circ\text{C}$  und ohne externem Ausschaltgatorwiderstand. ■ SJDP120R085 in Kaskodenschaltung, ◆ C2M0080120D, ● IJW120R070T1 in Kaskodenschaltung, ▲ IJW120R070T1 mit direkter Ansteuerung, ▼ C2M0040120D, × CMF20120D.

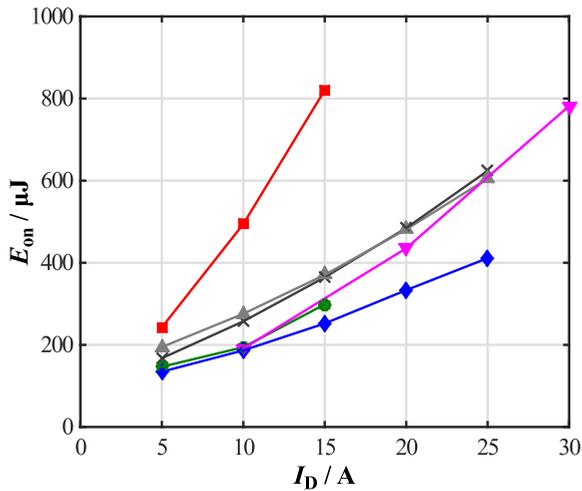


Abbildung 5.16: Einschaltverluste der getesteten Bauteile bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{\text{HS}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$  und einem gesamten Gatevorwiderstand von  $R_G = R_{\text{Gint}} + R_{\text{Gext}} = 15 \text{ } \Omega$ . Der Schaltvorgang wurde für eine hart geschaltete Kommutierung auf eine 20 A SiC-Schottkydiode gemessen.  $\blacksquare$  SJD120R085 in Kaskodenschaltung,  $\blacklozenge$  C2M0080120D,  $\bullet$  IJW120R070T1 in Kaskodenschaltung,  $\blacktriangle$  IJW120R070T1 mit direkter Ansteuerung,  $\blacktriangledown$  C2M0040120D,  $\times$  CMF20120D.

An den Schaltverlustenergien erkennt man den Einfluss der Chipgröße und damit der Gateladungen, sowie der Chipkapazitäten. So erreichen die SJD120R085 Kaskode und der C2M0080120D SiC MOSFET die niedrigsten Ausschaltenergien. Ein Vergleich der Kaskodenschaltungen zeigt, dass die Kaskode mit dem IJW120R070T1 LVJFET erheblich höhere Verluste erzeugt, als die mit dem SJD120R085 VJFET ausgerüstete, was hauptsächlich an der dreifachen Chipfläche und Gateladung liegt. Der LVJFET wird zusätzlich direkt angesteuert vermessen, wodurch der Unterschied zur Kaskodenansteuerung deutlich wird. Bei kleinen Strömen von  $I_D \leq 10 \text{ A}$  ist die Direktansteuerung besser, da das Gate schnell über den Gatetreiber-IC entladen werden kann. Der eingesetzte IXDN609 Gatetreiber-IC ist in der Lage einen maximalen Ausgangsstrom von  $I_{\text{Gmax}} \leq \pm 9 \text{ A}$  zu liefern. Bei größeren Lastströmen ist die Kaskode im Vorteil, da der Laststrom für die Ausräumung der Gateladung beiträgt und nur durch den Durchlasswiderstand des Ansteuer-MOSFETs begrenzt wird. Die Ausschaltverlustenergie der

SiC MOSFETs liegt zwischen denen der JFETs. Besonders zu beachten ist, dass der  $40\text{ m}\Omega$  SiC MOSFET bei Lastströmen ab  $I_D \geq 12\text{ A}$  niedrigere Ausschaltverluste als der LVJFET trotz größerer Chipfläche erzeugt. Dies macht den Einfluss der Gate-Drain-Ladung  $Q_{GD}$  auf das Schaltverhalten deutlich, da die JFETs ein wesentlich ungünstigeres Verhältnis von Gate-Drain- zu Gate-Source-Ladung  $Q_{GD}/Q_{GS}$  aufweisen. Dies wirkt sich noch stärker auf das Einschaltverhalten der Transistoren aus.

Die Einschaltverlustenergien sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass der SemiSouth VJFET signifikant höhere Verluste als alle anderen getesteten Bauteile erzeugt. Dies liegt daran, dass die Gate-Drain-Ladung nicht schnell genug vom Laststrom entladen werden kann. Dadurch verlangsamt sich der Einschaltvorgang und der Abbau der Drain-Source-Spannung. Zur Verdeutlichung zeigt Abbildung 5.17 die Einschaltkurvenverläufe einer UJN1208K SiC VJFETs Kaskode.

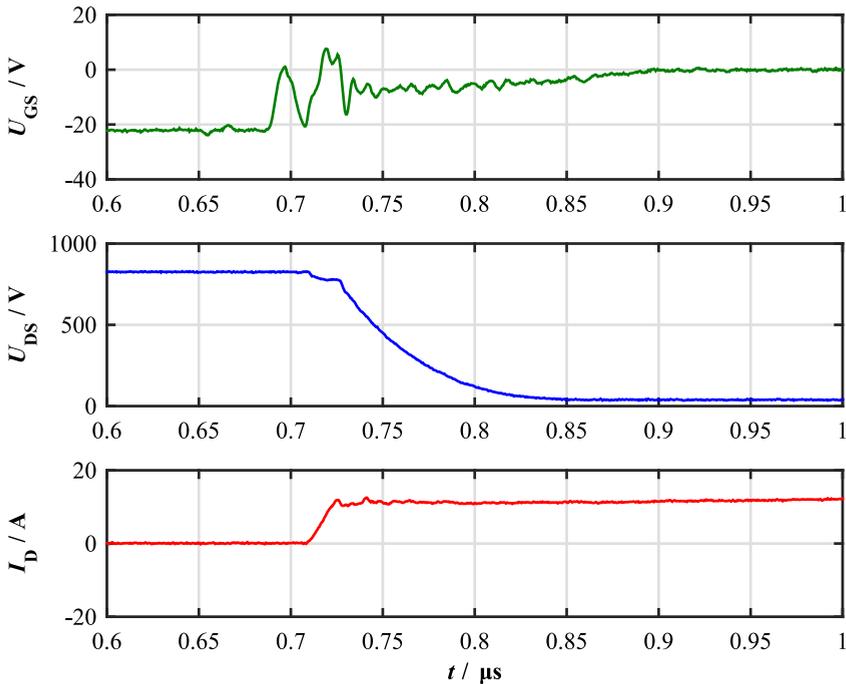


Abbildung 5.17: Einschaltkurvenverläufe einer Kaskode mit einem VJFET. Zur Verlangsamung des Schaltvorganges und zur Verdeutlichung des Millerplateaus wird im Gatepfad des VJFETs ein externer Gatevorwiderstand von  $R_{\text{Gext-JFET}} = 15 \Omega$  eingefügt. Grün: Gate-Source-Spannung des JFETs  $u_{\text{GS-JFET}}(t)$ , blau: Drain-Source-Spannung der Kaskode  $u_{\text{DS}}(t)$ , rot: Drainstrom  $i_{\text{D}}(t)$ .

Der Ansteuer-MOSFET wird hier mit einem Gatevorwiderstand von  $R_{\text{Gext}} = 30 \Omega$  angesteuert und das JFET-Gate über einen zusätzlichen Gatevorwiderstand von  $R_{\text{Gext-JFET}} = 15 \Omega$  mit dem Source-Anschluss des Ansteuer-MOSFETs verbunden. Man erkennt an der Gate-Source-Spannung des JFETs  $u_{\text{GS-JFET}}(t)$ , dass sie durch das Einschalten des Ansteuer-MOSFETs bereits zum Zeitpunkt  $t = 0,69 \mu\text{s}$  beginnt zu steigen, um anschließend wieder bis zum Zeitpunkt  $t = 0,71 \mu\text{s}$  auf  $u_{\text{GS-JFET}}(t) = -20 \text{ V}$  abzufallen. Erst ab diesem Zeitpunkt beginnt die Ausräumung der RLZ der Gate-Source-Diode des JFETs über den zusätzlichen Gatevorwiderstand  $R_{\text{Gext-JFET}} = 15 \Omega$ . Der gesamte Vorgang wird dabei von den Anschlussinduktivitäten des TO-247-Gehäuses verzögert. Der Drainstrom steigt trotz des großen Gatevorwiderstands sehr schnell an. Das anschließende Miller-Plateau

ist jedoch stark ausgeprägt, da die Gate-Drain-Kapazität nur langsam über den Gatevorwiderstand entladen wird.

Ähnlich verhält sich die Kaskode im Ausschaltvorgang, welcher in Abbildung 5.18 dargestellt ist. Das Miller-Plateau ist wieder deutlich an der Gate-Source-Spannung des JFETs zu erkennen.

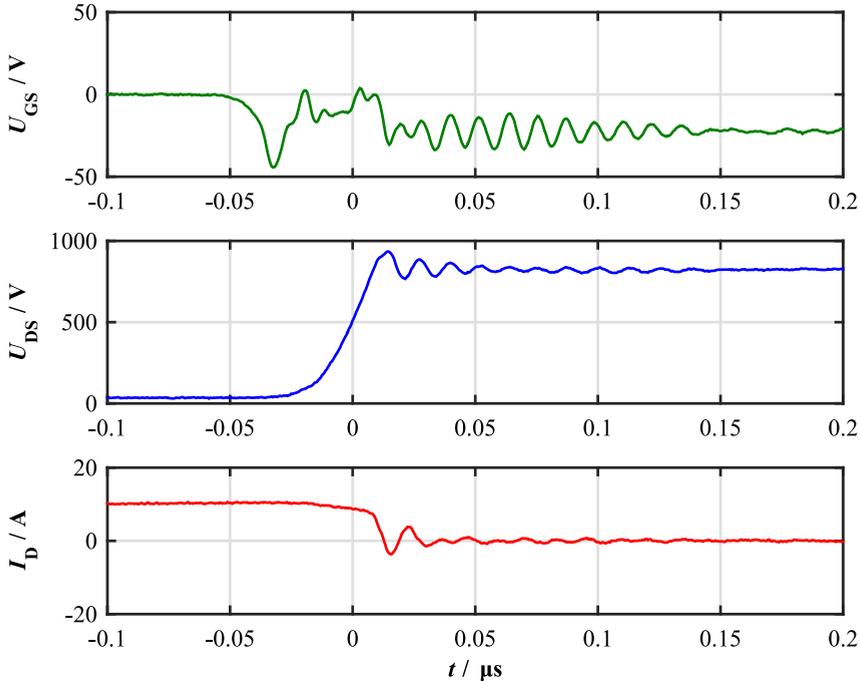


Abbildung 5.18: Ausschaltkurvenverläufe einer Kaskode mit einem VJFET. Zur Verlangsamung des Schaltvorganges und zur Verdeutlichung des Millerplateaus wird im Gatepfad des VJFETs ein externer Gatevorwiderstand von  $R_{G\text{-JFET}} = 15 \Omega$  eingefügt. Grün: Gate-Source-Spannung des JFET  $u_{GS\text{-JFET}}(t)$ , blau: Drain-Source-Spannung der Kaskode  $u_{DS}(t)$ , rot: Drainstrom  $i_D(t)$ .

Vorangehende Untersuchungen [116] zeigen, dass mit Hilfe der „capacitor-clamped“ Kaskode die Einschaltgeschwindigkeit erheblich erhöht und die Einschaltverlustenergien um mehr als 50 % reduziert werden können. Abbildung 5.19 zeigt den Verlauf der Einschaltverlustenergie in Abhängigkeit von der Größe der eingesetzten Pufferkapazität der cc-Kaskode (vgl. Abschnitt 3.4.1). Der Ansteuer-MOSFET wird in diesem Fall einmal möglichst schnell mit einem Gatevorwider-

stand von  $R_G = 3,3 \Omega$  und einmal möglichst langsam mit einem Gatevorwiderstand von  $R_G = 100 \Omega$  angesteuert, um dessen Einfluss zu verdeutlichen.

Im Falle eines schnell schaltenden Ansteuer-MOSFETs wird das Minimum der Schaltverluste erreicht, wenn die Pufferkapazität genau so groß ist, dass die gesamte Gate-Drain-Ladung des JFETs (hier  $Q_{GD} = 49 \text{ nC}$ ) bei einer möglichst hohen Spannung auf der Pufferkapazität zwischengespeichert werden kann, so dass  $U_{C_{\text{puffer}}} \leq U_{Z1}$  (vgl. Abbildung 3.10).

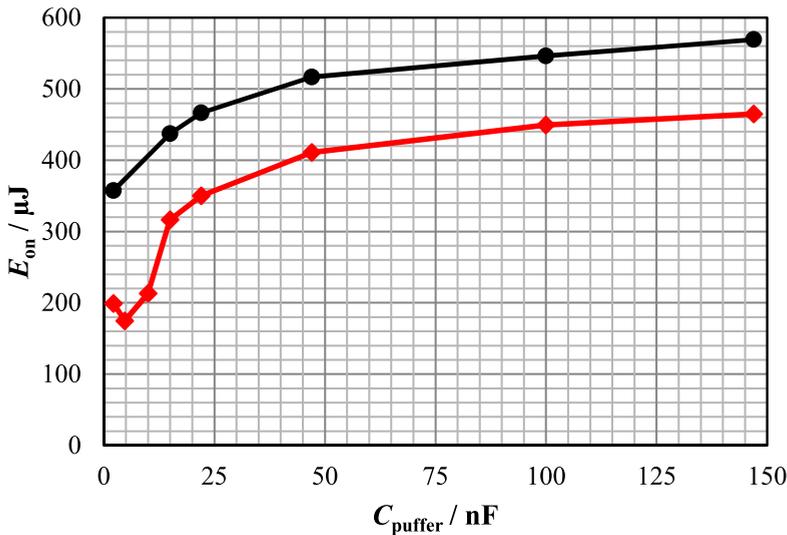


Abbildung 5.19: Einschaltverluste der „capacitor-clamped“ Kaskode in Abhängigkeit der Größe des Pufferkondensators  $C_{\text{puffer}}$  bei einem Drainstrom von  $I_D = 10 \text{ A}$  und einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{\text{HS}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$ . Schwarz:  $R_{G-\text{MOS}} = 100 \Omega$ , rot:  $R_{G-\text{MOS}} = 3,3 \Omega$ .

Abbildung 5.20 zeigt die Kurvenverläufe der „capacitor-clamped“ Kaskode während des Ein- und Ausschaltvorganges mit einer Pufferkapazität von  $C_{\text{Puffer}} = 2.2 \text{ nF}$  und einem MOSFET-Gatevorwiderstand von  $R_{G-\text{MOS}} = 100 \Omega$  in einem Doppelpulsschaltversuch mit einer Cree C2D20120D SiC Diode als Freilaufdiode. Die Schaltverzögerung des Si MOSFETs ist durch den Gatevorwiderstand sehr groß, was sich jedoch auf die eigentliche Schaltgeschwindigkeit der Kaskode nur gering auswirkt. Die den Kurvenverläufen der Kondensatorspannung und JFET Gatespannung überlagerte Schwingung weist eine Periodendauer von  $17 \text{ ns}$  auf und resultiert aus den Anschlussinduktivitäten des TO-247 Gehäuses

und der Eingangskapazität des JFETs. Diese Schwingung wird nur durch den Durchlasswiderstand des Niederspannungs-MOSFET gedämpft. Falls eine höhere Dämpfung nötig wird, kann der Wert des Serienwiderstandes  $R_C$  in dem Pfad des Pufferkondensators (vgl. Abbildung 3.10) erhöht werden. Die Untersuchungen des Authors [116] haben auch gezeigt, dass sich die Einschaltzeiten und -verluste maßgeblich durch die Kaskodenbeschaltung beeinflussen lassen, jedoch nicht die des Ausschaltvorganges.

Da für den schaltentlasteten Resonanzbetrieb des Vollbrückenwandlers vor allem die Ausschaltverluste gering sein müssen, ist es ausreichend eine „Baliga-Pair“ Kaskode einzusetzen und diese maximal schnell ausschalten zu lassen. Die Schaltverluste können dann durch Parallelschaltung von Entlastungskondensatoren weiter minimiert werden [130].

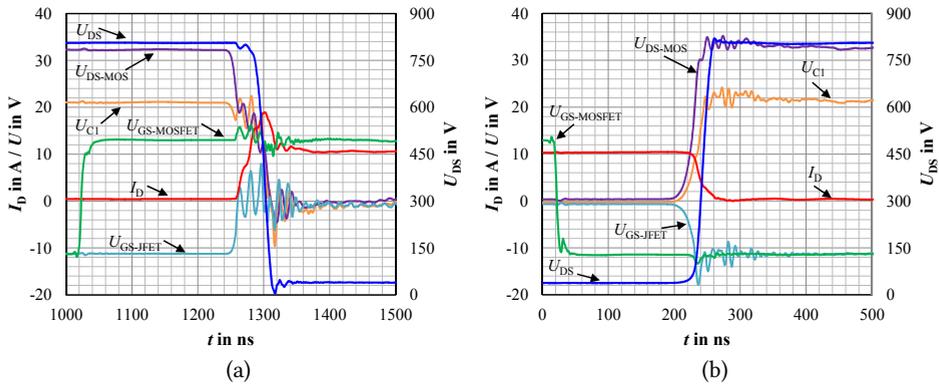


Abbildung 5.20: Gemessene Kurvenverläufe der „capacitor-clamped“ Kaskode im Schaltversuch mit einer Pufferkapazität von  $C_{\text{Puffer}} = 2.2 \text{ nF}$  und einem MOSFET-Gatevorwiderstand von  $R_{G\text{-MOS}} = 100 \Omega$  [116]. (a) Einschaltvorgang und (b) Ausschaltvorgang.

Im Gegensatz zum VJFET verursacht der LVJFET in der Kaskode ähnlich niedrige Einschaltverlustenergien, wie die SiC MOSFETs. Wird der LVJFET direkt angesteuert, sind die Verlustenergien jedoch etwas höher, als bei der Kaskodenschaltung und bei den C2M SiC MOSFETs. Dies liegt wiederum an der Strombegrenzung des Gatetreiber-ICs und der größeren Gate-Drain-Ladung als bei den MOSFETs. Der CMF-SiC MOSFET hingegen liegt auf einem ähnlichen Niveau

wie der LVJFET. Beide Bauteile weisen vergleichbare Gateladungen auf, wodurch vergleichbare Schaltgeschwindigkeiten und damit Verluste auftreten. Bei höheren Strömen verursacht der CMF MOSFET jedoch leicht höhere Verluste, da die Gateströme durch den hohen internen Gatewiderstand von  $R_{\text{Gint}} = 5 \Omega$  begrenzt werden. Vorteile erkennt man daher bei den C2M MOSFETs, welche wesentlich geringere Einschaltverluste verursachen. Der  $80 \text{ m}\Omega$  C2M MOSFET weist einen mit dem CMF MOSFET vergleichbaren internen Gatewiderstand von  $R_{\text{Gint}} = 4,6 \Omega$  auf, jedoch eine um 37,35 % kleinere Chipfläche. Der  $40 \text{ m}\Omega$  C2M MOSFET hingegen weist einen internen Gatewiderstand von nur noch  $R_{\text{Gint}} = 1,8 \Omega$  und eine mit dem CMF MOSFET vergleichbare Gateladung von  $Q_G = 115 \text{ nC}$  auf. Daher verursacht der  $40 \text{ m}\Omega$  C2M MOSFET trotz größerer Chipfläche niedrigere Einschaltverluste als der CMF MOSFET.

### 5.3 Gegenüberstellung der Bauteile

Anhand der Ergebnisse aus der statischen und dynamischen Charakterisierung kann an dieser Stelle eine kurze Gegenüberstellung der vermessenen Bauteile durchgeführt werden. Hinsichtlich des praktischen Einsatzes der Bauteile in resonant getakteten MHz-Wechselrichtern, sind vor allem die folgenden Punkte von Interesse:

- der spezifische Durchlasswiderstand der Bauteile bei einer Sperrschichttemperatur von  $T_j = 125 \text{ }^\circ\text{C}$
- die maximal abführbare Verlustleistung bei dieser Sperrschichttemperatur
- die Normierung der Verlustleistung auf die Chipfläche
- die Verlustleistung für die Wechselrichterauslegung aus Kapitel 3.5, Tabelle 3.11

Tabelle 5.3 listet für die SiC-Bauteile die absoluten und die spezifischen Durchlasswiderstände, die maximal abführbaren Verlustleistungen und die maximalen Drainströme für eine Sperrschichttemperatur von  $T_j = 125 \text{ }^\circ\text{C}$  auf. Für die

Berechnung der maximal abführbaren Verlustleistungen wird ein thermischer Übergangswiderstand zwischen Gehäuse und Kühlkörper von 0,3 K/W für eine Aluminiumoxid-Keramikscheibe mit Wärmeleitpaste angenommen.

Aus den spezifischen Durchlasswiderständen der Bauteile bei erhöhter Temperatur erkennt man, dass die selbstleitenden VJFETs die niedrigsten Werte erreichen, wohingegen die SiC-MOSFETs und der selbstleitende LVJFET wesentlich höhere Werte oberhalb von  $R_{\text{on-spec}} \geq 1,33 \Omega \cdot \text{mm}^2$  aufweisen. Der selbstsperrende LVJFET liegt mit  $R_{\text{on-spec}} = 1,025 \Omega \cdot \text{mm}^2$  dazwischen. Die gleiche Reihenfolge gilt auch für die Verlustleistungsdichte  $P_{\text{V-spec}}$  der Bauteile. Aus den Werten ist erkennbar, dass die VJFETs unter den zuerst auf dem Markt verfügbaren Bauteilen (SemiSouth, Cree, Infineon) die höchste Leistungsdichte bieten und immer noch höhere Werte als neuere Bauteile von United SiC und Cree aufweisen. Unter den noch verfügbaren Bauteilen weisen die selbstleitenden UJN-VJFETs von United SiC und der C2M-MOSFET von Cree die höchsten Leistungsdichten auf, wobei die VJFETs mit 0,75 bzw.  $0,85 \Omega \cdot \text{mm}^2$  wesentlich niedrigere spezifische Durchlasswiderstände aufweisen. Da die herstellungsbezogenen Bauteilkosten direkt mit der Chipfläche skalieren, verursachen die VJFETs die geringsten Materialkosten für die einzusetzenden Leistungshalbleiter.

Bezieht man die Simulationsergebnisse der Vollbrückenschaltung aus Kapitel 3.5 auf die Messergebnisse für die statischen und dynamischen Transistoreigenschaften ergeben sich die Werte in Tabelle 5.4.

Tabelle 5.3: Durchlasswiderstände  $R_{DS(on),125^\circ\text{C}}$  der betrachteten Bauteile bei einer Sperrschichttemperatur von  $T_f = 125^\circ\text{C}$ , sowie ihr auf ihre Chipfläche normierter spezifischer Widerstand  $R_{on-spec}$  und der berechnete maximal zulässige Drainstrom bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80^\circ\text{C}$ . Für den thermischen Übergangswiderstand vom Gehäuse zum Kühlkörper wird ein Wert von  $R_{thC-HS} = 0,3\text{K/W}$  zu dem Datenblattwert  $R_{thC}$  addiert. Aus dem Maximalstrom kann ein flächenspezifischer Maximalstrom  $I_{Dmax-spec}$  berechnet werden.

Bauteil	$R_{DS(on),125^\circ\text{C}}$ / $\text{m}\Omega$	$R_{on-spec,125^\circ\text{C}}$ / $\Omega \cdot \text{mm}^2$	$P_{Vmax}$ / $\text{W}$	$I_{Dmax,125^\circ\text{C}}$ / $\text{A}$	$I_{Dmax-spec}$ / $\text{A} \cdot \text{mm}^{-2}$	$P_{V-spec}$ / $\text{W} \cdot \text{mm}^{-2}$
SJE63	125	1,025	50	20	2,44	6,1
SJD85	150	0,6	32,1	14,6	3,65	8,03
UJN05	90	0,85	47,4	22,9	2,43	5,03
UJN08	150	0,75	32,1	14,6	2,93	6,45
IJW70	110	1,48	48,4	21,0	1,56	3,61
CMF20	88	1,46	55,6	25,1	1,51	3,35
C2M80	128	1,33	47,4	18,7	1,80	4,56
C2M40	76	1,39	66,2	29,5	1,61	3,62

Tabelle 5.4: Erwartete Verlustleistungen der SiC-Transistoren für die Wechselrichtererauslegung aus Kapitel 3.5 für eine Ausgangsleistung von  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$  bei einer Betriebsfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$  mit einem Resonanzstrom von  $I_L = 5,6 \text{ A}$

Bauteil	$P_{V_{\text{leit}, 125^\circ\text{C}}}$ / W	$P_{V_{\text{schalt}}}$ / W	$P_{V_{\text{gate}}}$ / W	$P_{V_{\text{ges}}}$ / W	$\eta_{\text{HL}}$ / %
SJE63	0,98	15,18	1,09	17,24	94,57
SJD85	1,17	11,4	0,63	13,20	95,78
UJN05	0,7	17,28	1,50	19,49	93,90
UJN08	1,17	11,4	0,87	13,45	95,71
Kaskode	1,25	2,22	0,87	4,34	98,57
IJW70	0,86	6,08	2,20	9,14	97,04
CMF20	0,69	24,36	3,58	28,63	91,29
C2M80	1,0	5,72	1,88	8,59	97,22
C2M40	0,59	19,96	3,58	24,13	92,56
DE475	8,08	1,08	4,23	13,39	95,73

Die Ausschaltverlustleistung wird gemäß (2.25) anhand der in den Datenblättern der Bauteile gegebenen Abfallzeiten  $t_f$  berechnet. Die experimentellen Daten bestätigen die Datenblattwerte im Falle des nichtentlasteten Schaltvorganges, so dass diese Werte als Annäherung ausreichen. Für die Kaskodenschaltung muss die gemessene Stromabfallzeit herangezogen werden. Für einen Resonanzstrom von  $I_L = 5,6 \text{ A}$  zeigt sich, dass kein Bauteil seine maximal abführbare Verlustleistung (siehe Tabelle 5.3) übersteigt, weshalb die Kühlkörpertemperatur im Betrieb unter  $80^\circ\text{C}$  bleiben wird.

Abbildung 5.21 zeigt die Leit- und Schaltverlustleistungen für den gewählten Arbeitspunkt im Vergleich. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei fast allen Bauteilen die Schaltverlustleistung um ein Vielfaches größer als die Durchlassverlustleistung ist. Dies ist damit zu erklären, dass die verwendeten Leistungstransistoren auf einen niedrigen Durchlasswiderstand hin optimiert sind. Einen optimalen Kompromiss stellt hier die Kaskodenschaltung aus UJN08 SiC VJFET und 30 V-Ansteuer-MOSFET (BSC057N03MS\_G, Infineon Technologies AG, Deutschland) dar. Bei ihr sind Schalt- und Leitverluste ähnlich groß.

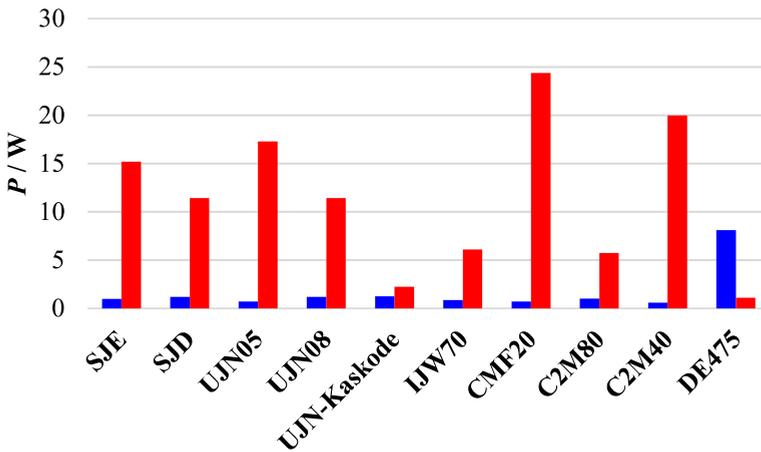


Abbildung 5.21: Gegenüberstellung der berechneten Leit- (blau) und Schaltverlustleistungen (rot) der Transistoren für einen Resonanzstrom von  $I_L = 5,6 \text{ A}$

Abbildung 5.22 zeigt einen graphischen Vergleich der erreichbaren Halbleiterwirkungsgrade für einen Vollbrückenwechselrichter bei einer Ausgangsleistung von  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$ .

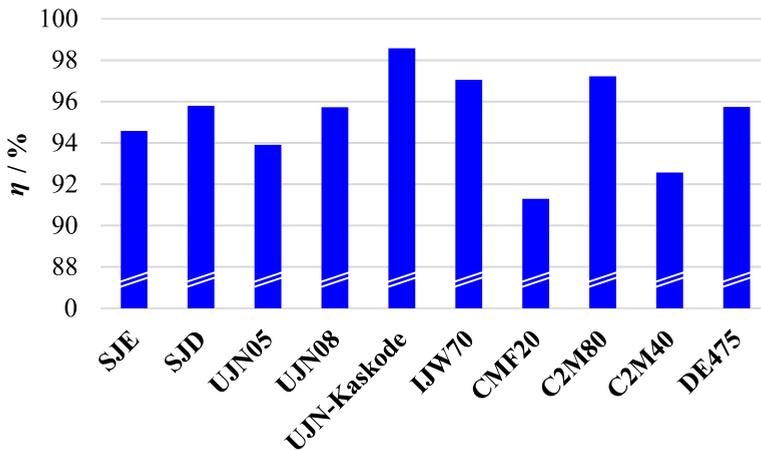


Abbildung 5.22: Gegenüberstellung der Halbleiterwirkungsgrade der SiC- und Si-Transistoren für den gewählten Arbeitspunkt mit einer Ausgangsleistung des Vollbrückenwechselrichters von  $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$

Der Halbleiterwirkungsgrad beträgt bis zu  $\eta_{\text{HL}} = 98,57 \%$ , wenn eine Kaskodenschaltung eingesetzt wird. Ein vergleichbarer Wirkungsgrad lässt sich nur

mit dem C2M80 SiC-MOSFET und dem LVJFET erreichen, da bei diesen Bauteilen die Stromabfallzeiten ähnlich kurz sind.

Alternativ zu den SiC-Bauteilen könnte ein hochfrequenzoptimiertes Si-Bauteil wie der DE475 MOSFET (IXYS RF, USA) eingesetzt werden, welcher einen Durchlasswiderstand von ca.  $R_{DS(on)} = 1 \Omega$  bei erhöhter Sperrschichttemperatur aufweist. Die Abfallzeit des Si-HF-MOSFETs beträgt  $t_f = 8 \text{ ns}$  und die Ausgangskapazität  $C_{oss} = 190 \text{ pF}$ , weshalb dieser äußerst schnell schalten kann. Daran wird deutlich, dass mit konventionellen Si-HF-MOSFET bei diesen hohen Schaltfrequenzen ein vergleichbarer Wirkungsgrad erzielt werden kann, wie mit neuen SiC-Bauteilen. Die Si-HF-MOSFETs stellen jedoch besondere Anforderungen an den Leiterplattenentwurf und die Gateansteuerung, welche mit entsprechenden Gatetreiberbausteinen realisiert werden muss. Damit steigen die Kosten für die Halbleiter weit über das Niveau der SiC-Transistoren an.

Aus den Ergebnissen dieser Gegenüberstellung lässt sich schlussfolgern, dass die untersuchten SiC-Leistungstransistoren insgesamt grundsätzlich gut für den Betrieb in einem MHz-Wechselrichter relativ hoher Ausgangsleistung im kW-Bereich geeignet sind und ihre Realisierung erst ermöglichen.

## 5.4 Charakterisierung der ZVS-Vollbrückenwechselrichter

Die Verlustleistung der Wechselrichter wird gemäß den Beschreibungen in den Abschnitten 4.3.2 und 4.4.3 gemessen. Zu diesem Zweck wird je ein Vollbrückenwechselrichter mit selbstleitenden UJN1208K SiC VJFETs in einer Kaskodenschaltung und mit C2M0080120D SiC MOSFETs bestückt und aufgebaut. Die beiden Vollbrückenwechselrichter werden mit dem gleichen Messaufbau (siehe Abbildung 4.20) an einem koaxialen  $50 \Omega$ -Lastwiderstand (BN 537761, SPINNER GmbH, Deutschland) in Betrieb genommen, um die Unterschiede zwischen den SiC MOSFETs und den selbstleitenden SiC VJFETs aufzuzeigen. Hierfür werden beide Wechselrichter mit demselben Schwingkreis ( $L_s = 9 \mu\text{H}$ ,  $C_p = 1120 \text{ pF}$ ) bei 2 MHz und einer Zwischenkreisspannung von  $U_{DC} = 800 \text{ V}$  betrieben. Abbildung 5.23 zeigt die Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit C2M0080-

120D SiC MOSFETs mit Entlastungskapazitäten von  $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$  und Abbildung 5.24 die des Wechselrichters mit UJN1208K SiC VJFETs mit Entlastungskapazitäten von  $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$ . In diesem Beispiel sorgen die Entlastungskapazitäten bei den Wechselrichtern für identische Anstiegsgeschwindigkeiten der Drain-Source-Spannung von  $du/dt = 8 \text{ V/ns}$ . Im direkten Vergleich erreichte der Wechselrichter mit SiC MOSFETs einen Wirkungsgrad von  $\eta = 83,48 \%$  und der mit SiC VJFETs einen Wirkungsgrad von  $\eta = 88,83 \%$ .

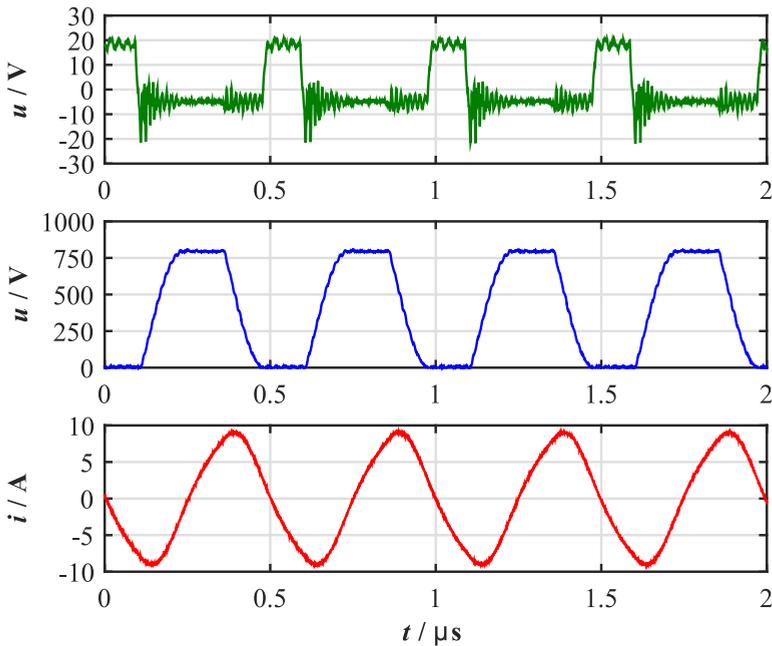


Abbildung 5.23: Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit C2M0080-120D SiC MOSFETs bei  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$  mit  $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$ . Die Ausgangsleistung beträgt  $P_{\text{Last}} = 1314,7 \text{ W}$  und der Resonanzstrom  $I_{\text{L}} = 6,14 \text{ A}$ . Grün:  $u_{\text{GS}}(t)$ , blau:  $u_{\text{DS}}(t)$ , rot:  $i_{\text{L}}(t)$ .

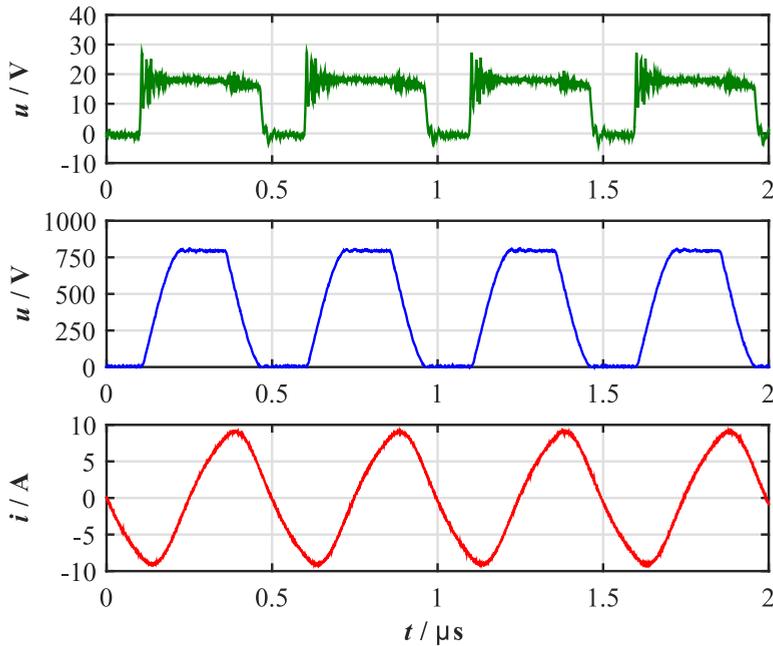


Abbildung 5.24: Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit UJN1208 SiC VJFET in Kaskodenschaltung bei  $U_{DC} = 800\text{ V}$  mit  $C_{ext} = 347\text{ pF}$ . Die Ausgangsleistung beträgt  $P_{Last} = 1379,4\text{ W}$  und der Resonanzstrom  $I_L = 6,16\text{ A}$ . Grün:  $u_{DS-MOS}(t) = -u_{GS-JFET}(t)$ , blau:  $u_{DS}(t)$ , rot:  $i_L(t)$ .

Ein Grund für die höheren Verluste im MOSFET-Wechselrichter sind die stärker ausgeprägten Schwingungen, welche in Abbildung 5.24 (a) bei der Drain-Source- und Gate-Source-Spannung während der Einschaltdauer erkennbar sind. Diese zeigen, dass die Kommutierungsinduktivitäten der Halbbrücke und die Anschlussinduktivitäten des TO-247 Gehäuses einen Schwingkreis mit den Entlastungskapazitäten bilden. Dadurch sind dem Drainstrom Schwingungen überlagert, welche höhere Durchlassverluste erzeugen. Die Auswirkungen der Schwingungen sind bei kleineren Entlastungskapazitäten bzw. höheren Resonanzströmen noch stärker ausgebildet. An den Kurvenverläufen des VJFET-Wechselrichters sind diese Schwingungen in geringerem Ausmaß erkennbar. Die Ursache für dieses Verhalten ist die wesentlich schnellere Stromabfallgeschwindigkeit der SiC-MOSFETs gegenüber der des SiC VJFETs. Die Datenblätter und die dynamische Charakterisierung der Bauteile zeigen Abschaltzeiten von nur 18,4 ns für

den C2M0080120D MOSFET und 30 ns für den UJN1208K VJFET. Damit entsteht an den Anschlussinduktivitäten eine fast doppelt so hoher Spannungssprung, welcher den parasitären Schwingkreis mit den Entlastungskapazitäten anregen kann. Um diese Verluste zu reduzieren, müsste der SiC-MOSFET mit einem größeren externen Gatevorwiderstand ausgeschaltet, um die Stromabfallgeschwindigkeit weiter zu reduzieren, oder in einem Gehäuse mit geringerem Induktivitätsbelag eingebaut werden. Zwei Hersteller haben diesem Umstand für aktuelle Bauteilgenerationen mit den oberflächenmontierbaren Gehäusen 7L-D2Pak und D3Pak Rechnung getragen [131, 132].

Ein anderer Grund sind die Durchlassverluste der intrinsischen Freilaufdiode des SiC MOSFETs mit einer Vorwärtsspannung von  $U_{SD} = 3,3 \text{ V}$  [105]. Dadurch entstehen vielfach höhere Durchlassverluste, als bei der VJFET-Kaskode, welche rückwärts eingeschaltet wird und bei der Verlustleistung nur durch den Kanalwiderstand des VJFETs verursacht wird.

Um den Einfluss der Spannungsanstiegszeiten auf den Wirkungsgrad des Wechselrichters zu untersuchen, wird mit dem JFET-Wechselrichter eine Messreihe mit unterschiedlichen Entlastungskapazitäten von  $200 \text{ pF} \leq C_{\text{ext}} \leq 400 \text{ pF}$  durchgeführt. Abbildung 5.25 zeigt die gemessenen Wirkungsgradverläufe für den JFET-Vollbrückenwechselrichter. Die Ausgangsleistung wird über die Zwischenkreisspannung eingestellt und mit einem Richtkoppler gemessen. Anhand der roten Kurve erkennt man, dass der Wirkungsgradverlauf bei einer Entlastungskapazität von  $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$  ab einer Ausgangsleistung von  $P_{\text{Last}} \geq 600 \text{ W}$  oberhalb aller anderen Wirkungsgradverläufe liegt.

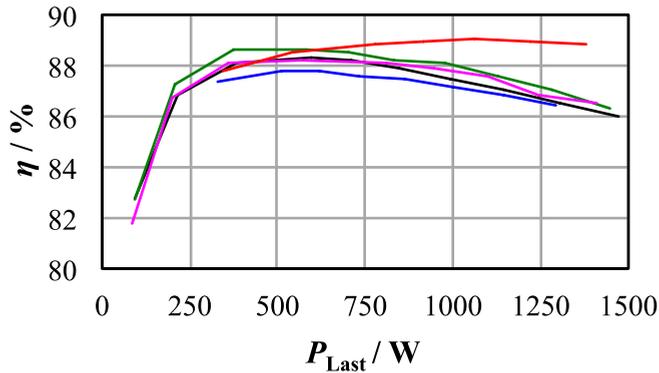


Abbildung 5.25: Gemessene Wirkungsgradverläufe des JFET-Vollbrückenwechselrichters mit verschiedenen Entlastungskapazitäten bei einer Betriebsfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$  und einer Zwischenkreisspannung bis zu  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . Schwarz:  $C_{\text{ext}} = 200 \text{ pF}$ , grün:  $C_{\text{ext}} = 250 \text{ pF}$ , violett:  $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$ , rot:  $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$ , blau:  $C_{\text{ext}} = 400 \text{ pF}$ .

Die Entlastungskapazität hat damit einen großen Einfluss auf die entstehenden Verluste im Wechselrichter. Zur Verdeutlichung zeigen Abbildung 5.26 (a) den Verlauf der Ausgangsleistung des Wechselrichters und (b) den gemessenen Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Entlastungskapazität für eine Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . Es ist erkennbar, dass eine optimale Entlastungskapazität den Wirkungsgrad unter Volllast um über 2 % steigern kann.

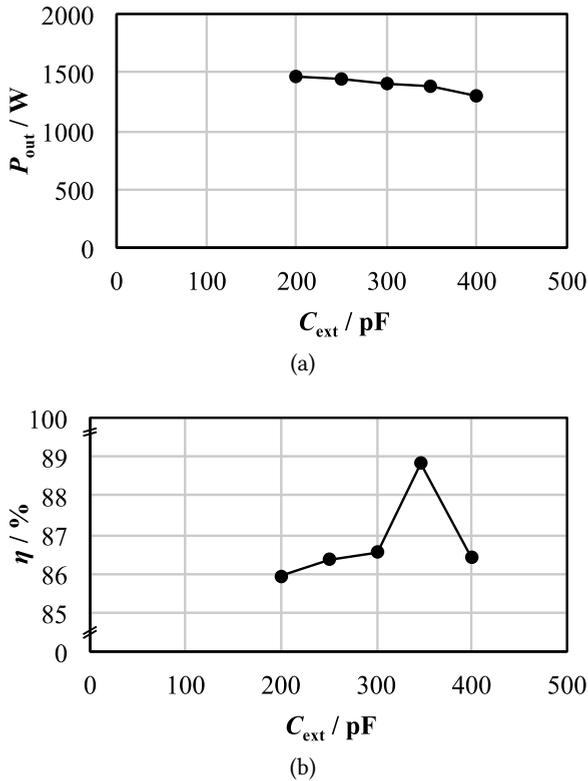
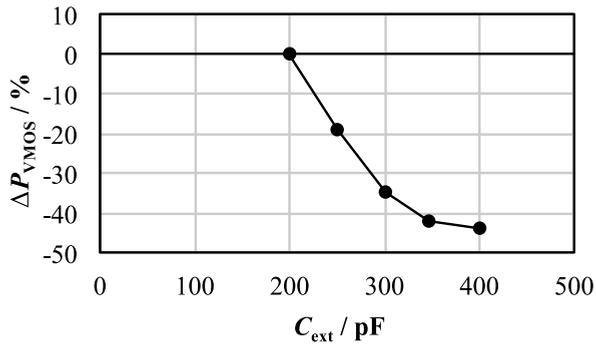


Abbildung 5.26: (a) Verlauf der maximalen Ausgangsleistung  $P_{\text{Last}}$  in Abhängigkeit von der Größe der eingesetzten Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$  bei einer Betriebsfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$  und einer Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . (b) Verlauf des gemessenen Wirkungsgrades  $\eta$  in Abhängigkeit von der Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$ .

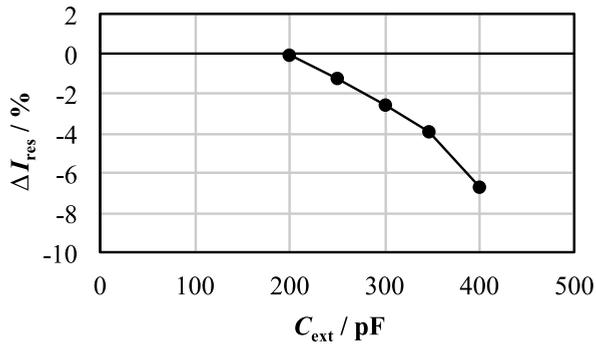
Abbildung 5.27 (a - c) zeigt zur Erläuterung der Zusammenhänge die prozentuale Reduzierung der Transistorverluste, des Resonanzstromes und der Ausgangsleistung bei Variation der Entlastungskapazität. Die Veränderung der Transistorverluste wurde über die stationäre Kühlkörpertemperatur des Wechselrichters gemessen, weshalb hier keine absoluten Zahlen angegeben sind.

Aus Abbildung 5.27 (a) ist ersichtlich, dass sich die Transistorverluste bis zu einer Entlastungskapazität von  $C_{\text{ext}} \leq 347 \text{ pF}$  sehr stark um bis zu  $\Delta P_{\text{VMOS}} = -41,83 \%$  reduzieren. Abbildung 5.27 (b) zeigt, dass der Resonanzstrom weiter sinkt, wodurch auch die Schwingkreisverluste sinken. Zusammen verdeutlicht

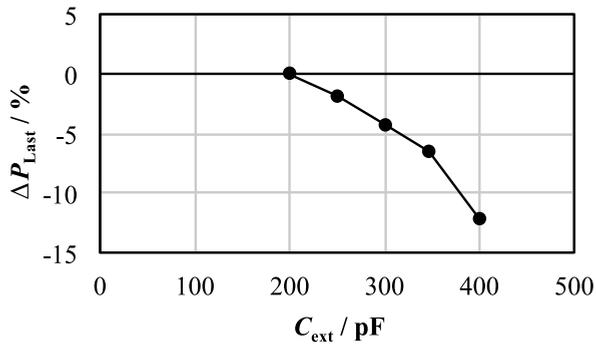
dies, warum der Wirkungsgrad des Wechselrichters bis zu einer Entlastungskapazität von  $C_{\text{ext}} \leq 347 \text{ pF}$  trotz sinkender Ausgangsleistung weiter steigt und sein Maximum bei  $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$  aufweist. Der Wirkungsgrad fällt anschließend wieder ab, weil eine weitere Vergrößerung der Entlastungskapazität auf  $C_{\text{ext}} = 400 \text{ pF}$  die Transistorverluste nur noch um weitere 2,4 % reduziert und damit den Abfall der Ausgangsleistung um  $\Delta P_{\text{Last}} = -5,9 \%$  nicht mehr kompensieren kann.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 5.27: Prozentuale Reduzierung (a) der Transistorverluste  $\Delta P_{\text{VMOS}}$ , (b) des Resonanzstromes  $\Delta I_{\text{res}}$  und (c) der Ausgangsleistung  $\Delta P_{\text{Last}}$  als Funktion der Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$  des SiC VJFET-Vollbrückenwechselrichters bei einer Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$  und einer Schaltfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$ .

Eine optimal gewählte Kapazität vereint daher mehrere Vorteile. Folgende Aussagen beschreiben die Zusammenhänge der Verlustmechanismen mit der gewählten Entlastungskapazität:

1. Ist die Kapazität zu klein gewählt, ist der Spannungsanstieg während des Abschaltzeitintervalls sehr steil und die Ausschaltverluste der Transistoren wachsen mit sinkender Kapazität.
2. Der steile Spannungsanstieg erzeugt eine Ausgangsspannung mit einem hohen Oberschwingungsgehalt. Dieser Oberschwingungsgehalt wird im Schwingkreis, insbesondere in der Resonanzdrossel, gefiltert und in Wärme umgewandelt.
3. Ist die Kapazität zu groß gewählt, kann die ZVS-Bedingung nicht mehr eingehalten werden und die Transistoren schalten nicht mehr ohne Spannung ein. Dadurch hebt sich die Reduzierung der Ausschaltverluste gegen die Einschaltverluste auf und der Wirkungsgrad sinkt wieder. Weiterhin erzeugen die harten Einschaltvorgänge Verzerrungen der Ausgangsspannung, welche wieder als Oberschwingungsgehalt im Resonanzkreis in Wärme umgewandelt werden.

## 5.5 Lampencharakterisierung

Die selbst gefertigten Induktionslampen werden an dem JFET-Vollbrückenwechselrichter in Betrieb genommen. Abbildung 5.28 zeigt die Versuchslampe Nr. 3 mit einem Puffergasdruck von  $p_{Ar} = 0,3 \text{ mbar}$  im Betrieb bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 1,1 \text{ kW}$ .



Abbildung 5.28: Fotografie der Versuchslampe Nr. 3 mit einem Puffergasdruck von  $p_{Ar} = 0,3$  mbar bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 1,1$  kW, betrieben am JFET-Vollbrückenwechselrichter

### 5.5.1 Strahlstärkeverteilung

Die Abbildung 5.29 zeigt die gemessene Strahlstärkeverteilungskurve der hier getesteten Induktionslampen, welche mit einer UV-erweiterten Photodiode und einem optischen Bandpassfilter um die Wellenlänge von  $\lambda = 254$  nm (67-808, Halbwertsbreite 10 nm, Edmund Optics Ltd., Großbritannien) aufgenommen wird. Für die Berechnung der Strahlungsleistung wird eine um die Lampe rotations-symmetrische Strahlungsverteilung angenommen. Mit dieser Strahlstärkeverteilungskurve kann der Korrekturfaktor für den  $4\pi$ -Vollraumstrahler zu  $k_{rad} = 0,7085$  berechnet werden. Anhand dieses Korrekturfaktors kann der gesamte UV-Strahlungsfluss der Lampe berechnet werden. Hierfür wird das Spektrum orthogonal zur Symmetrieachse der Lampe, also in einem Abstrahlwinkel von  $0^\circ$ , gemessen. Anschließend wird die spektrale Bestrahlungsstärke integriert und mit  $4\pi r^2 k_{rad}$  multipliziert, wobei  $r$  der Abstand zwischen Lampe und Messkopf (siehe Abbildung 4.33) ist.

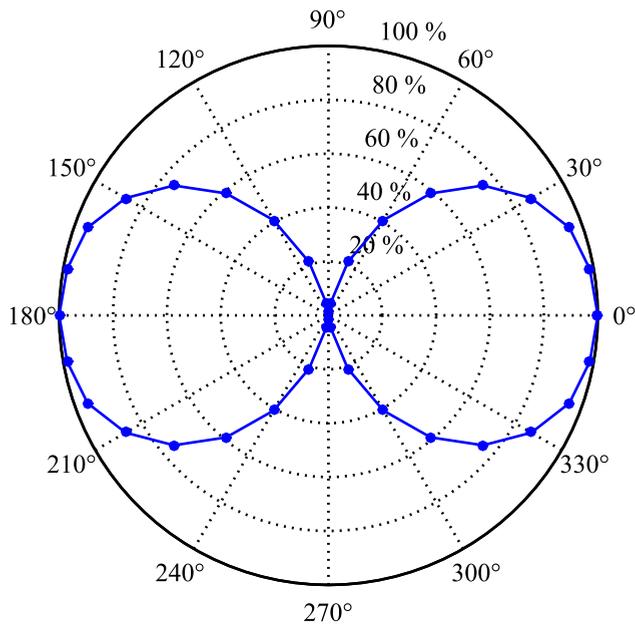


Abbildung 5.29: Gemessene Strahlstärkeverteilungskurve mit normierter Skala

### 5.5.2 Hg-Füllung

Abbildung 5.30 zeigt das gemessene Spektrum der Lampe bei einer eingekoppelten Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 278,42 \text{ W}$ . Das Spektrum weist die charakteristische Quecksilberlinie bei  $\lambda = 254 \text{ nm}$  auf, welche wesentlich stärker als alle anderen Linien ausgeprägt ist und typisch für eine Quecksilberniederdruckentladung ist. Die UV-Effizienz beträgt in diesem Arbeitspunkt  $\eta_{\text{UV}} = 21,13 \%$ . Erhöht man die Lampenleistung weiter, verändert sich das Spektrum der Lampe.

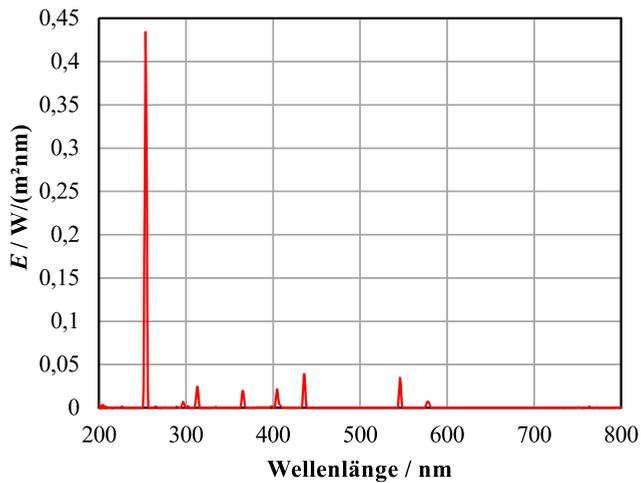


Abbildung 5.30: Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 2 mit einer 3,9 mg Hg-Füllung und einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 278,42 \text{ W}$ . Die gesamte UV-Strahlungsleistung für den Wellenlängenbereich  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$  beträgt hier  $P_{\text{UV}} = 58,83 \text{ W}$  und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{\text{UV}} = 21,13 \%$ .

Abbildung 5.31 zeigt hingegen das Spektrum für eine Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1118,11 \text{ W}$ .

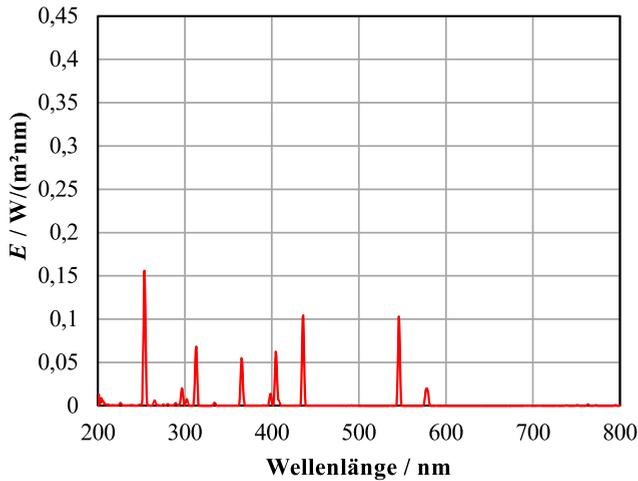


Abbildung 5.31: Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 2 mit einer 3,9 mg Hg-Füllung und einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1118,11 \text{ W}$ . Die gesamte UV-Strahlungsleistung für den Wellenlängenbereich  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$  beträgt hier  $P_{\text{UV}} = 42,66 \text{ W}$  und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{\text{UV}} = 3,82 \%$ .

Die Hg-Emissionslinie bei 254 nm wird bei der Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1118,11 \text{ W}$  so stark absorbiert, dass ihre Bestrahlungsstärke nur noch den 0,36-fachen Wert aufweist, wie bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 278,42 \text{ W}$ . Vergleicht man nun die Plasmaeffizienzen der beiden Lampenarbeitspunkte, fällt diese von  $\eta_{\text{UV}} = 21,13 \%$  bei  $P_{\text{Lampe}} = 278,42 \text{ W}$  auf nur noch  $\eta_{\text{UV}} = 3,82 \%$  bei  $P_{\text{Lampe}} = 1118,11 \text{ W}$  ab. Damit beträgt die UV-Strahlungsleistung mit  $P_{\text{UV}} = 42,66 \text{ W}$  sogar weniger als die  $P_{\text{UV}} = 58,83 \text{ W}$  bei einem Drittel der Lampenleistung. Dies hängt mit einem zu hohen Hg-Partialdampfdruck zusammen, welcher durch eine CS-Temperatur über der idealen Temperatur von  $T_{\text{CSopt}} \approx 40^\circ \text{C}$  für Hg verursacht wird und verstärkte Selbstabsorption zur Folge hat.

Lösungen für dieses Problem sind die Verwendung eines Amalgams, um den Hg-Partialdampfdruck über einen weiten Temperaturbereich optimal einzustellen und die CS-Temperierung mit Hilfe eines Appendixes oder der gepulste Betrieb der Lampe mit hohen Pulsleistungen aber relativ niedriger mittlerer Leistung, die die mittlere Temperatur der Lampe reduziert. Die gleiche Lampe wird daher mit einer Pulsweitenmodulation betrieben, mit der die mittlere Lampenleistung reduziert wird. Die Pulsspitzenleistung bleibt mit  $P_{\text{Puls}} = 1118,11 \text{ W}$  je-

doch sehr hoch. Abbildung 5.32 zeigt beispielhaft die Kurvenverläufe des Wechselrichtersystems für diese Betriebsart bei einer Pulspaketdauer von  $t_{\text{Puls}} = 30 \mu\text{s}$ .

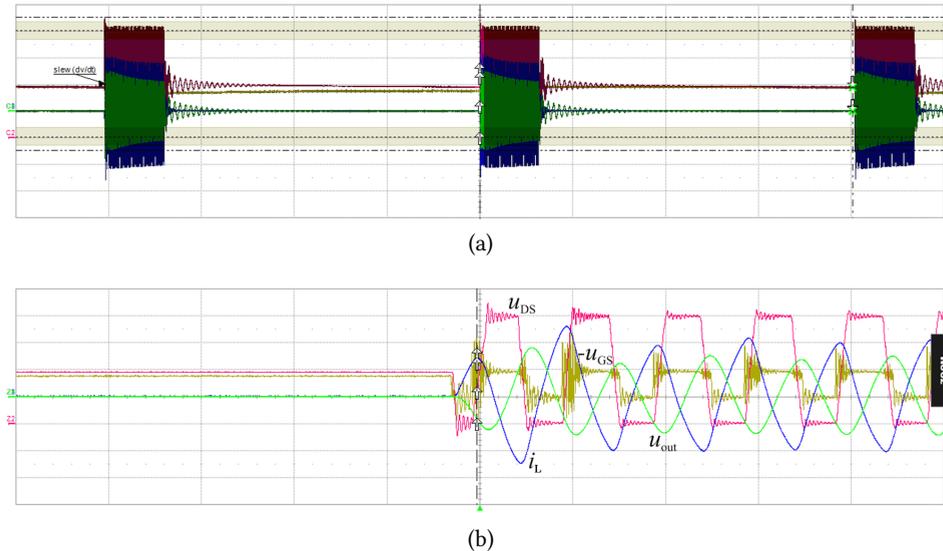


Abbildung 5.32: Gemessene Kurvenverläufe des JFET-Wechselrichtersystems im Pulspaketbetrieb bei einer Zwischenkreisspannung von  $U_{DC} = 800 \text{ V}$ . Die Pulspaketdauer beträgt  $t_{\text{Puls}} = 30 \mu\text{s}$ , die Pulswiederholfrequenz  $f_{\text{PWM}} = 5 \text{ kHz}$  und die mittlere Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}} = 168 \text{ W}$ . Rot:  $u_{\text{DS-M2}}(t)$  ( $200 \text{ V / div}$ ), blau:  $i_L(t)$  ( $5 \text{ A / div}$ ), grün:  $u_{\text{out}}(t)$  parallel zum Lampenausgang ( $400 \text{ V / div}$ ), gelb:  $-u_{\text{GS-JFET}}(t)$  ( $20 \text{ V / div}$ ). (a) zeigt die Pulspakete ( $50 \mu\text{s / div}$ ) und (b) die Kurvenverläufe während eines Pulspaketes ( $500 \text{ ns / div}$ ).

Abbildung 5.33 zeigt das zeitlich gemittelt gemessene Spektrum der gepulst betriebenen Lampe bei einer Pulsdauer von  $t_{\text{Puls}} = 100 \mu\text{s}$  und einer Pulswiederholfrequenz von  $f_{\text{PWM}} = 5 \text{ kHz}$ , also einem Aussteuergrad von 50 %. Die mittlere Lampenleistung beträgt damit  $P_{\text{Lampe}} = 559,1 \text{ W}$ . Aufgrund des integrierenden Messverfahrens liefert dieses Spektrum keine Aussage, um die zeitabhängige Lampeneffizienz zu bestimmen. Um die tatsächliche UV-Pulsleistung zu bestimmen, muss diese mittels UV-erweitertem Si-Avalanche-Photodetektor mit einem Oszilloskop erfasst werden. Dennoch ist klar ersichtlich, dass die sichtbaren Emissionslinien von Hg im Vergleich zur 254 nm-Resonanzlinie weniger intensiv sind wie bei einem kontinuierlichen Lampenbetrieb.

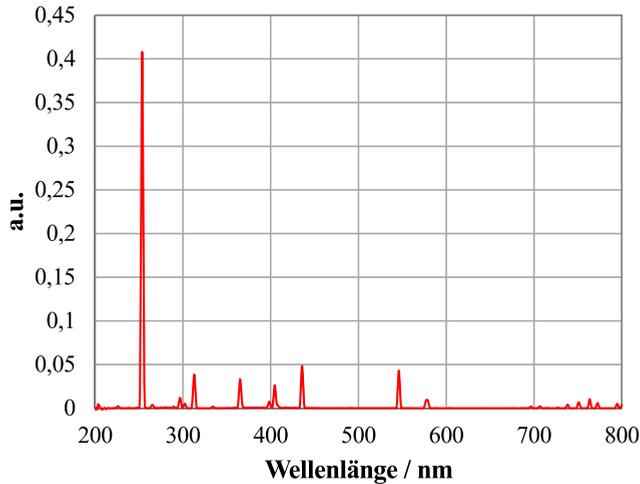
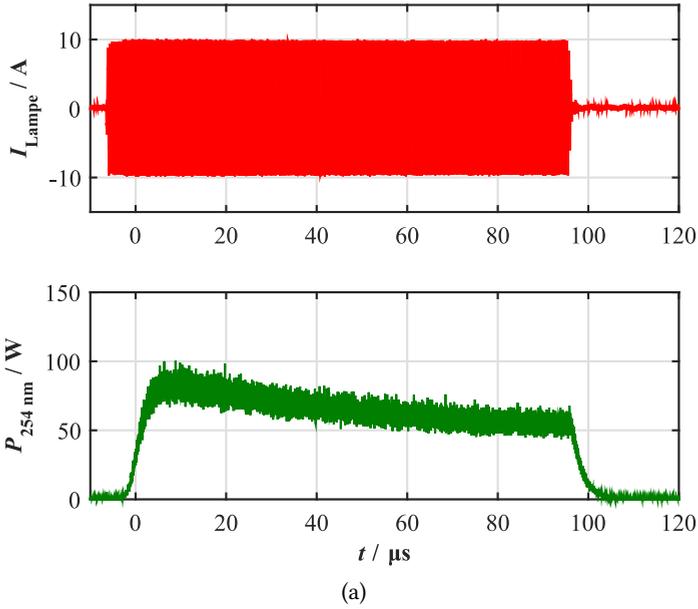
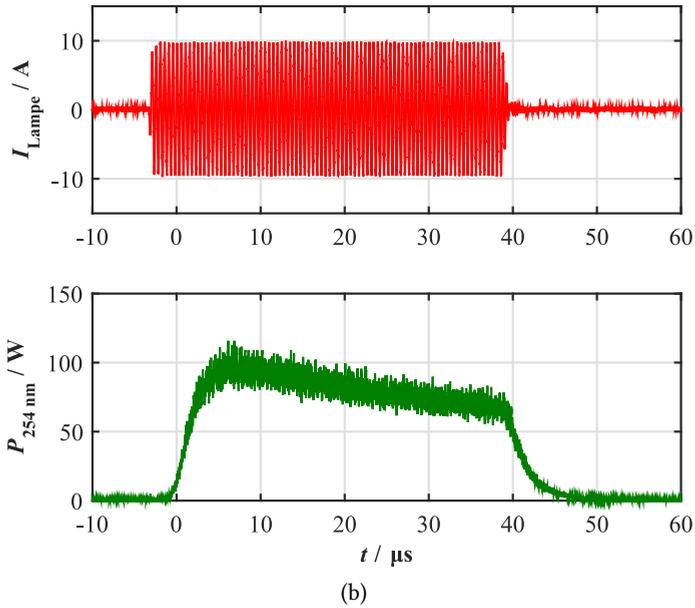


Abbildung 5.33: Zeitlich gemittelt gemessenes Spektrum der Versuchslampe Nr. 2 mit einer 3,9 mg Hg-Füllung und einer mittleren Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 559,1 \text{ W}$ . Die Pulsleistung der Lampe beträgt  $P_{\text{Lampe}} = 1118,11 \text{ W}$ . Die gesamte gemittelte UV-Strahlungsleistung für den Wellenlängenbereich  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$  beträgt hier  $P_{\text{UV}} = 60,63 \text{ W}$  und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{\text{UV}} = 10,84 \%$ .

Zur Klärung dieses Sachverhaltes wird die Versuchslampe Nr. 2 mit Pulsdauern von  $t_{\text{Puls}} = 100, 40, 30$  und  $20 \mu\text{s}$  betrieben, um die Lampentemperatur schrittweise zu reduzieren. Abbildung 5.34 und 5.35 zeigen die zeitlichen Verläufe der umgerechneten UV-Strahlungsleistung und des Lampenstromes in der Reihenfolge abnehmender Pulsdauer. Der Si-Avalanche-Photodetektor weist eine Zeitverzögerung von  $t_{\text{delay}} = 2 \mu\text{s}$  zwischen Lampenstrom und Anstieg der UV-Strahlungsleistung auf.



(a)



(b)

Abbildung 5.34: Zeitliche Verläufe des Lampenstromes und der UV-Strahlungsleistung bei Pulsbetrieb der Versuchslampe Nr. 2 während der Pulspakete für (a)  $t_{\text{Puls}} = 100 \mu\text{s}$  und (b)  $t_{\text{Puls}} = 40 \mu\text{s}$

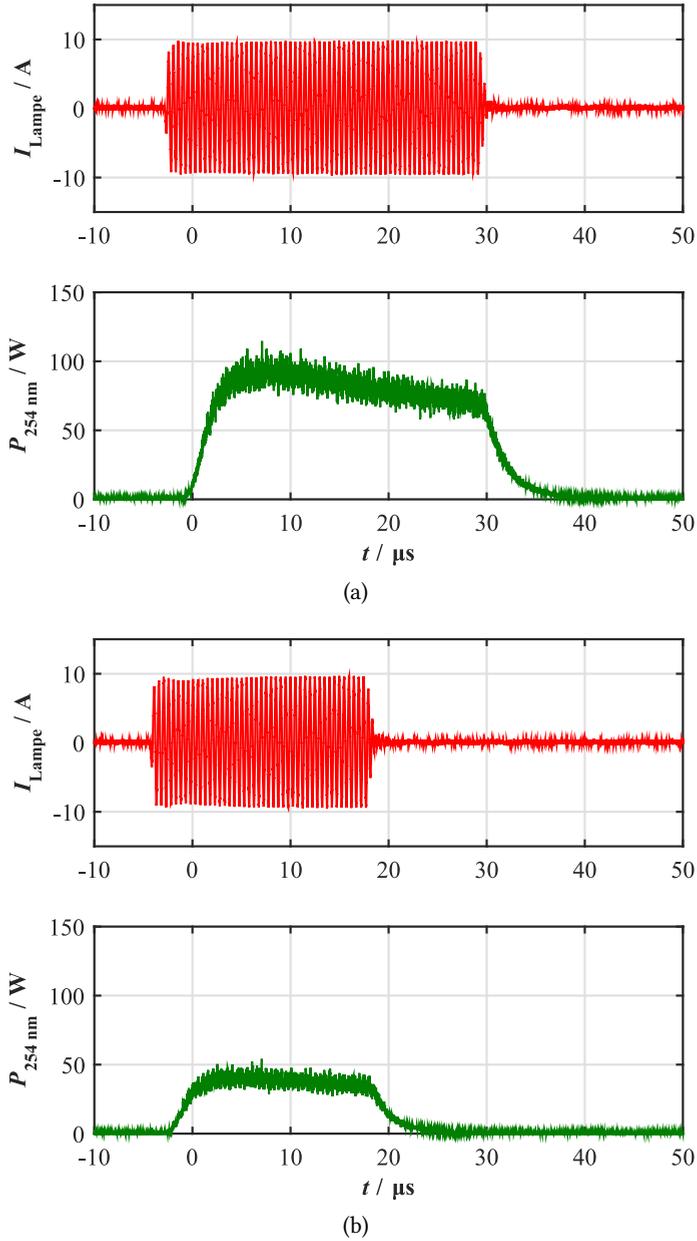
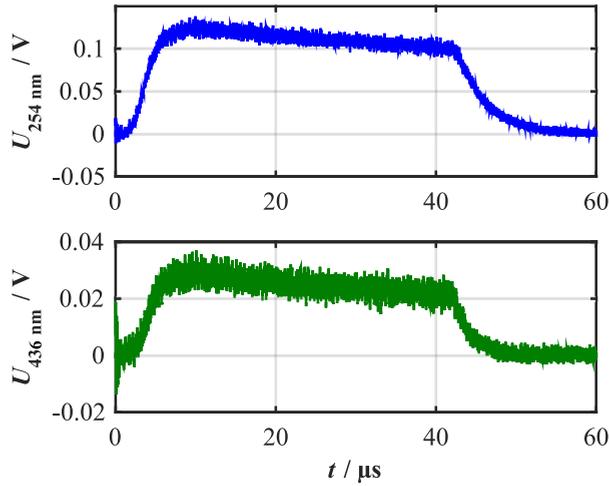


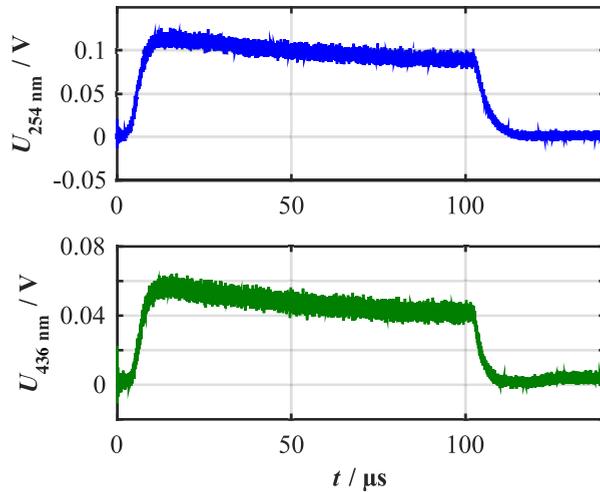
Abbildung 5.35: Zeitliche Verläufe des Lampenstromes und der UV-Strahlungsleistung bei Pulsbetrieb der Versuchslampe Nr. 2 während der Puls Pakete für (a)  $t_{\text{Puls}} = 30 \mu\text{s}$  und (b)  $t_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{s}$

Es ist deutlich erkennbar, dass, wie in Abbildung 5.34 (a) gezeigt, bei einer Pulsdauer von  $t_{\text{Puls}} = 100 \mu\text{s}$  die maximale Strahlungsleistung der Lampe auf bis zu  $\hat{P}_{254 \text{ nm}} \approx 95 \text{ W}$  ansteigt und während des Pulses auf  $P_{254 \text{ nm}} \approx 50 \text{ W}$  abfällt. Durch eine Reduzierung der Pulsdauer auf  $t_{\text{Puls}} = 40 \mu\text{s}$  erreicht die UV-Strahlungsleistung ihr Maximum bei  $\hat{P}_{254 \text{ nm}} \approx 108 \text{ W}$  (vgl. Abbildung 5.34 (b)), um anschließend wieder auf  $\hat{P}_{254 \text{ nm}} \approx 70 \text{ W}$  abzufallen. Eine weitere Verkürzung der Pulsdauer hat keinen weiteren positiven Effekt mehr auf die maximale UV-Strahlungsleistung. Bei einer Pulsdauer von  $t_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{s}$  ist die mittlere Lampenleistung nicht mehr ausreichend, um die CS-Temperatur des Lampenkörpers auf optimale Werte zu bringen, wodurch das Maximum der UV-Strahlungsleistung nur noch einem Maximalwert von  $\hat{P}_{254 \text{ nm}} \approx 45 \text{ W}$  erreicht. Dennoch muss man an dieser Stelle erwähnen, dass die Effizienz der Generierung der 254 nm-Emissionslinie während des Pulses einen Wert von bis zu  $\eta_{254 \text{ nm}} = 11,82 \%$  erreicht. Dies ist eine Steigerung um den Faktor 3 gegenüber dem kontinuierlichen Betrieb. Weiterhin ist bei allen Pulsen zu erkennen, dass das Ausgangssignal des UV-Detektors nach Erreichen seines Maximums wieder abfällt.

Im kontinuierlichen Betrieb bei hoher Lampenleistung sinkt die Bestrahlungsstärke der 254 nm-Emissionslinie und die der 436 nm-Emissionslinie steigt, was durch verstärkte Reabsorption der Resonanzlinie hervorgerufen wird. Daher könnte man vermuten, dass im Pulsbetrieb während des Abfalls der 254 nm-Strahlungsleistung ein gleichzeitiger Anstieg der 436 nm-Linie stattfindet. Daher wurde das dynamische Verhalten der Emissionslinie bei 436 nm für die gleichen Pulsdauern aufgenommen. Abbildung 5.36 zeigt die Verläufe der Photodetektor-Ausgangsspannungen beider Emissionslinien für die Pulszeiten (a)  $t_{\text{Puls}} = 40 \mu\text{s}$  und (b)  $t_{\text{Puls}} = 100 \mu\text{s}$  für die gleiche Pulspaketleistung von  $P_{\text{Puls}} = 1118,11 \text{ W}$ , wie sie in Abbildung 5.34 und 5.35 appliziert wird. Man kann sehr deutlich erkennen, dass die Ausgangssignale für beide Emissionslinien einen zeitlich identischen Verlauf aufweisen. Man kann daher ausschließen, dass die Reduzierung der 254 nm-Bestrahlungsstärke allein durch Reabsorption hervorgerufen wird, sondern die Aufheizung des Puffergases wohl eine Ursache ist.



(a)



(b)

Abbildung 5.36: Zeitliche Verläufe der Ausgangsspannung des Avalanche-Photodetektors für die Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm während der Pulspakete für (a)  $t_{\text{Puls}} = 40 \mu\text{s}$  und (b)  $t_{\text{Puls}} = 100 \mu\text{s}$

Das Verhältnis der Strahlungsleistungen der beiden Emissionslinien ist in Abbildung 5.37 dargestellt. Man kann deutlich erkennen, dass das Verhältnis der beiden Strahlungsleistungen ab einem Pulsaussteuergrad von  $d = 15\%$  wieder abnimmt. Dies lässt auf einen Anstieg der CS-Temperatur und der Elektronendichte schließen.

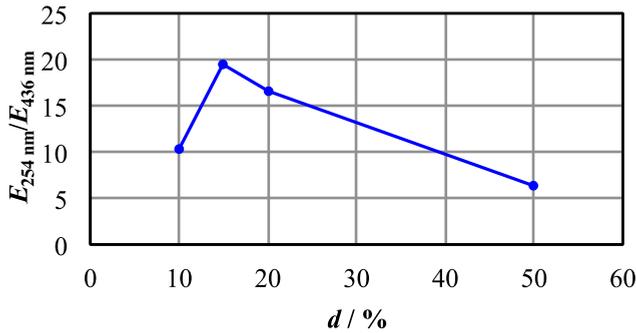


Abbildung 5.37: Verhältnis der gemessenen Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm im Pulsbetrieb der Versuchslampe Nr. 2 bei einer Pulsleistung von  $P_{\text{Puls}} = 1118,11 \text{ W}$ . Mit steigender mittlerer Leistung verschiebt sich das Verhältnis zum Nachteil der 254 nm-Emissionslinie.

Wie zuvor bereits erwähnt, erreicht die UV-Effizienz der Versuchslampe Nr. 2 bei kleiner Lampenleistung  $\eta_{\text{UV}} = 21,13 \%$ , obwohl konventionelle Hg-Niederdrucklampen Effizienzen bis zu 40 % aufweisen [133]. Wie im Pulsbetrieb gezeigt, liegt die Ursache hierfür im Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 1,2 \text{ mbar}$ , welcher aufgrund der hohen Elektronendichte zu einer ausgeprägten Aufheizung des Puffergases und damit bereits bei kleiner Lampenleistung zu einer überhöhten CS-Temperatur führt. Dadurch steigt der Hg-Partialdampfdruck an, was wiederum für eine verstärkte Reabsorption der 254 nm-Emissionslinie und die verstärkte Anregung der 436 nm-Emissionslinie sorgt. Aus diesem Grund, wird die Versuchslampe Nr. 3 ( $d_{\text{A}} = 110 \text{ mm}$ ) zunächst mit einem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  gefüllt. Zusätzlich wird die Lampe über einen Bereich der CS-Temperatur von  $40^\circ\text{C} \leq T_{\text{CS}} \leq 65^\circ\text{C}$  bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 445 \text{ W}$  vermessen. Bei dieser Lampenleistung füllt die Entladung das Lampenvolumen vollständig aus und stellt damit die untere Leistungsgrenze dar, bei der eine CS-Temperaturerhöhung funktioniert. Abbildung 5.38 zeigt das Spektrum der Lampe bei einer CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 50^\circ\text{C}$ .

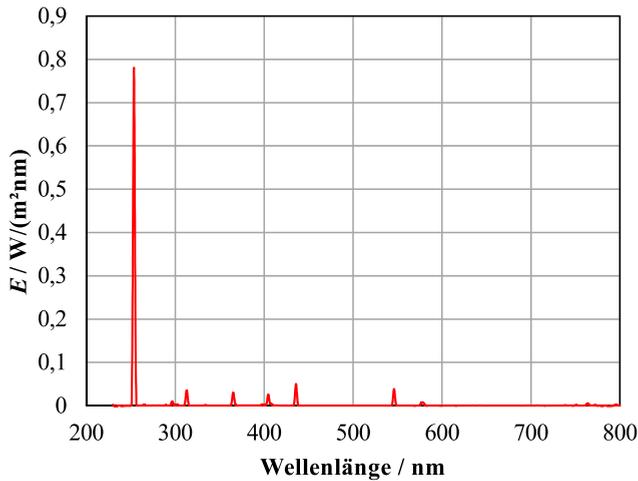


Abbildung 5.38: Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 446,67$  W und einer eingestellten CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 50$  °C. Die 254 nm-Strahlungsleistung beträgt hier  $P_{254 \text{ nm}} = 97,28$  W und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{254 \text{ nm}} = 21,78$  %.

Es ist ein Linienspektrum zu sehen, bei dem die 254 nm-Emissionslinie relativ die höchste Bestrahlungsstärke aufweist. Die Bestrahlungsstärken der Emissionlinien bei 436 nm und 254 nm betragen  $B_{436 \text{ nm}} = 0,124$  W/m<sup>2</sup> bzw.  $B_{254 \text{ nm}} = 2,34$  W/m<sup>2</sup>. Zum Vergleich betragen die Bestrahlungsstärken im Spektrum der Versuchslampe Nr. 2 (siehe Abbildung 5.30)  $B_{436 \text{ nm}} = 0,11$  W/m<sup>2</sup> bzw.  $B_{254 \text{ nm}} = 1,41$  W/m<sup>2</sup>, bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 278,42$  W. Das bedeutet eine Steigerung der 254 nm-Strahlungsleistung der Versuchslampe Nr. 3 um das 1,66-fache, wohingegen die Lampenleistung nur um das 1,60-fache höher ist. Daher erreicht die Versuchslampe Nr. 3 mit  $\eta_{254 \text{ nm}} = 21,78$  % eine um  $\Delta\eta_{254 \text{ nm}} = +3,74$  % signifikant höhere 254 nm-Strahlungsausbeute, als die Versuchslampe Nr. 2 mit  $\eta_{254 \text{ nm}} = 18,04$  %. Abbildung 5.39 zeigt den Verlauf des Lampenwirkungsgrades der 254 nm-Strahlung der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar als Funktion der am Appendix eingestellten CS-Temperatur.

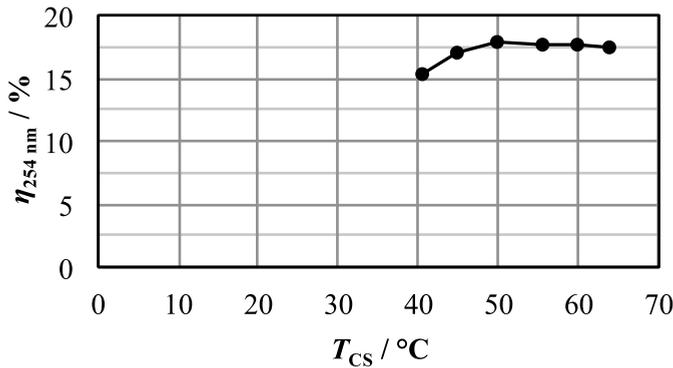


Abbildung 5.39: Gemessene Effizienz der 254 nm-Strahlungsleistung der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar als Funktion der am Appendix eingestellten CS-Temperatur bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 445$  W

Daraus kann man erkennen, dass die höchste 254 nm-Strahlungsausbeute bei der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar erst bei einer CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 50$  °C erreicht wird. Abbildung 5.40 zeigt das Verhältnis der Bestrahlungsstärken der 254 nm- und 436 nm-Emissionslinien. Daraus kann man indirekt erkennen, ab welcher CS-Temperatur aufgrund der höheren Hg-Teilchendichte, eine verstärkte Selbstabsorption der 254 nm-Resonanzlinie bzw. Anregung der 436 nm-Emissionslinie beginnt.

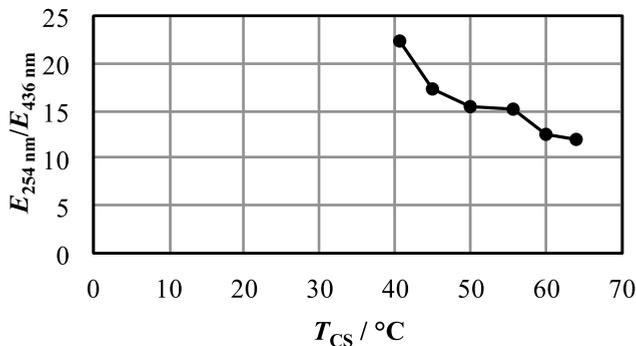
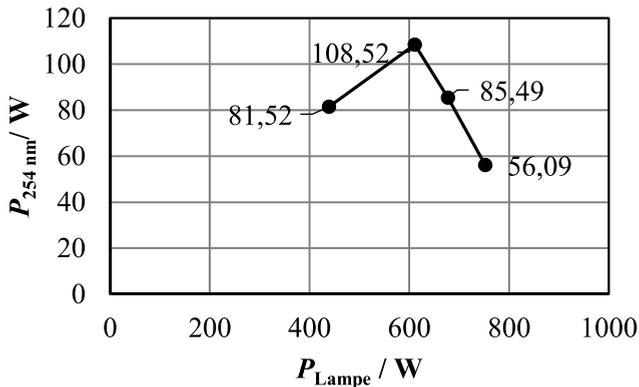
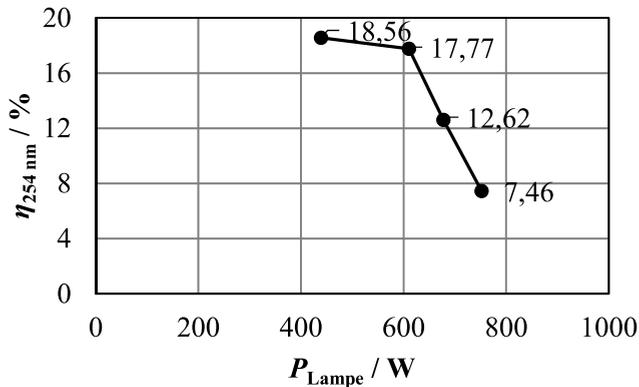


Abbildung 5.40: Verhältnis der gemessenen Bestrahlungsstärken der 254 nm- und 436 nm-Emissionslinie bei unterschiedlichen CS-Temperaturen und einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 445$  W der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar

Dass die höchste UV-Effizienz bei einer gemessenen CS-Temperatur von  $T_{CS} = 50\text{ °C}$  erreicht wird, lässt sich zunächst nur durch die Entstehung eines weiteren lokalen CS an dem großen Lampenkörper erklären. Um dieses Problem auszuschließen, wird die Lampe auch mit höherer Lampenleistung betrieben. Daher zeigt Abbildung 5.41 (a) die gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254\text{ nm}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6\text{ mbar}$  für unterschiedliche Lampenleistungen  $445\text{ W} \leq P_{Lampe} \leq 750\text{ W}$  und (b) die dazugehörige Effizienz bei einer CS-Temperatur von  $T_{CS} = 40\text{ °C}$ .



(a)



(b)

Abbildung 5.41: (a) Gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254\text{ nm}}$  und (b) die Ausbeute  $\eta_{254\text{ nm}}$  dieser Strahlung als Funktion der Lampenleistung  $P_{Lampe}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6\text{ mbar}$  für eine CS-Temperatur von  $T_{CS} = 40\text{ °C}$

Es ist deutlich erkennbar, dass die Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie mit der Lampenleistung zunächst steigt. Ab einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 610 \text{ W}$  sinkt die 254 nm-Strahlungsleistung und nimmt die Ausbeute der 254 nm-Strahlung der Lampe jedoch stark ab. So kann mit einer Steigerung der Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 445 \text{ W}$  auf  $P_{\text{Lampe}} = 610 \text{ W}$ , was  $\Delta P_{\text{Lampe}} = +37,08 \%$  entspricht, eine Erhöhung der Strahlungsleistung um  $\Delta P_{254 \text{ nm}} = 27 \text{ W}$ , was  $33,12 \%$  entspricht, erzielt werden. Betrachtet man das Verhältnis der Bestrahlungsstärken der 254 nm- und 436 nm-Emissionslinien zueinander, wie in Abbildung 5.42 dargestellt, erkennt man, dass die 254 nm-Emissionslinie bei der höchsten Lampenleistung wieder relativ stärker erscheint, als die 436 nm-Emissionslinie, obwohl die eingekoppelte elektrische Lampenleistung größer und die 254 nm-Strahlungsleistung tatsächlich kleiner sind (siehe Abbildung 5.41 (a)). Dies lässt darauf schließen, dass die elektrische Leistung verstärkt in die Aufheizung des Puffergases investiert wird.

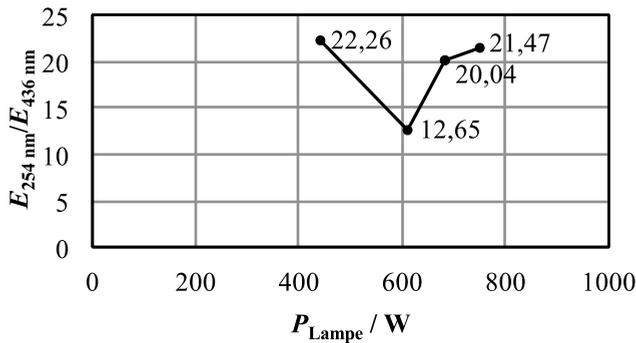
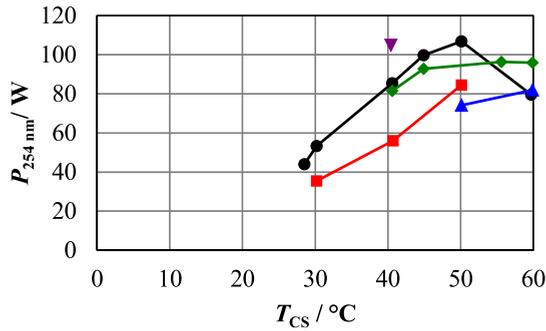
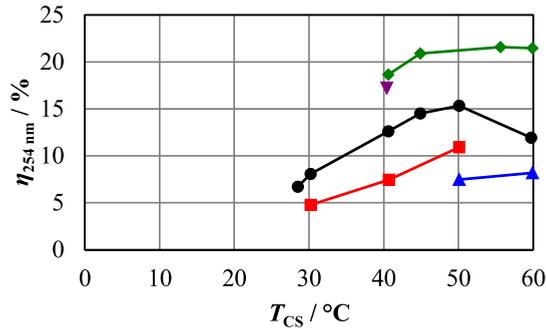


Abbildung 5.42: Verhältnis der gemessenen Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254 \text{ nm}}/E_{436 \text{ nm}}$  in Abhängigkeit von der Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  für eine CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40 \text{ °C}$

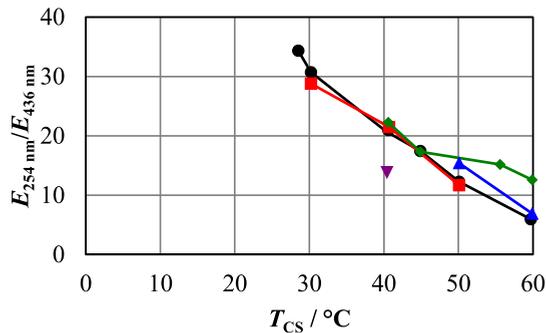
Um diesen Effekt weiter zu untersuchen, wird die Lampe mit unterschiedlichen CS-Temperaturen bei Lampenleistungen bis zu  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$  betrieben. In Abbildung 5.43 (a)-(c) sind daher die Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254 \text{ nm}}$ , der Wirkungsgrad  $\eta_{254 \text{ nm}}$  und das Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254 \text{ nm}}/E_{436 \text{ nm}}$  als Funktion der CS-Temperatur  $T_{\text{CS}}$  für verschiedene Lampenleistungen dargestellt.



(a)



(b)



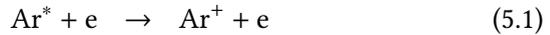
(c)

Abbildung 5.43: (a) Gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254 \text{ nm}}$ , (b) Wirkungsgrad  $\eta_{254 \text{ nm}}$  und (c) Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254 \text{ nm}} / E_{436 \text{ nm}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  als Funktion der CS-Temperatur  $T_{\text{CS}}$  bei variierter Lampenleistung. (grün,  $\blacklozenge$ ):  $P_{\text{Lampe}} = 445 \text{ W}$ , (violett,  $\blacktriangledown$ ):  $P_{\text{Lampe}} = 610 \text{ W}$ , (schwarz,  $\bullet$ ):  $P_{\text{Lampe}} = 675 \text{ W}$ , (rot,  $\blacksquare$ ):  $P_{\text{Lampe}} = 759 \text{ W}$ , (blau,  $\blacktriangle$ ):  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$

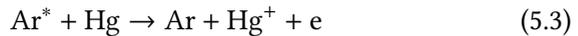
Die Ergebnisse zeigen, dass die Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie und ihre Effizienz mit steigender Lampenleistung abnehmen. Anhand der Verhältnisbildung der Bestrahlungsstärke der beiden Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm in Abbildung 5.43 (c) erkennt man, dass eine über  $P_{\text{Lampe}} = 610 \text{ W}$  hinaus steigende Lampenleistung nicht zu einer verstärkten Anregung der 436 nm-Emissionslinie führt, sondern nur die Erhöhung des Hg-Partialdampfdruckes. Stattdessen bleibt das Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken bei gleicher CS-Temperatur für steigende Lampenleistungen annähernd auf gleichem Niveau wie bei einer kleinen Lampenleistung von nur  $P_{\text{Lampe}} = 445 \text{ W}$ . Es ist daher davon auszugehen, dass durch zusätzlich eingekoppelte elektrische Leistung ein höheres E-Feld im Plasma induziert wird, welches die Elektronen stärker beschleunigt. Dadurch verschiebt sich das Maximum der Energieverteilungsfunktion der Elektronen (eng. „electron energy distribution function“, EEDF) zu höheren Werten. Dies hat weitere Prozesse zur Folge:

1. Durch die höhere Elektronenenergie steigt die Wahrscheinlichkeit, angeregte Hg-Atome in den metastabilen Zuständen  $6^3P_0$  und  $6^3P_2$  auf den  $7^3S_1$ -Zustand anzuregen. Dadurch entsteht 436 nm-Strahlung. Dies schränkt die Ausbeute der 254 nm-Strahlung vorrangig bei hohen Stromdichten ein. [134]
2. Eine höhere mittlere Elektronenenergie steigert auch die Wahrscheinlichkeit Hg-Atome direkt zu ionisieren, so dass die Elektronendichte  $n_e$  steigt. Die dabei entstehenden  $\text{Hg}^+$ -Ionen stehen dann so lange nicht für die Strahlungsgenerierung zur Verfügung, bis sie mit einem freien Elektron rekombinieren.
3. Der hohe Plasmastrom hat eine hohe Elektronendichte zur Folge, wodurch auch die Wahrscheinlichkeit zweistufiger Prozesse stark zunimmt. Hierbei werden Ar-Atome durch einen ersten Elektronenstoß in einen metastabilen Zustand versetzt. Diese metastabilen  $\text{Ar}^*$ -Atome können folgende Reaktionen eingehen:
  - a) Durch einen zweiten Elektronenstoß können metastabile  $\text{Ar}^*$ -Atome ionisiert werden, vgl. (5.1) [135]. Die entstehenden  $\text{Ar}^+$ -Ionen rekomb-

binieren mit freien Elektronen, vgl. (5.2), wodurch weniger Elektronen für strahlungsgenerierende Stöße mit Hg zur Verfügung stehen.



- b) Metastabile  $\text{Ar}^*$ -Atome besitzen eine Energie von etwa 11 eV und weisen eine Lebensdauer von mehreren Millisekunden auf. Hg hingegen weist eine Ionisierungsenergie von 10,4 eV auf. Durch Penning-Ionisation kann ein Stoß zwischen metastabilem  $\text{Ar}^*$  und Hg die Ionisation von Hg initiieren, vgl. (5.3) [136]. Dadurch steigt die Anzahl freier Elektronen und die  $\text{Hg}^+$ -Ionen stehen nicht für die Strahlungsgenerierung zur Verfügung.



Zweistufige Prozesse werden bei hohen Elektronendichten wahrscheinlicher und konkurrieren mit den anregenden Elektronenstößen, welche die 254 nm und 436 nm-Strahlung erzeugen. Grundsätzlich wird die Elektronendichte mit der Plasmaleistung bzw. dem Plasmastrom erhöht.

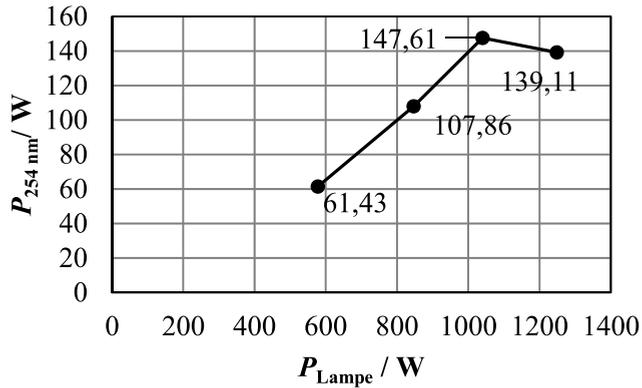
Diesen Prozessen lässt sich am Beispiel der Versuchslampe Nr. 3 offensichtlich durch die Erhöhung des Hg-Partialdampfdruckes über die CS-Temperatur etwas entgegenwirken, weil dadurch die Hg-Dichte steigt. Auf diesem Wege kann die Wahrscheinlichkeit erhöht werden, ein Hg-Atom zu ionisieren oder anzuregen, bevor ein Ar-Atom in den metastabilen Zustand angeregt wird. Den besten Kompromiss aus Effizienz und Strahlungsleistung weist die Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 610$  W auf.

Um nun den optimalen Arbeitspunkt der Lampe im hochbelasteten kontinuierlichen Betrieb feststellen zu können, wird die Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie während des Lampenhochlaufes beobachtet. Während des Hochlaufes der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000$  W kann nach einer Hochlaufzeit von  $t_{\text{Hochlauf}} = 15$  min ein Ma-

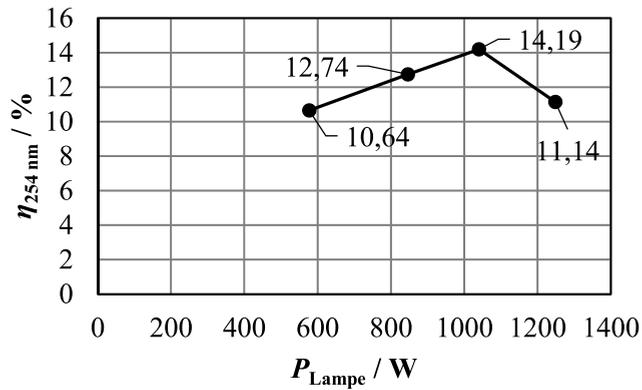
ximum der Strahlungsleistung von  $\hat{P}_{254\text{ nm}} = 167,54\text{ W}$  festgestellt werden, was einer Effizienz von  $\eta_{254\text{ nm}} = 16,38\%$  entspricht. Eine längere Betriebsdauer verursacht ein Absinken der UV-Strahlungsleistung. Nach diesem Lampenhochlauf beträgt die Temperatur des Lampenkörpers  $T_{\text{Lampe}} = 336\text{ °C}$ . Im stationären Betrieb stellt sich jedoch eine Temperatur von bis zu  $T_{\text{Lampe}} = 465\text{ °C}$  ein.

Um nun das Vorhandensein von Hg-Atomen im Lampenkörper auszunutzen und die Puffergasaufheizung zu reduzieren, stellt der Pulsbetrieb der Lampe nun eine weitere Möglichkeit dar, um die Effizienz zu steigern. Zu diesem Zweck wurde die Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6\text{ mbar}$  kontinuierlich mit  $P_{\text{Lampe}} = 1000\text{ W}$  betrieben und der Appendix auf eine CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40\text{ °C}$  gekühlt. Nach Erreichen eines stationären Zustandes, wird der Lampenbetrieb auf den gepulsten Betrieb mit Pulsbreiten von  $t_{\text{Puls}} = 20\text{ }\mu\text{s}$  umgestellt. Hierbei kann mittels dynamischer Messung mit dem Si-Avalanche-Photodetektor eine Steigerung der 254 nm-Strahlungsleistung um den Faktor 2,43 während des Pulses festgestellt werden. Dadurch steigt die maximale Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie auf  $\hat{P}_{254\text{ nm}} = 407,12\text{ W}$  während des Pulses. Dies entspricht einer maximalen Effizienz von  $\eta_{254\text{ nm}} = 39,80\%$ . Die mittlere Strahlungsleistung sinkt durch den Aussteuergrad von  $d_{\text{Puls}} = 10\%$  jedoch auf  $P_{254\text{ nm}} = 40,71\text{ W}$ .

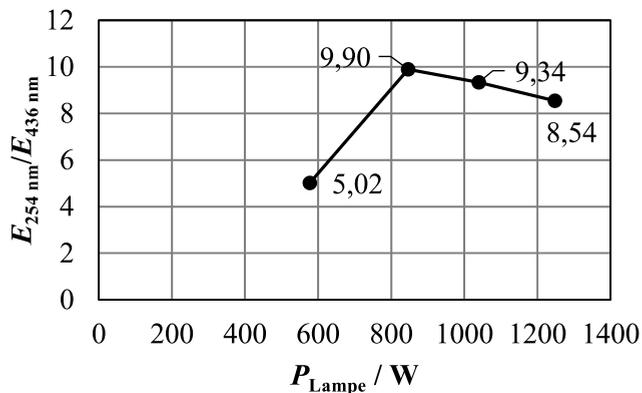
Der Puffergasdruck beeinflusst bei Niederdrucklampen maßgeblich die Effizienz. Um diese für die Versuchslampe Nr. 3 nochmals zu steigern, wird der Puffergasdruck auf  $p_{\text{Ar}} = 0,3\text{ mbar}$  gesenkt. Damit lässt sich die Wahrscheinlichkeit der Elektronenstöße mit den Puffergasatomen senken. Dadurch sollte eine höhere Lampenleistung als  $P_{\text{Lampe}} \geq 610\text{ W}$  mit höherer Effizienz einkoppelbar sein. Abbildung 5.44 zeigt die gemessenen Werte für die 254 nm-Strahlungsleistung, ihre Effizienz und das Verhältnis der 254 nm- zur 436 nm-Bestrahlungsstärken in Abhängigkeit von der Lampenleistung für eine konstante CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40\text{ °C}$ .



(a)



(b)

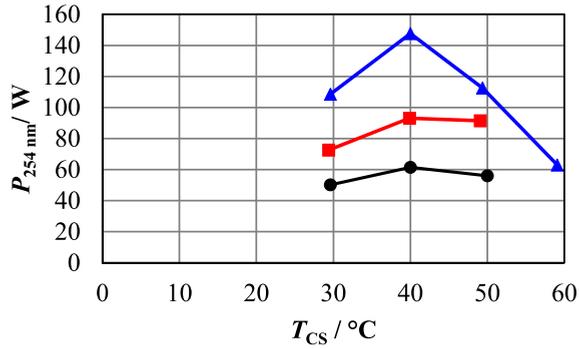


(c)

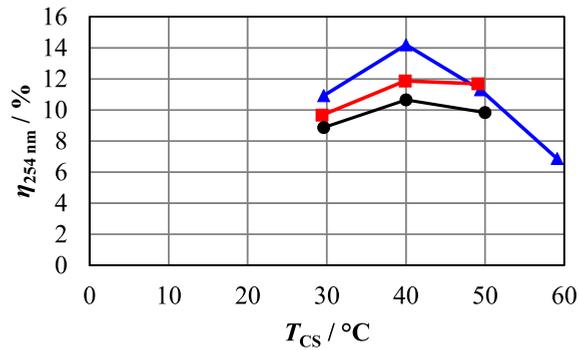
Abbildung 5.44: (a) Gemessene 254 nm-Strahlungsleistung, (b) Effizienz der 254 nm-Strahlungserzeugung und (c) das Verhältnis der 254 nm- und 436 nm-Bestrahlungsstärken als Funktionen der Lampenleistung bei einer CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40^\circ \text{C}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$ .

Es ist deutlich am Kurvenverlauf in Abbildung 5.44 (a) zu erkennen, dass die 254 nm-Strahlungsleistung bei konstanter CS-Temperatur bis zu einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1050 \text{ W}$  konstant ansteigt. Erst darüber hinaus fällt die 254 nm-Strahlungsleistung wieder ab. Die Messungen bei höherem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  (siehe Abbildung 5.41 (a)) zeigen, dass die 254 nm-Strahlungsleistung bereits ab einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 610 \text{ W}$  absinkt. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$ , liegt die Effizienz der 254 nm-Strahlungserzeugung bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 580 \text{ W}$  im stationären Betrieb zwar bei nur  $\eta_{254 \text{ nm}} = 10,64 \%$  (siehe Abbildung 5.44 (b)), bei höherer Lampenleistung steigt sie jedoch auf bis zu  $\eta_{254 \text{ nm}} = 14,19 \%$  (vgl.  $\eta_{254 \text{ nm}} = 7,46 \%$  bei  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$  mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$ ). Darüber hinaus lässt sich an Abbildung 5.44 (c) erkennen, dass das Verhältnis der Bestrahlungsstärken der 254 nm- und 436 nm-Linie niedriger ausfällt, als in Abbildung 5.42 bei höherem Puffergasdruck.

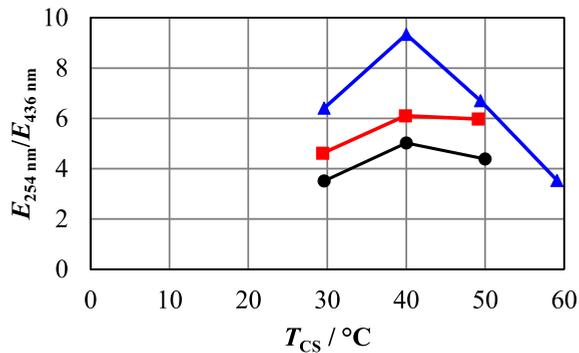
Abbildung 5.45 zeigt die gemessene 254 nm-Strahlungsleistung und die 254 nm-Strahlungsausbeute der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  als Funktion der eingestellten CS-Temperatur für verschiedene Lampenleistungen, sowie das Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken der beiden Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm. An der blauen Kurve für eine Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$  ist deutlich erkennbar, dass die optimale CS-Temperatur bei  $T_{\text{CS}} = 40 \text{ °C}$  liegt. Auch bei niedrigeren Lampenleistungen zeigt sich dieses Verhalten.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 5.45: (a) Gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254 \text{ nm}}$ , (b) Wirkungsgrad  $\eta_{254 \text{ nm}}$  und (c) Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254 \text{ nm}} / E_{436 \text{ nm}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  als Funktion der CS-Temperatur  $T_{\text{CS}}$  bei Lampenleistungen von  $P_{\text{Lampe}} = 565 \text{ W}$  (schwarz, ●),  $P_{\text{Lampe}} = 850 \text{ W}$  (rot, ■) und  $P_{\text{Lampe}} = 1050 \text{ W}$  (blau, ▲).

Ein Vergleich der absoluten Bestrahlungsstärke der 436 nm-Emissionslinie für beide Puffergasdrücke ist in Abbildung 5.46 dargestellt. So wird deutlich, dass für den niedrigeren Puffergas von  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar eine signifikant höhere Bestrahlungsstärke der 436 nm-Linie gemessen wurde, als für den höheren Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar.

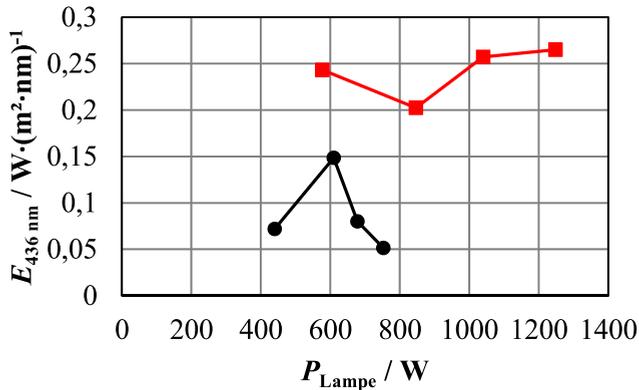
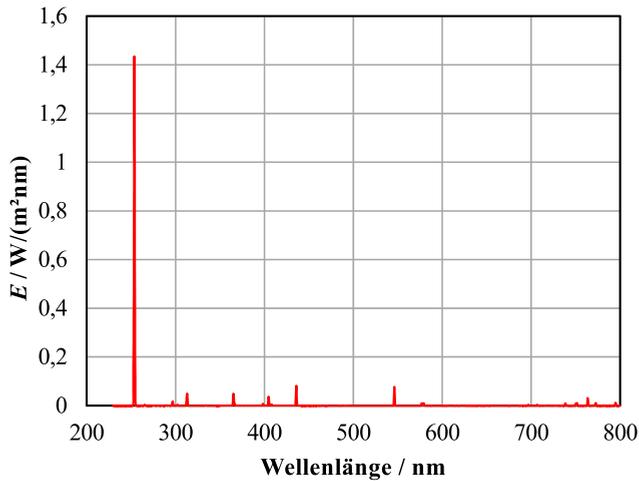
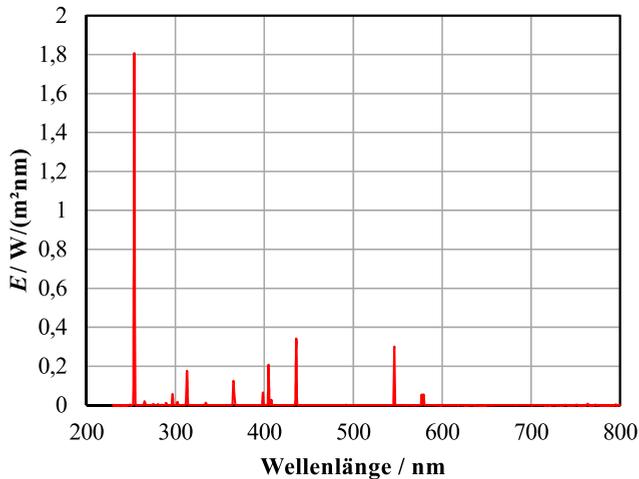


Abbildung 5.46: Gemessene absolute Bestrahlungsstärke  $E$  der 436 nm-Emissionslinie als Funktion der Lampenleistung für die Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar (schwarz, ●) und  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar (rot, ■) Puffergasdruck bei einer CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40$  °C.

Die Ursache für das Verhalten der Versuchslampe Nr. 3 bei unterschiedlichen Puffergasdrücken lässt sich am besten anhand der spektral aufgelösten Bestrahlungsstärke  $E$  erklären. Daher zeigt Abbildung 5.47 (a) das Spektrum der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar und (b) mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar für eine Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000$  W. Die CS-Temperatur war für den höheren Puffergasdruck auf  $T_{\text{CS}} = 50$  °C und für den niedrigen auf  $T_{\text{CS}} = 40$  °C eingestellt.



(a)



(b)

Abbildung 5.47: Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 3 bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$ . (a)  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$ ,  $T_{\text{CS}} = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ . (b)  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$ ,  $T_{\text{CS}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Die Spektren zeigen, dass mit einem niedrigeren Puffergasdruck insgesamt eine größere Strahlungsleistung generiert wird. Besonders auffällig ist hierbei jedoch, dass die Bestrahlungsstärke der Emissionslinien bei 313 nm, 365 nm, 404 nm, 436 nm sowie 546 nm im Spektrum der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  höher ist, als bei höherem Puffergasdruck. Wie bereits in Abbildung 5.43 (b) auf S. 193 zu sehen ist, liegt die optimale CS-Temperatur bei einem Puffergasdruck

von  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  nicht im Bereich um  $T_{\text{CS}} \approx 40^\circ\text{C}$ , sondern bei  $T_{\text{CS}} \approx 50^\circ\text{C}$ . Daraus kann geschlossen werden, dass bei dem höherem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  ein größerer Anteil der eingekoppelten elektrischen Leistung durch die Aufheizung des Puffergases verloren geht, was indirekt über die Außentemperatur der Lampe festgestellt werden kann. Die maximale Temperatur beträgt bei dem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$   $T_{\text{Lampe}} \approx 465^\circ\text{C}$  und bei  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$   $T_{\text{Lampe}} \approx 365^\circ\text{C}$  (Die Temperatur wurde mit einer Fluke Ti400 Wärmebildkamera mit einer Genauigkeit von  $\pm 2\%$  gemessen). Aus diesem Grund steht bei dem niedrigen Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  mehr elektrische Leistung für die Strahlungserzeugung zur Verfügung.

Im Vergleich zu den vorherrschenden Stromdichten in konventionellen Induktionslampen von  $J_{\text{Plasma}} = 0,36 \text{ A/cm}^2$  [5], werden in Versuchslampe Nr. 3, bei den hier eingekoppelten Lampenleistungen, Stromdichten bis zu  $J_{\text{Plasma}} \leq 2,21 \text{ A/cm}^2$  erreicht. Abbildung 5.48 zeigt zur Verdeutlichung die Plasmastromdichte  $J_{\text{Plasma}}$  als Funktion der Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}}$ .

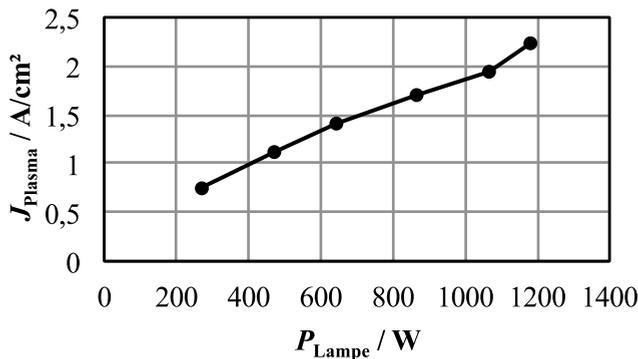


Abbildung 5.48: Mittlere Plasmastromdichte  $J_{\text{Plasma}}$  in Abhängigkeit von der Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}}$

Dies entspräche bei den in [137, 138] untersuchten Ringentladungslampen einem Plasmastrom von  $I_{\text{Plasma}} = 40 \text{ A}$ . Aus diesem Grund tragen verschiedene Effekte zur Effizienzreduzierung bei. Zunächst steigt durch die hohe Stromdichte die Elektronendichte und damit die Rate von ionisierenden Stößen an. Es kann eine Ionisierung von Hg in mehreren Stufen erfolgen [5, 138]. Durch die gleichzeitig hohe Leistung und damit einem starken E-Feld, gewinnen die freien Elek-

tronen an zusätzlicher Energie, die zur Anregung höherer Hg-Zustände führt. Weiterhin kann Kataphorese dazu beitragen, dass insgesamt weniger Hg-Atome angeregt werden. Durch eine stärkere ambipolare Diffusion der Hg-Ionen als die freie Rückdiffusion der Hg-Atome bei großen Stromdichten [5, 137–139] entsteht eine Hg-Verarmung im Hauptplasma, wodurch die Rate von Ionisierungsstößen von Hg sinkt und so Elektronenstöße mit Puffergasatomen dominieren. Aiura [137] zeigt zwar, dass sich die Kataphorese weniger stark ausbildet, als Lister [138] und Fang [139] erwarten, jedoch könnte sie bei den hier erzeugten Stromdichten immer noch einen signifikanten Beitrag leisten. Aus den von der Versuchslampe Nr. 3 erzeugten Spektren lässt sich jedoch kein quantitativer Rückschluss auf die Auswirkung dieses Effektes treffen.

Zur Bestimmung der maximal möglichen Effizienz, wird die auf Raumtemperatur abgekühlte Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar mit einem auf  $T_{\text{CS}} = 40$  °C vortemperierten Appendix und mit definierter Lampenleistung eingeschaltet. Während dieses Lampenhochlaufes wird die 254 nm-Strahlungsleistung gemessen. Abbildung 5.49 zeigt die maximale 254 nm-Strahlungsleistung  $P_{254 \text{ nm}}$  und die 254 nm-Strahlungsausbeute  $\eta_{254 \text{ nm}}$  als Funktion der eingekoppelten Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}}$ .

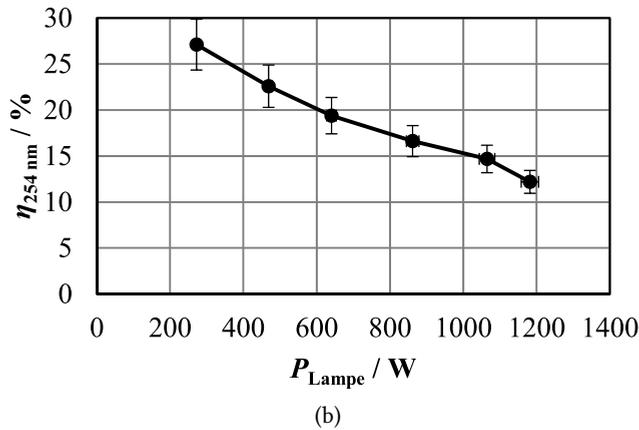
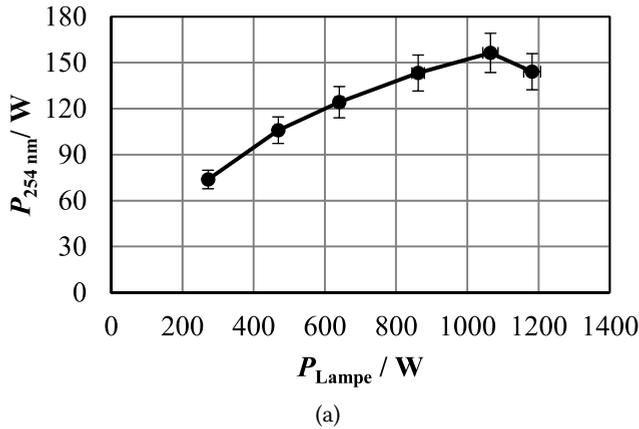


Abbildung 5.49: (a) Gemessene maximale 254 nm-Strahlungsleistung und (b) 254 nm-Strahlungseffizienz als Funktion der Lampenleistung während des Lampenhochlaufs der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  und  $T_{\text{CS}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$

Die Kurvenverläufe zeigen eindeutig, dass die maximale Effizienz höher als die im stationären Betrieb erreichbare Effizienz liegt. Diese Messwerte können bereits nach einer Messzeit von unter zehn Minuten festgestellt werden. Im Vergleich zu den Messungen der Versuchslampe Nr. 3 mit höherem Puffergasdruck zeigt sich außerdem, dass insgesamt höhere Effizienzen über den gesamten Leistungsbereich erzielbar sind (vgl. Abbildung 5.41). Anhand des Spektrums in Abbildung 5.50 für eine Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$  kann man den Unterschied zum Spektrum für einen stationären Betrieb in Abbildung 5.47 (b) erkennen.

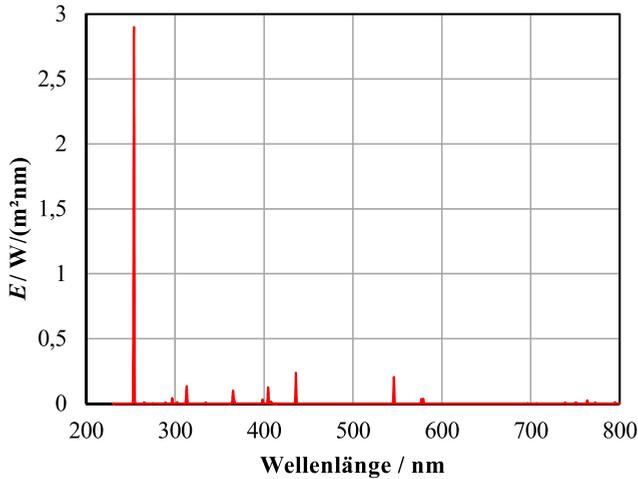


Abbildung 5.50: Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 3 bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$  mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  und  $T_{\text{CS}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ . Das Spektrum wurde nach einer Hochlaufzeit von  $t_{\text{mess}} = 5 \text{ min}$  aufgenommen.

Das Spektrum weist eine im Vergleich zur 436 nm-Bestrahlungsstärke wesentlich höhere 254 nm-Bestrahlungsstärke auf, was typisch für eine Niederdruckentladung ist. Eine Veränderung des Spektrums zu höheren Bestrahlungsstärken von Emissionslinien höherer Wellenlänge weist daher auf eine Erhöhung des Hg-Partialdampfdruckes im Plasmavolumen aufgrund der höheren Puffergastemperatur hin. Diesem Verhalten wird in konventionellen Induktionslampen mit dem Einsatz eines Amalgams entgegengewirkt [22, 92, 140].

### Elektrische Eigenschaften

Aus der Messung des Lampenstromes und der -spannung, sowie der Lampenleistung, kann die Lampenimpedanz berechnet werden. Anschließend können daraus, mittels der Windungszahl  $N$  des Lampenkopplers, der Plasmawiderstand  $R_{\text{Plasma}}$  und die Plasmainduktivität  $L_{\text{Plasma}}$  der Lampe berechnet werden. Die beiden Parameter der Versuchslampe Nr. 3 sind in Abbildung 5.51 a) und b) jeweils für die beiden Puffergasdrücke  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  und  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  als Funktion der Lampenleistung für eine CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$  dargestellt.

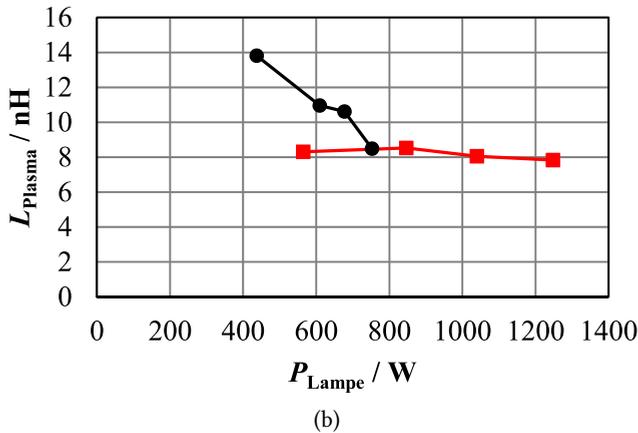
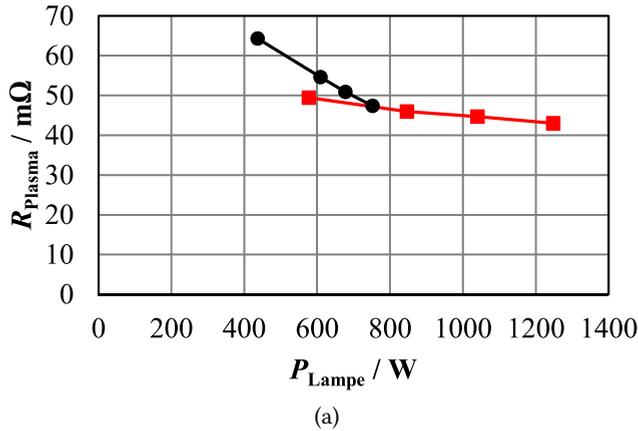


Abbildung 5.51: a) Plasmawiderstand  $R_{\text{Plasma}}$  und b) -induktivität  $L_{\text{Plasma}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  (schwarz, ●) und  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  (rot, ■) als Funktion der Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}}$  bei einer CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} = 40^\circ\text{C}$

Aus den Kurvenverläufen in Abbildung 5.51 geht hervor, dass Plasmawiderstand und -induktivität mit steigender Leistung bei beiden Lampen sinken. Jedoch sinken Plasmawiderstand und -induktivität der Lampe mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  stärker mit der Lampenleistung, als bei der Lampe mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$ . Die Abhängigkeit der beiden Größen von der CS-Temperatur hingegen ist in Abbildung 5.52 für die Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  für Lampenleistungen von  $445 \text{ W} \leq P_{\text{Lampe}} \leq 1000 \text{ W}$  und in Abbildung 5.53 für die Lampe mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  für Lampenleistungen von  $580 \text{ W} \leq P_{\text{Lampe}} \leq 1050 \text{ W}$  dargestellt.

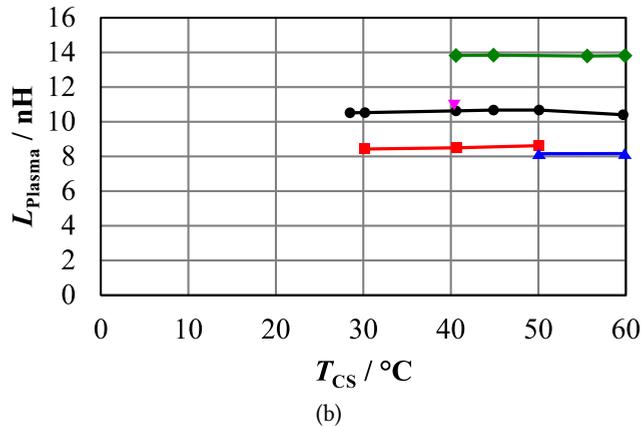
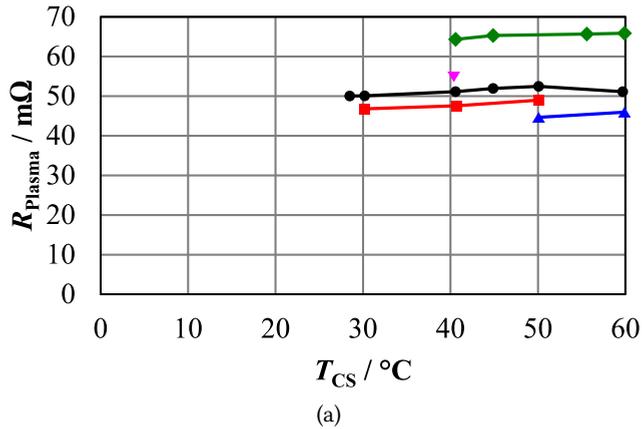


Abbildung 5.52: a) Plasmawiderstand  $R_{\text{Plasma}}$  und b) -induktivität  $L_{\text{Plasma}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  als Funktion der CS-Temperatur für verschiedene Lampenleistungen:  $P_{\text{Lampe}} = 445 \text{ W}$  (grün,  $\blacklozenge$ ),  $P_{\text{Lampe}} = 610 \text{ W}$  (violett,  $\blacktriangledown$ ),  $P_{\text{Lampe}} = 675 \text{ W}$  (schwarz,  $\bullet$ ),  $P_{\text{Lampe}} = 759 \text{ W}$  (rot,  $\blacksquare$ ) und  $P_{\text{Lampe}} = 1000 \text{ W}$  (blau,  $\blacktriangle$ ).

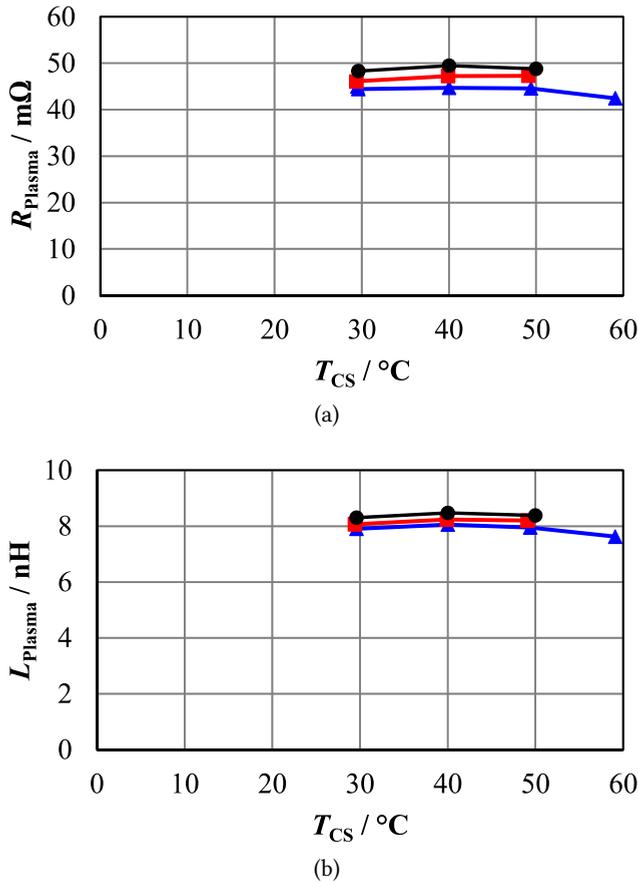


Abbildung 5.53: a) Plasmawiderstand  $R_{\text{Plasma}}$  und b) -induktivität  $L_{\text{Plasma}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  als Funktion der CS-Temperatur für verschiedene Lampenleistungen. (schwarz, ●):  $P_{\text{Lampe}} = 580 \text{ W}$ , (rot, ■):  $P_{\text{Lampe}} = 780 \text{ W}$ , (blau, ▲):  $P_{\text{Lampe}} = 1050 \text{ W}$ .

Aus den Messwerten wird deutlich, dass sich der Widerstand und die Induktivität des Plasmas nur geringfügig mit der CS-Temperatur ändern. Mit steigender CS-Temperatur ist eine Reduzierung des Plasmawiderstandes aufgrund der erhöhten Anzahl von Hg-Atomen zu erwarten. Bei einem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,6 \text{ mbar}$  steigt dieser jedoch mit der CS-Temperatur leicht an, wie in Abbildung 5.52 zu erkennen ist. Bei einem Puffergasdruck  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  hingegen sinkt der Plasmawiderstand ab einer CS-Temperatur von  $T_{\text{CS}} > 40 ^\circ\text{C}$  leicht ab. Wie bereits durch Abbildung 5.51 vermutet, zeigen beide Plasmaparameter der

Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar eine stärkere Abhängigkeit von der Lampenleistung (siehe Abbildung 5.52), als mit niedrigerem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar (siehe Abbildung 5.53). Bei dem kleinerem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar liegt der Plasmawiderstand auch bei kleiner Lampenleistung unter  $R_{\text{Plasma}} \leq 50$  m $\Omega$ . Dies ist durch die größere Beweglichkeit der Elektronen bei niedrigerem Puffergasdruck bedingt.

Die U-I-Kennlinie der Versuchslampe Nr. 3 weist für beide Puffergasdrücke einen positiven differentiellen Widerstand  $r_{\Delta\text{Plasma}}$  auf, wie in Abbildung 5.54 gezeigt. Der differentielle Widerstand der Versuchslampe Nr. 3 beträgt  $r_{\Delta\text{Plasma}} = 15,38$  m $\Omega$  bei  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar und  $r_{\Delta\text{Plasma}} = 23,72$  m $\Omega$  bei  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar. Dies entspricht auch den Ausführungen von Fang [139], der dieses Verhalten für steigende Plasmastromdichten festgestellt hat.

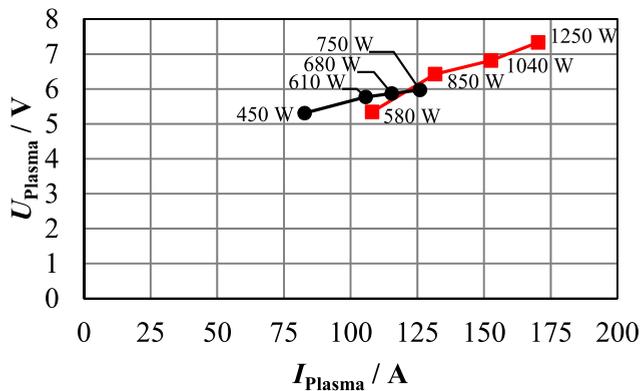


Abbildung 5.54: Gemessene U-I-Kennlinie der Versuchslampe mit  $p_{\text{Ar}} = 0,3$  mbar (rot, ■) und  $p_{\text{Ar}} = 0,6$  mbar (schwarz, ●)



# 6 Bewertung des Gesamtsystems

## Lampe & Wechselrichter

Die in dieser Arbeit vorgestellten theoretischen Betrachtungen und experimentellen Untersuchungen von am Markt verfügbaren SiC FETs zeigen, dass die Verwendung von unipolaren SiC FETs für die Realisierung von MHz-Wechselrichtern nicht nur Vorteile gegenüber dem Einsatz von Si FETs bringen, sondern auch Ausgangsleistungen im Kilowattbereich erst ermöglichen.

So können theoretisch Halbleiter-Wirkungsgrade von bis zu  $\eta_{HL} = 98,57\%$  mit der JFET-Kaskode für den hier entworfenen Vollbrückenwechselrichter bei einer Schaltfrequenz von 2 MHz erreicht werden. Die praktisch realisierten Laboraufbauten zeigten, dass der Systemwirkungsgrad insbesondere von der Wahl der Entlastungskapazität abhängt, da sie maßgeblich die Ausschaltverluste der Transistoren und die Filterverluste im Schwingkreis beeinflusst. In diesem Zusammenhang hat sich auch gezeigt, dass die in den passiven Bauelementen auftretende Verlustleistung höher ausfällt als die in den Transistoren, weshalb der Wirkungsgrad des Gesamtsystems mit der JFET-Kaskode bei maximal  $\eta_{WR} = 88,83\%$  unter Vollast liegt. Der gleiche Systemaufbau mit den  $80\text{ m}\Omega$  SiC-MOSFETs erreichte unter gleichen Bedingungen nur einen Wirkungsgrad von  $\eta = 83,48\%$ . Der schlechte Wirkungsgrad lässt sich mit der hohen Durchlassspannung der intrinsischen Freilaufdiode, der größeren Chipfläche und der längeren Stromabfallzeit erklären.

Die Wirkungsgradverläufe des Gesamtsystems, bestehend aus JFET-Wechselrichter mit  $C_{ext} = 200\text{ pF}$  und der Versuchslampe Nr. 2 mit Hg-Füllung, sind in Abbildung 6.1 (a) für einen kontinuierlichen Betrieb und einer Leistungsvariation über die Zwischenkreisspannung und in (b) für eine pulsbreitenmodulierte Lampenleistung dargestellt.

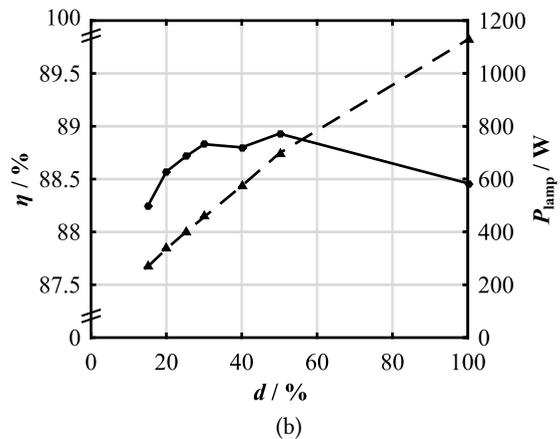
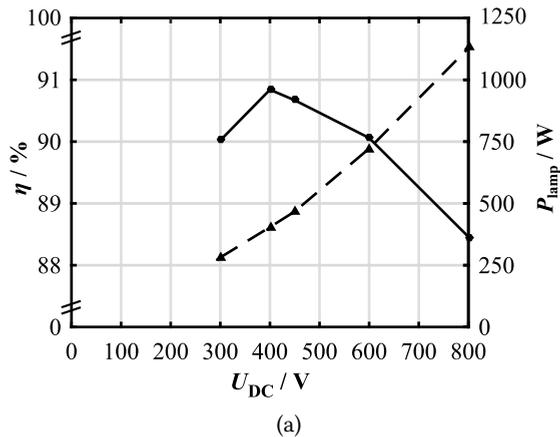


Abbildung 6.1: Gemessene Verläufe des Wirkungsgrades  $\eta$  ( $\blacklozenge$ ) und der Ausgangsleistung  $P_{\text{Lampe}}$  ( $\blacktriangle$ ) des Gesamtsystems als Funktion (a) der Zwischenkreisspannung im kontinuierlichen Betrieb und (b) des Aussteuergrades im Betrieb mit Pulsbreitenmodulation. Das Gesamtsystem besteht aus dem JFET-Wechselrichter mit  $C_{\text{ext}} = 200 \text{ pF}$  und der 1,2 kW-Hg-Induktionslampe Nr. 2.

Man kann deutlich erkennen, dass der maximale Wirkungsgrad im kontinuierlichen Betrieb bei einer kleineren Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 400 \text{ V}$  erreicht wird und bei  $\eta_{\text{WR}} = 90,8\%$  liegt. Unter Vollast liegt der Wirkungsgrad bei  $\eta_{\text{WR}} = 88,5\%$ , was vor allem an der kleinen Entlastungskapazität von nur  $C_{\text{ext}} = 200 \text{ pF}$  und damit den erhöhten Ausschaltverlusten der Transistoren liegt. Diese Wechselrichterkonfiguration stellt die Basis für den Betrieb mit einer pulsbreitenmodulierten Ausgangsleistung. Man kann dem Wirkungsgradverlauf

aus Abbildung 6.1 (b) entnehmen, dass die Ausgangsleistung nicht vollständig proportional zum Aussteuergrad  $d$  ist. Dies liegt vor allem an der abklingenden Schwingung im Resonanzkreis während der Pulspause, wie man auch in Abbildung 5.32 (a) sehen kann, weshalb keine abrupte Unterbrechung der Leistungsübertragung vom Wechselrichter zur Lampe möglich ist.

Eine Vergrößerung der Entlastungskapazität auf  $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$  ergibt den Wirkungsgradverlauf in Abbildung 6.2.

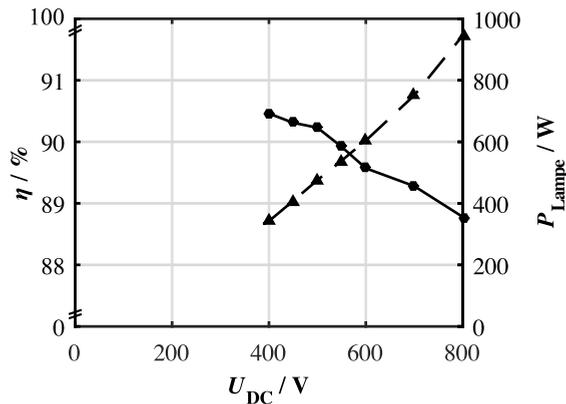


Abbildung 6.2: Gemessener Verlauf des Wirkungsgrades  $\eta$  (◆) und der Lampenleistung  $P_{\text{Lampe}}$  (▲) des Gesamtsystems als Funktion der Zwischenkreisspannung  $U_{\text{DC}}$ , bestehend aus JFET-Wechselrichter mit  $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$  und der 1,2 kW-Hg-Induktionslampe Nr. 2.

Durch die Reduzierung des Spannungsanstieges während des Ausschaltvorgangs steigt der Wirkungsgrad auf  $\eta_{\text{WR}} = 88,78 \%$  unter Volllast, die maximale Ausgangsleistung sinkt jedoch auf  $P_{\text{Lampe}} = 945,5 \text{ W}$  im Gegensatz zum Betrieb mit einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1128 \text{ W}$  und einer Entlastungskapazität von  $C_{\text{ext}} = 200 \text{ pF}$  (siehe Abbildung 6.1 a)). Der Resonanzstrom unterscheidet sich in beiden Fällen nur um  $\Delta I_L = 0,18 \text{ A}$ , wodurch ein signifikanter Einfluss der ohmschen Verluste in der Resonanzdrossel ausgeschlossen werden kann. Insgesamt ergibt sich durch die Vergrößerung der Entlastungskapazität eine Änderung der Gesamtverluste um  $\Delta P_{\text{vWR}} = -27,33 \text{ W}$ , was einer Änderung von  $\Delta P_{\text{vJFET}} = -6,83 \text{ W}$  pro JFET entspricht. Im Falle der VJFETs bedeutet dies eine Veränderung der Junctiontemperatur um mehr als  $\Delta T_j = -7,5 \text{ K}$ .

Dass kein höherer Wirkungsgrad erzielt wird, liegt zum einen an einem hohen notwendigen Resonanzstrom und zum anderen an der gespeicherten Energie im Resonanzkreis. Das Verhältnis der von der Last aufgenommenen Wirkleistung zur vom Resonanzkreis bereitgestellten Scheinleistung liegt bei nur  $\cos\varphi \approx 0,35$ . Eine Vergrößerung dieses Verhältnisses würde den Gesamtwirkungsgrad weiter steigern. Hierfür kann man die Messungen mit der Versuchslampe Nr. 3 heranziehen, welche mit 3 unterschiedlichen Lampenleistungen betrieben wird. Um die unterschiedlichen Lampenleistungen einzustellen, wird die Lampeninduktivität mittels eines Serienkondensators kompensiert. Dadurch ändert sich die Phasenlage des Resonanzstromes zur Wechselrichterausgangsspannung und sowohl der Resonanzstrom als auch die Flankensteilheit der Drain-Source-Spannung am Transistor sinken. Durch den geringeren Scheinleistungsbedarf steigt dann der Wechselrichterwirkungsgrad mit der Ausgangsleistung an. Abbildung 6.3 veranschaulicht diesen Effekt daher am Wirkungsgradverlauf des JFET-Wechselrichters mit steigender Ausgangsleistung. Der JFET-Wechselrichter ist mit Entlastungskondensatoren der Größe  $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$  bestückt und wird mit einer Taktfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$  betrieben.

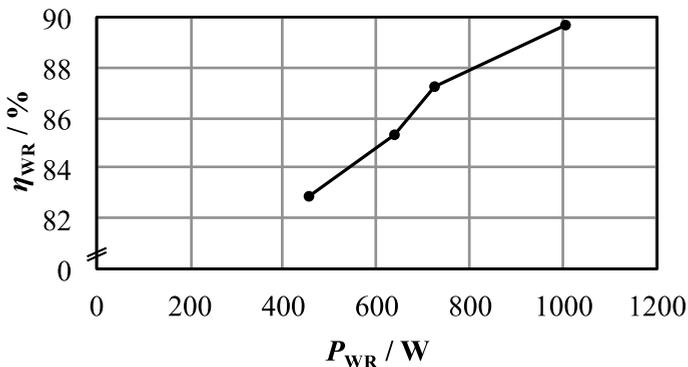


Abbildung 6.3: Gemessener Wirkungsgradverlauf des JFET-Wechselrichters mit steigender Ausgangsleistung.

Der Resonanzstrom reduziert sich durch die kapazitive Kompensation der Lampe von  $I_{\text{res}} = 6,1 \text{ A}$  auf  $I_{\text{res}} = 4,3 \text{ A}$ , wodurch die Durchlassverlustleistung der Transistoren um 51 % und die Ausschaltverlustleistung um 60 % sinken. Lediglich die Verlustleistungen des Ausgangstrafos und Resonanzkondensators stei-

---

gen, aufgrund der größeren Ausgangsspannung. Die höchste Wechselrichtereffizienz von  $\eta_{WR} = 91,44\%$  wird bei einer reduzierten Zwischenkreisspannung von  $U_{DC} = 600\text{ V}$ , mit Entlastungskapazitäten von  $C_{ext} = 347\text{ pF}$  und mit der Versuchslampe Nr. 3 bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 1050\text{ W}$  erreicht.

Die Messungen an den vorgestellten Induktionslampen ergeben Lampenwirkungsgrade für die 254 nm-Strahlung im kontinuierlichen Betrieb von bis zu  $\eta_{254\text{ nm}} = 27,12\%$  bei  $P_{Lampe} = 272\text{ W}$ . UV-C-Strahlung anderer Wellenlängen wird in dieser Arbeit nicht berücksichtigt, weshalb der maximale Gesamtwirkungsgrad für ein optimal angepasstes Lampe-Wechselrichter-System hier mit maximal  $\eta_{System} = 27,12\% \cdot 91,44\% = 24,80\%$  für die 254 nm-Strahlung spezifiziert werden kann. In einem optimalen gepulsten Betrieb, wenn die Lampe eine Effizienz von  $\eta_{254\text{ nm}} = 39,80\%$  erreicht, liegt der Gesamtwirkungsgrad sogar bei maximal  $\eta_{System} = 39,80\% \cdot 91,44\% = 36,39\%$ .

Betrachtet man den spezifischen UV-C-Strahlungsfluss der hier entwickelten Lampe, so liegt dieser bei der höchsten 254 nm-Effizienz von  $\eta_{254\text{ nm}} = 27,12\%$  und  $P_{Lampe} = 272\text{ W}$  bei  $3,69\text{ W/cm}$ . Durch die Senkung des Puffergasdruckes kann die Lampeneffizienz im kontinuierlichen Betrieb für  $P_{Lampe} = 1050\text{ W}$  von  $\eta_{254\text{ nm}} = 7,46\%$  auf  $\eta_{254\text{ nm}} = 14,19\%$  gesteigert werden, wodurch der spezifische UV-C-Strahlungsfluss auf  $7,38\text{ W/cm}$  erhöht wird.

Konventionelle Hg-LP- und -MP-Lampen-Systeme werden mit elektronischen Vorschaltgeräten betrieben, welche typischerweise Wirkungsgrade von  $90\% \leq \eta_{WR} \leq 94\%$  erreichen. Hg-MP-Lampen weisen eine maximale UV-Effizienz von  $\eta_{UV} = 15\%$  auf [2]. Damit liegt die Effizienz eines konventionellen Hg-Mitteldrucklampen-Systems im besten Fall bei  $\eta_{System} \leq 14,1\%$ . Ein Amalgam-Niederdrucklampen-System hingegen weist maximale Wirkungsgrade bis zu  $\eta_{System} \leq 35\% \cdot 94\% \leq 32,9\%$  auf. Abbildung 6.4 zeigt die hier gemessene Lampe im Vergleich zu konventionellen Lampensystemen.

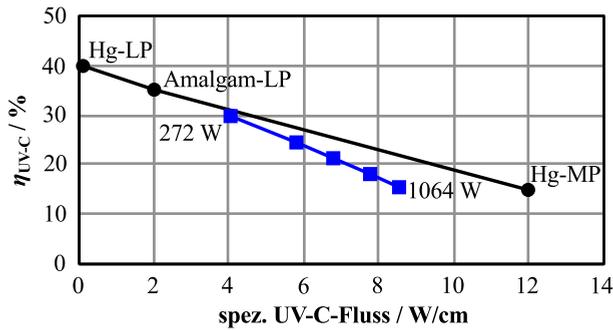


Abbildung 6.4: UV-C Effizienz als Funktion des spezifischen UV-C-Flusses für die hier untersuchte Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,3$  mbar (blau, ■) im Vergleich zu konventionellen Hg-Lampensystemen (schwarz, ●) [2]

Für die hier untersuchte Induktionslampe wird nur die 254 nm-Strahlungsleistung herangezogen, während bei konventionellen Lampen noch weitere Emissionslinien im UV-C-Bereich berücksichtigt werden. Daher kann mit der in dieser Arbeit entwickelten Hochleistungs-Induktionslampe bereits ein großer Leistungsbereich abgedeckt werden, der zwischen der konventionellen Amalgam-LP-Lampe und der Hg-MP-Lampe liegt.

Ein weiteres noch nicht berücksichtigtes Argument für die hochbelastete Induktionslampe betrifft die keimtötende Wirkung der emittierten Strahlung. Nach einer Gewichtung der spektralen Bestrahlungsstärke von Hg-LP-Lampen mit der Wirkfunktion der UV-Desinfektion von Keimen, wird eine höhere mikrobizide Wirkung mit LP-Lampen erreicht, als mit Hg-MP-Lampen. Hg-LP-Lampen erreichen eine Inaktivierungseffizienz von 84 % der UV-C-Strahlung und Hg-MP-Lampen eine Effizienz von 79 % ihrer UV-C-Strahlung für *E.coli* [141, pp. 17-18]. Dies bedeutet, dass die keimtötende Effizienz von Hg-MP-Lampen dadurch auf 11,85 % fällt. Abbildung 6.5 zeigt die Inaktivierungseffizienz für *E.coli* der hier entwickelten Induktionslampe Nr. 3 im Vergleich zu konventionellen Lampen.

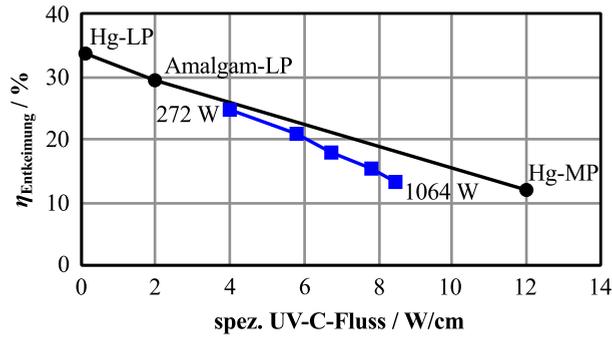


Abbildung 6.5: Inaktivierungseffizienz für *E. coli* als Funktion des spezifischen UV-C-Flusses für die hier untersuchte Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,3$  mbar (blau, ■) im Vergleich zu konventionellen Hg-Lampensystemen (schwarz, ●) [2, 141]

Anhand der Inaktivierungseffizienz wird schnell klar, dass die hier entwickelte Induktionslampe selbst bei sehr hoher Leistung von  $P_{Lampe} = 1000$  W nahezu optimal den Leistungsbereich zwischen LP- und MP-Lampen ausfüllt.

Zusammen mit dem hier vorgestellten 2 MHz-HF-Betriebsgerät weist das HF-Induktionslampen-System gegenüber konventionellen Hg-MP-Lampen eine vergleichbare Effizienz und gegenüber Amalgam-LP-Lampen eine wesentlich höhere Leistungsdichte auf. Der Wirkungsgrad des HF-Induktionslampen-Systems dieser Arbeit wird am stärksten von der nicht vollständig optimierten Induktionslampe, hinsichtlich der Wahl des optimalen Puffergasdruckes und des Hg-Partialdampfdruckes, eingeschränkt. Der gepulste Betrieb hat gezeigt, dass mit ihm eine Verbesserung der Lampeneffizienz auf  $\eta_{UV} = 39,80\%$  möglich ist. Damit erreicht das HF-Induktionslampen-System das Niveau von konventionellen Niederdrucklampen-Systemen und weist zusätzlich eine höhere Leistungsdichte auf.



## 7 Zusammenfassung

Diese Arbeit ist mit der Untersuchung und Entwicklung eines neuartigen UV-Lampensystems befasst, welches gegenüber konventionellen Nieder- und Mitteldruck-UV-Lampen neue Anwendungsfelder erschließen kann. Durch den Einsatz einer elektrodenlosen Hochleistungsinduktionslampe im Kilowattbereich können sowohl die Leistungsdichte gegenüber konventionellen Hg-Niederdrucklampen um ein Vielfaches und die Effizienz gegenüber Hg-Mitteldrucklampen gesteigert werden. Um die Praxistauglichkeit solcher Hochleistungsinduktionslampen nachzuweisen, werden HF-Betriebsgeräte benötigt, welche die erforderliche Lampenleistung bei hohem Wirkungsgrad liefern können.

Zu diesem Zweck werden anhand eines vereinfachten Plasmamodells die wichtigsten elektrischen Lampengrößen für verschiedene Lampenkörper abgeschätzt und mittels der Grundswingungsanalyse Berechnungsformeln für die Schwingkreisauslegung hergeleitet. Damit können auf einfache Weise zu den Lampenparametern passende Bauteilwerte der Schwingkreiscomponenten berechnet werden.

In dieser Arbeit werden erstmalig unipolare SiC-Transistoren im konventionellen TO247-Gehäuse für den Einsatz in HF-Resonanzwechselrichtern für Schaltfrequenzen im MHz-Bereich verglichen und untersucht. Bereits die theoretische Betrachtung der Gütezahlen und Ansteuerleistung von unipolaren SiC-Transistoren zeigt, dass die Halbleiterverluste gegenüber ihren Si-Pendants signifikant reduziert werden können. Damit kann der Wirkungsgrad von HF-Resonanzwechselrichtern wesentlich gesteigert werden. So können bei einer 50-fach höheren Schaltfrequenz von 2 MHz vergleichbare Wirkungsgrade, wie mit konventionellen elektronischen Vorschaltgeräten, erreicht werden. Auch die Betrachtung und Simulation der thermischen Eigenschaften von SiC-FETs zeigt, dass höhere zu-

lässige Sperrschichttemperaturen von bis zu  $T_{j\max} = 175\text{ °C}$  möglich sind und vorteilhaft für bessere Überlastfähigkeiten im Fehlerfall sind.

Für die Applikation von SiC-FETs in resonanten ZVS-Wechselrichtern, wird eine potenzialgetrennte Stromversorgung für unterschiedliche Gate-Source-Spannungen vorgestellt und für SiC-MOSFETs und JFETs implementiert. Die vorherigen theoretischen Überlegungen werden schließlich anhand der praktischen Aufbauten zweier ZVS-Vollbrückenwechselrichter, jeweils mit vertikalen SiC-JFETs und SiC-MOSFETs mit einem Durchlasswiderstand von  $R_{DS(on)} = 80\text{ m}\Omega$ , gestützt und verifiziert. So kann gezeigt werden, dass der Einsatz von SiC-VJFETs in der Kaskodenschaltung Vorteile gegenüber SiC-MOSFETs aufweist, weil die Kaskode im Freilaufpfad geringere Durchlassverluste als die intrinsische Freilaufdiode der SiC-MOSFETs verursacht. Dieser Vorteil wird auch durch die vergrößerte parasitäre Induktivität des Gatekreises innerhalb der Kaskode nicht negativ beeinflusst. So weist der ZVS-Wechselrichter mit SiC-VJFETs für den gleichen Arbeitspunkt mit ohmscher Last einen um 5,35 % höheren Wirkungsgrad auf, als mit SiC-MOSFETs. Anhand von unterschiedlichen Lastszenarien wird der Einfluss der externen Entlastungskapazitäten auf den Wechselrichterwirkungsgrad untersucht und gezeigt, dass eine optimal eingestellte Spannungsflanke sowohl die Verluste der Halbleiter als auch die des Schwingkreises begrenzt. So kann mit dem ZVS-Vollbrückenwechselrichter mit SiC-VJFETs ein maximaler Wirkungsgrad von  $\eta_{WR} = 91,44\%$  an einer Versuchslampe mit  $P_{Lampe} = 1050\text{ W}$  bei einer Zwischenkreisspannung von  $U_{DC} = 600\text{ V}$  erreicht werden. Dabei wird der Großteil der ohmschen Verluste durch die passiven Bauteile des Resonanzkreises verursacht und nicht durch die Halbleiterschalter.

An einer eigens für diese Arbeit vollständig neu entwickelten Hochleistungsinduktionslampe wird gezeigt, dass unter speziellen Betriebsbedingungen ein Systemwirkungsgrad von bis zu  $\eta_{System} = 35,70\%$  erreicht werden kann, was auf dem gleichen Niveau von konventionellen Hg-Niederdrucklampen-Systemen liegt. Dennoch haben die Untersuchungen auch gezeigt, dass das größte Verbesserungspotenzial in der Optimierung der Lampe selbst liegt. Die hier entwickelte Versuchslampe erreicht eine maximale 254 nm-Strahlungseffizienz von  $\eta_{254\text{ nm}} = 27,12\%$  bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 272\text{ W}$ , während sie

---

bei größerer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1050 \text{ W}$  noch Wirkungsgrade von  $\eta_{254 \text{ nm}} = 14,19 \%$  erreicht. Anfängliche Bedenken, dass die hohen Temperaturen des Lampenkörpers die Verluste im Ferritkoppler stark erhöhen würden, bestätigen sich nicht. So können die Verluste des Ferritkopplers bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1250 \text{ W}$  auf nur  $P_{\text{vKoppler}} \leq 35 \text{ W}$  beziffert werden.

Zusammengefasst hat diese Arbeit gezeigt, dass konventionelle SiC-LeistungsfETs durch ihre positiven Bauteileigenschaften erstmals die Realisierung von ZVS-Resonanzwechselrichtern für den MHz-Betrieb von Hochleistungsinduktionslampen ermöglichen. Hohe Systemwirkungsgrade sind hierbei durch die korrekte Wahl der Schwingkreisbauelemente im Kontext der Größe von Entlastungskondensatoren und der erwünschten Ausgangsleistung erreichbar.



## 8 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass SiC-FETs die Umsetzung von MHz-Wechselrichtern für Ausgangsleistungen im einstelligen kW-Bereich mit hohen Wirkungsgraden ermöglichen. Der Einsatz von sowohl selbstleitenden SiC-VJFETs in Verbindung mit der Kaskodenschaltung, als auch von SiC-MOSFETs hat gezeigt, dass höhere Wirkungsgrade als 90 % möglich sind. Die hier untersuchten ersten Generationen von SiC-FETs sind lediglich im klassischen TO-247 Gehäuse verfügbar, welches als kostenoptimiertes Gehäuse hauptsächlich in niederfrequent getakteten Leistungselektroniken zum Einsatz kommt. Die experimentellen Untersuchungen des Schaltverhaltens der Einzeltransistoren und der ZVS-Wechselrichter zeigen deutlich, dass dem Einsatz der Bauteile bei noch höheren Frequenzen und Leistungen aufgrund der parasitären Induktivitäten des TO-247 Gehäuses Grenzen gesetzt sind. Um die Schaltverluste der Transistoren weiter zu reduzieren und um die Ausgangsleistungen der Wechselrichter weiter zu erhöhen, ist eine Optimierung der Gehäuse unumgänglich. Aus diesem Grund wird im Rahmen eines vom Bildungministerium für Forschung und Bildung (BMBF) geförderten Verbundprojektes (Förderkennzeichen 16ES0204) der Einsatz von SiC-FETs in MHz-Wechselrichtern für Ausgangsleistungen bis zu 25 kW untersucht. Zu diesem Zweck werden SiC-MOSFETs in oberflächenmontierbaren Leistungsgehäusen direkt als Halbbrückenmodule verbaut. Dadurch lassen sich Kommutierungsinduktivitäten drastisch reduzieren, so dass höchste Schaltgeschwindigkeiten möglich werden. Abbildung 8.1 zeigt ein Muster eines Halbbrückenmoduls, welches mit 25 m $\Omega$ -SiC-MOSFET-Chips von Cree bestückt ist.

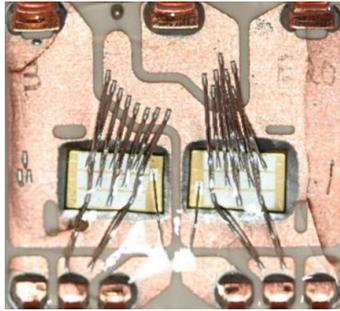


Abbildung 8.1: Fotografie ein Muster eines oberflächenmontierbaren Halbbrückenmoduls, welches mit  $25\text{ m}\Omega$ -SiC-MOSFET-Chips von Cree bestückt ist

Erste Untersuchungen haben ergeben, dass Ausgangsleistungen von bis zu  $15\text{ kW}$  mit nur einem Halbbrückenmodul möglich sind, während der Wirkungsgrad der Halbleiter bei über  $96\%$  liegt. Damit werden Halbleiterverstärker auch für Industrieanwendungen möglich, wie z.B. das Zonenziehen von Siliziumstäben oder Plasmaprozesse zur Oberflächenbehandlung.

Neben der Optimierung der Wechselrichter hat sich außerdem in dieser Arbeit gezeigt, dass weitere Verbesserungen am Lampensystem notwendig sind. Nur damit lässt sich der Bereich der Leistungsdichte und Effizienz zwischen konventionellen LP- und MP-Hg-UV-Lampen besser abdecken. Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass die Temperatur des Lampenkörpers im Betrieb und infolgedessen der Hg-Partialdampfdruck ansteigen. Daher sollte zukünftig der Einsatz von Amalgamen untersucht werden. Weiterhin haben die ersten Variationen des Puffergasdruckes gezeigt, dass in Induktionslampen hoher Leistung ein wesentlich niedrigerer Ar-Fülldruck gewählt werden muss. Insgesamt muss jedoch noch das Optimum aus elektrischer Leistung, Puffergasdruck und Hg-Partialdampfdruck gefunden werden. Dies ist auch wichtig, um mit der hier vorgestellten Methodik eine optimale Wechselrichterauslegung zu finden. Des Weiteren steigt im Trinkwasserbereich das Interesse an Hg-freien Lampenfüllungen. Erste Arbeiten von Briefi [142] und Ögün [143] zeigen, dass mit elektrodenlosen Lampen durchaus akzeptable Lichtausbeuten im Allgemeinbeleuchtungsbereich möglich werden. Es ist daher denkbar, weitere Untersuchungen von Füllmaterialien durchzuführen, die UV-C-Strahlung emittieren.

# A Anhang

## A.1 Kernverluste Eisenpulver

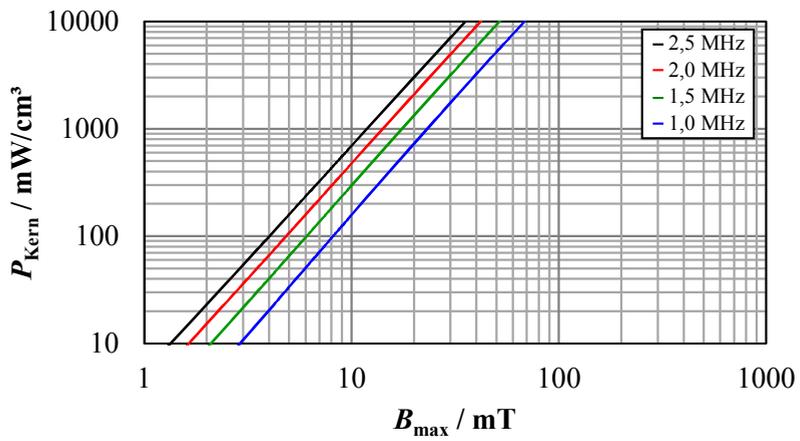


Abbildung A.1: Spezifische Kernverluste des Eisenpulver-Materialmix -2 von Micrometals gemäß [122]

## A.2 Kernverluste Amidon 61

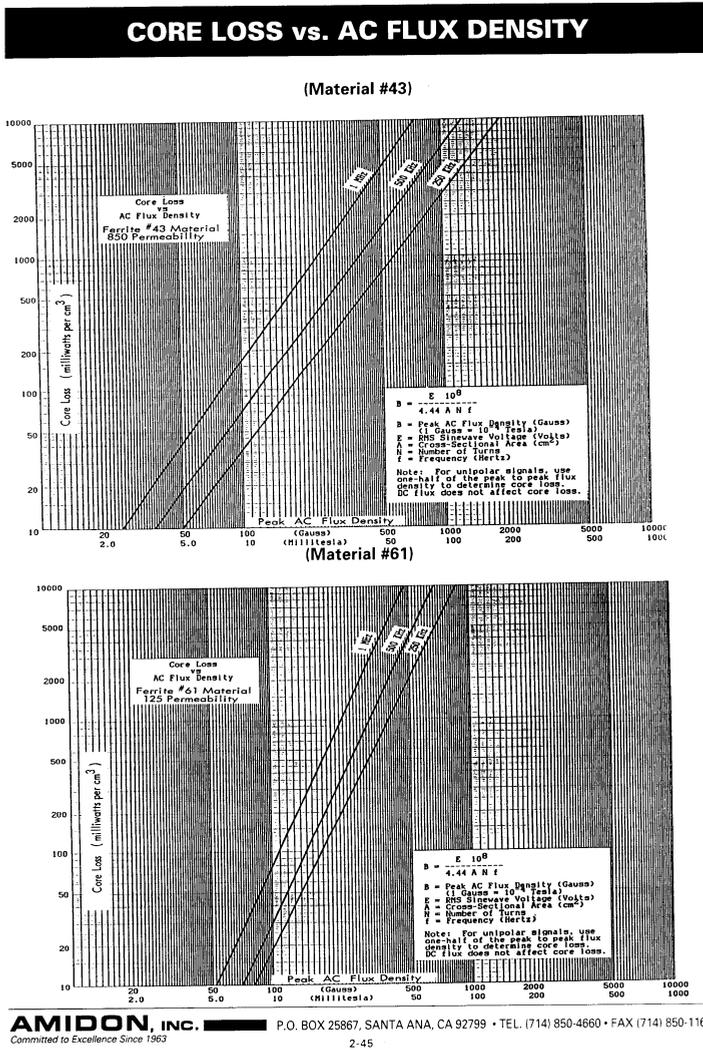


Abbildung A.2: Spezifische Kernverluste in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte für die Ferritmischungen Nr. 43 und 61, Quelle: Webseite Amidon Corporation, Inc., siehe Fußnote (1).

# Abbildungsverzeichnis

1.1	UV-C Effizienz konventioneller UV-Lampen als Funktion der spezifischen elektrischen Leistung . . . . .	2
1.2	Schaltbild eines elektronischen Vorschaltgerätes mit Leistungsfaktorkorrekturschaltung für Leuchtstofflampen auf Basis des Halbbrückenwechselrichters und einem Serien-Parallel-Schwingkreis, gemäß [8, 9] . . . . .	4
2.1	Querschnittsskizze der Induktionslampe mit internem Hohlraumkoppler nach Bethenod [17] . . . . .	10
2.2	Querschnittsskizze der Induktionslampe mit Ringentladung gemäß [18, 23] . . . . .	11
2.3	Skizze verschiedener ICP Spulenanordnungen, gemäß [29, 30]. (a) Offener Entladungsraum mit Gasdurchfluss und außen angebrachter Spule. Das ICP wird lokal erzeugt und die entstehenden Ionen werden durch den Gasfluss zu dem behandelten Substrat transportiert. (b) Geschlossener Entladungsraum mit externer Planarspule, welche nicht mit dem Plasma in Kontakt kommt. Durch Anlegen eines Potentials an den Substratträger, werden die entstehenden Ionen des ICP zur Substratoberfläche beschleunigt. . . . .	12
2.4	Darstellung der entstehenden Feldlinien des induzierten H- und E-Feldes, sowie des E-Feldes zwischen den Windungen (a) einer Stabspule mit Ferritkern mit offenem magnetischem Kreis, (b) eines außen angeregten ICPs mittels außen angebrachter Luftspule (vgl. Abbildung 2.3 (a)) und (c) eines von einer Flachspule angeregten ICPs (vgl. Abbildung 2.3 (b)). . . . .	14

2.5	Querschnitt der von (a) innen und (b) außen angeregten ICP. Anhand dieser Grundflächen wird das Plasmavolumen berechnet.	15
2.6	(a) Typische Elektronendichteverteilung $n_e(r)$ und (b) die entsprechende Leitfähigkeitsverteilung $\sigma(r)$ für eine mittlere Elektronendichte von $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und ein Verhältnis von $\omega/\bar{v}_m = 0,38$ , gemäß [33]. Die Werte wurden als Funktion des normierten Radius des Entladungsraumes aufgetragen. . . . .	18
2.7	E-Feldverteilung bei unterschiedlichen Plasmaleitfähigkeiten, gemäß [33] . . . . .	19
2.8	Ersatzschaltbild des induktiv gekoppelten Plasmas mit induktiver Einkopplung gemäß Piejak [37], welches in ein Transformator-ESB überführt dargestellt ist . . . . .	20
2.9	Ersatzschaltbild des ICP zur Herleitung der Plasmagrößen anhand der primärseitig gemessenen Spannungen und Ströme . . . . .	21
2.10	(a) Querschnitt einer Zelle des SiC VJFET von SemiSouth, gemäß [59, 60]. Er ist für den selbstleitenden und selbstsperrenden SiC VJFET gleich. (b) Querschnitt einer Zelle des SiC LVJFET von Infineon, gemäß [61, 62]. . . . .	26
2.11	Ersatzschaltbild des SiC VJFET von SemiSouth, gemäß [59, 60]. Es ist sowohl für den selbstleitenden als auch für den selbstsperrenden SiC VJFET gültig. . . . .	27
2.12	Originalschaltungen der ursprünglichen Kaskode gemäß [64]. Die Nr. 60 (a) und 82 (b) markieren den selbstleitenden JFET. Die Nr. 64 (a) und 84 (b) bezeichnen den selbstsperrenden Niederspannungstransistor, dessen Sperrspannung die negative Gate-Source-Spannung für den JFET liefert. Die Gesamtschaltung kann jeweils als selbstsperrender Schalter zwischen den Anschlüssen 68 & 69 (a) und 85 & 89 (b) eingesetzt werden. . . . .	29
2.13	Prinzipielle Strom- und Spannungsverläufe der Kaskodenschaltung während des Ein- und Ausschaltvorgangs, gemäß [56, Kap. 6.22, S. 465 ff] . . . . .	30

---

2.14	Schaltung der „cascode light“ Schaltung (a) gemäß [66] und die optimierte Version als „direct drive“ Kaskode (b) gemäß [67] . . .	32
2.15	Querschnitt einer DMOSFET-Zelle, gemäß [69, 73] . . . . .	34
2.16	Konventionelle Gatetreiberschaltungen für SiC-MOSFETs zur Erzeugung der Gatespannungen. (a) Mit positiver und negativer Spannung. (b) Mit zwei Brückentreibern mit jeweils eigener positiver Spannung. . . . .	36
2.17	Treiberschaltung nach Eberle [76] mit Vollbrückenschaltung . .	37
2.18	Treiberschaltung nach Anthony [77] mit unipolarer Gatespannung und beschleunigtem Einschaltvorgang . . . . .	38
2.19	Kurvenverläufe für den (a) Einschalt- und (b) Ausschaltvorgang eines Leistungs-MOSFET mit induktiver Last, gemäß [56]. Die Kurvenverläufe des IGBTs unterscheiden sich qualitativ nur während des Ausschaltvorgangs durch einen vorhandenen Schweifstrom. Dieser erhöht die Ausschaltverluste enorm und ist in der Lebensdauer der Ladungsträger der Raumladungszone begründet. . . . .	40
2.20	Ersatzschaltbild eines MOSFETs als veränderlicher Widerstand mit parasitären Bauteileigenschaften . . . . .	42
2.21	Kurvenverläufe für den Ausschaltvorgang eines Leistungs-MOSFET mit und ohne externer Entlastungskapazität $C_{\text{ext}}$ . . . . .	44
2.22	Schaltbild eines Vollbrückenwechselrichters mit ohmscher Last und den parasitär vorhandenen Ausgangskapazitäten der Transistoren. Die Induktivität $L_{s1}$ kann sowohl als separate Induktivität als auch die Streuinduktivität des Transformators $T_1$ sein.	45

2.23	Strompfade (1) bis (10) innerhalb des Vollbrückenwechselrichters unter ZVS-Betrieb und mit Phasenschiebermodus. In dieser Darstellung wird der rechte Halbbrückenweig voreilend angesteuert. Der linke Halbbrückenweig wird demnach verschoben von seiner normalen Phasenlage von $180^\circ$ angesteuert. Die Zwischenzustände 3a und 8a für den aktiven Freilauf (eingeschalteter MOSFET-Kanal, während der Diodenleitdauer) sind hier aus Platzgründen nicht dargestellt. . . . .	46
2.24	Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters unter ZVS-Betrieb und Phasenschiebermodus, gemäß [78, Kap. 20]. Die Stromabnahme während des Spannungsabbaus an einem Brückenweig stellt die Reduzierung der gespeicherten Drosselenergie durch die ohmsche Last dar. . . . .	47
2.25	Vollbrückenwechselrichter mit Parallelschwingkreis am Ausgang zum resonanten Betrieb unter Einhaltung der ZVS-Bedingung .	48
2.26	Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit Resonanzkreis am Ausgang und Betrieb unter Einhaltung der ZVS-Bedingung. Die Intervalle 1a und 3a bezeichnen die Zeiträume, in denen die Freilaufdioden den negativen Laststrom übernehmen und der Transistor unter ZVS eingeschaltet werden kann. An der Phasenlage des Laststromes zur Ausgangsspannung erkennt man, dass der Stromnulldurchgang erst stattfinden darf, wenn die Ausgangsspannung die entgegengesetzte Polarisierung vollständig erreicht hat. . . . .	49
2.27	Minimal benötigte Stromamplitude $\hat{i}_L$ des Resonanzstromes als Funktion der effektiven Ausgangskapazität $C_{\text{oss-eff}}$ und der Phasenlage des Stromes $\varphi$ . Als Berechnungsgrundlage wurde eine Kommutierungszeit von $t_\delta - t_{\text{off}} = 125 \text{ ns}$ vorgegeben. . . . .	51
2.28	Schaltbild des Dreipunkt-Wechselrichters mit über die Freilaufdioden $D_{c1}$ und $D_{c2}$ geklemmtem Spannungsnulldurchgang. Der Serienschwingkreis am Ausgang ermöglicht auch bei diesem Wechselrichter den Betrieb mit ZVS. . . . .	52

2.29	Fotografie des aufgebauten 3L-NPC-Wechselrichters. (a) Oberseite und (b) Unterseite der Leistungsteilplatine. . . . .	53
3.1	Zeichnung des koaxialen Lampenkörpers für bis zu 500 W Lampenleistung, der für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet wird. Weitere Lampenkörper für größere Lampenleistungen bis 1,2 kW werden mit Außenrohrdurchmessern von $d_a = 80$ mm und $d_a = 110$ mm gefertigt. Alle Maße sind in Millimetern angegeben. . . . .	57
3.2	Verlauf der Plasmainduktivität, $L_{\sigma\text{Plasma}}$ , als Funktion des Koppelfaktors, $k$ , für verschiedene Plasmawiderstände, $R_{\text{Plasma}}$ , bei einer Betriebsfrequenz von 2 MHz . . . . .	60
3.3	Parallelschwingkreis mit zwei reaktiven Bauelementen. (a) Ersatzschaltbild mit idealen Bauelementen und (b) Übertragungsfunktion der Ausgangsspannung normiert auf die Resonanzfrequenz für die Gütefaktoren $Q_L = 3, 5, 7$ und $9$ , gemäß [79, (6.59), (7.35), (8.25), (9.24)]. . . . .	62
3.4	Flussdiagramm zur Berechnung des Schwingkreises für einen gegebenen Arbeitspunkt mit ohmscher Last . . . . .	64
3.5	Zeigerdiagramm für den Parallelschwingkreis mit ohmscher Last	65
3.6	Anhand der Datenblattangabe der Abfallzeiten $t_f$ berechnete Ausschaltverlustenergien als Funktion des Abschalt-Drainstromes $I_{\text{off}}$	74
3.7	Ersatzschaltbild des thermischen Pfades eines Leistungstransistors in einem TO-247 Gehäuse . . . . .	75
3.8	Thermische Simulation ausgewählter Bauteile für einen thermischen Fluss von $\overrightarrow{\Phi}_{\text{Chip}} = 10$ W. (a) Si-MOSFET IXF, Temperaturerhöhung $\Delta T_j = 0,55$ K. (b) SiC-MOSFET CMF20, Temperaturerhöhung $\Delta T_j = 3,2$ K. (c) Selbstsperrender SiC-JFET SJE63, Temperaturerhöhung $\Delta T_j = 5,5$ K. (d) Selbstleitender SiC-JFET SJD85, Temperaturerhöhung $\Delta T_j = 9,4$ K. . . . .	77

3.9	Verlauf der thermischen Impedanz $Z_{thJC}$ als Funktion der Pulsdauer $t_{puls}$ für einen Pulsaussteuergrad von $d = 50\%$ für verschiedene getestete Transistoren [96,97,100,101,105]. blau: UJN1208K, rot: UJN1205K, grün: C2M0080120D, schwarz: IPW65R080CFD, magenta: IPW65R041CFD. . . . .	78
3.10	Schaltung der „capacitor-clamped“ Kaskode gemäß [114,116]. Die Zenerdioden ZD1 und ZD2 begrenzen die maximal zulässigen Spannungen über $C_{puffer}$ und M2. Die Überspannungsschutzdiode (TVS) schützt das JFET-Gate vor transienten Überspannungen. Über $R_G$ kann der Gatestrom des JFETs begrenzt werden. .	80
3.11	Schematische Darstellung des Treiberkonzeptes bestehend aus galvanisch isoliertem Gleichspannungswandler, isolierter Signalübertragung und Gatetreiber-IC . . . . .	82
3.12	Prinzipschaltbild des Gleichspannungswandlers zur Versorgung der Gatetreiber bestehend aus Halbbrückenwechselrichter, 1:n1:n2-Transformator und Linearregler zur Logikversorgung . . . . .	84
3.13	Reales Transformator-Ersatzschaltbild mit Berücksichtigung der wichtigsten parasitären Komponenten: Koppelkapazität $C_k$ , Streuinduktivitäten $L_{\sigma 1}$ und $L'_{\sigma 2}$ , Wicklungswiderstände $R_{Cu1}$ und $R'_{Cu2}$ , Verlustwiderstand des Kerns $R_{Fe}$ . . . . .	85
3.14	Vergleich der gemessenen Koppelkapazität $C_k$ und der Streuinduktivität $L_{\sigma}$ der verschiedenen Aufbauarten von Transformatoren bei einer Testfrequenz von 2 MHz. Es ist deutlich zu erkennen, dass weit voneinander entfernte Primär- und Sekundärwicklungen eine niedrige Koppelkapazität jedoch eine große Streuinduktivität hervorrufen. Es muss daher ein geeigneter Kompromiss gefunden werden. . . . .	86
3.15	Trapezförmige Ausgangsspannung des Vollbrückenwechselrichters (violett) mit Annäherung der Spannungsform durch eine Fourier-Reihe bis zur 5. Harmonischen (blau). . . . .	88
3.16	Frequenzspektrum der Trapezspannung in prozentualen Anteilen der Grundschwingung, berechnet bis zur 11. Harmonischen.	89

3.17	Simulierte Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters für die Wechselrichterauslegung bei $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$ mit idealen Schaltern und jeweils einer Parallelkapazität von $C_{\text{oss-max}} = 1270 \text{ pF}$ für einen Plasmawiderstand von $R'_{\text{Plasma}} = 9,1 \Omega$ und einer Zwischenkreisspannung von $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . Blau: $u_{\text{AB}}(t)$ , rot: $i_{\text{L}}(t)$ , grün: $p_{\text{Plasma}}(t)$ . . . . .	91
4.1	Schaltung zur statischen Charakterisierung der Leistungstransistoren. . . . .	94
4.2	Schaltung zur Charakterisierung des Sperrverhaltens der Leistungstransistoren. . . . .	95
4.3	(a) Schaltung des Doppelpulsversuches. (b) Kurvenverläufe der Transistorspannungen an Drain-Source und Gate-Source, sowie des Drainstromes während des Doppelpulsversuches. . . . .	96
4.4	Blockdiagramm der Ansteuereinheit zur Generierung der Gate-signale für den ZVS-Vollbrückenwechselrichter. Die Periodendauer der Schaltfrequenz $T_{\text{sw}}$ , die Wechselrichtertotzeit $t_{\text{tot}}$ und die Pulspaketbreite $a_{\text{PWM}}$ zur Lampendimmung können über die Drehencoder 1 bis 3 eingestellt werden. Die Ansteuersignale werden von einem mechanischen Schalter freigeschaltet. . . . .	99
4.5	Blockdiagramm des Signalpfades von der Ansteuereinheit bis zum Gatetreiber-IC. Die TTL-Ansteuersteuersignale werden über RG58-Koaxkabel übertragen. . . . .	100
4.6	Fotografie einer Halbbrücke des Vollbrückenwechselrichters mit selbstleitenden VJFETs. Der Ansteuer-MOSFET der Kaskode ist unterhalb des Kühlkörpers platziert. . . . .	101
4.7	Schaltung des resonanten ZVS Vollbrückenwechselrichters mit parasitären Leiterbahninduktivitäten und Koppelkapazitäten . .	102
4.8	Berechnete Verlustleistung der $10 \mu\text{H}$ -Resonanzdrossel mit NiZn-Ferritkernen und mit einem Kupfer-Massivdraht mit einem Durchmesser von $d_{\text{Cu}} = 2 \text{ mm}$ bewickelt. Schwarz: Kernverlustleistung, blau: Kupferverlustleistung, grün: Gesamtverlustleistung. . . .	106

4.9	Fotografie der Resonanzdrossel aus Eisenpulverkernen . . . . .	108
4.10	(a) Mindestens benötigte Windungszahlen $N$ und (b) resultierende Hauptinduktivität $L_h$ für verschiedene Kernformen in Abhängigkeit der Anzahl von parallelgeschalteten Kernen. Blau: FT 240-61 Toroid (Amidon), grau: FT 240-52 Toroid (Fair-Rite), rot: 3F4 Planarkern E38/8/25 (Ferroxcube) und schwarz: 3F4 Toroid T107 (Ferroxcube). . . . .	110
4.11	Vergleich der entstehenden Kernverluste der betrachteten Kernformen. Blau: FT 240-61 Toroid (Amidon), rot: 3F4 Planarkern E38/8/25 (Ferroxcube) und schwarz: 3F4 Toroid T107 (Ferroxcube). . . . .	111
4.12	Fotografie des aufgebauten 1:1 Transformators mit 3 gestapelten Fair-Rite FT 240-52 Ringkernen mit jeweils 11 Windungen. Es wird eine Litze mit 480 Einzeladern mit je 100 $\mu\text{m}$ Durchmesser verwendet. . . . .	112
4.13	Schematischer Aufbau der Kühlkörperkalibrierung mit Lastwiderständen bei konstanter Raumtemperatur. . . . .	114
4.14	Prinzipschaltbild eines Stromwandlers CT mit Bürdenwiderstand $R_B$ . . . . .	116
4.15	Schaltbild der Stromnulldurchgangserkennung unter Einsatz eines Stromwandlers und Schottkydioden, gemäß [125] . . . . .	116
4.16	Gemessene Zeitverzögerung der Stromnulldurchgangserkennung in Abhängigkeit vom Resonanzstrom . . . . .	117
4.17	Schaltbild der Spannungs nulldurchgangserkennung am Vollbrücken-Wechselrichterausgang. . . . .	118
4.18	Gemessene Zeitverzögerung der Spannungs nulldurchgangserkennung in Abhängigkeit von der Spannungsflankensteilheit. . . . .	119
4.19	Spannungsscheitelwertmessung mit Diodengleichrichtern bei (a) koaxialem und (b) zweiadrigem Lampenkabel. Darstellung gemäß [126, S. 148, Abb. 4.19]. . . . .	120

---

4.20	(a) Schaltbild eines induktiv gekoppelten Richtkopplers der für die Messung der Ausgangsleistung eingesetzt werden kann. (b) Blockdiagramm des gesamten Messaufbaus zur Bestimmung der Lampenleistung. . . . .	122
4.21	Fotografien von (a) dem Richtkoppleraufbau und (b) einem Diodenmesskopf . . . . .	123
4.22	Gemessene Kopplungs- und Isolationsdämpfung des Richtkopplers in einem Frequenzbereich von $1 \leq f \leq 50$ MHz. Schwarz: Koppeldämpfung, rot: Isolationsdämpfung, grün: Durchgangsdämpfung. . . . .	124
4.23	Gemessene Ausgangsspannung der beiden aufgebauten DMK als Funktion der Eingangsfrequenz bei einer festen Eingangsleistung von $P_{\text{Mess}} = 19$ dBm. Dies entspricht 79,43 mW. . . . .	124
4.24	. . . . .	125
4.25	Gemessene Ausgangsspannung der beiden aufgebauten DMK als Funktion der Eingangsleistung $P_{\text{in}}$ für eine feste Frequenz von $f_{\text{Mess}} = 2$ MHz . . . . .	125
4.26	Querschnittszeichnung des Ferritkopplers mit Wasserkühlung für hohe Lampenleistungen . . . . .	126
4.27	Querschnittszeichnung des Ferritstabes mit KRSH-Profil mit Innenbohrung und Außennuten, gemäß [127] . . . . .	127
4.28	Fotografie des aufgebauten Lampenkopplers mit Wasserkühlung für den Ferritkern. Bei diesem Beispiel ist die Wicklung mit einem 2 mm Kupferdraht realisiert. . . . .	127
4.29	Gemessene Verluste $P_{\text{Koppler}}$ des Ferritkerns als Funktion der angelegten Kopplerspannung $U_{\text{Koppler}}$ . . . . .	128
4.30	Fotografie der fertigen 68 mm-Lampe mit wassergekühltem Lampenkoppler. Die Lampe ist hier zur Vermessung bereits in einem goniophotometrischen Aufbau befestigt. . . . .	130
4.32	Fotografie des Lampenappendixes nach dem Betrieb der Versuchslampe Nr. 3 bei $P_{\text{Lampe}} = 1000$ W . . . . .	130

---

4.31	Fotografie der Temperiereinrichtung zur Einstellung der Coldspot-Temperatur. Der Kupferblock wird mittels Peltierelementen entweder aufgeheizt oder abgekühlt. Silber- oder graphithaltige Wärmeleitpaste sorgt für einen optimalen Wärmeübergang zwischen Glasappendix und Kupferblock. . . . .	131
4.33	Schema des goniophotometrischen Messaufbaus bestehend aus Lampe, Vorschaltgerät, Photodiode oder Spektrometermesskopf mit Diffusor, Spektrometer und Digitalspeicheroszilloskop . . .	132
4.34	Fotografien des Versuchsaufbaus. (a) Gesamtaufbau mit abgedunkeltem Messpfad zur Aufnahme des Lampenspektrums und (b) Detailaufnahme der auf einem Drehteller montierten Lampenhalterung. . . . .	134
5.1	Gemessener Durchlasswiderstand der ersten verfügbaren SiC-Transistoren von Cree Inc. (MOSFET) und SemiSouth Lab. Inc. (selbstleitende und -sperrende VJFETs) bei konstanter Kühlkörpertemperatur $T_{KK} = 80\text{ °C}$ und kontinuierlichem Drainstrom . . .	140
5.2	Ausgangskennlinienfeld des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R085 bei einer Kühlkörpertemperatur von $80\text{ °C}$ mit Ansteuerspannungen von $-5\text{ V} \leq U_{GS} \leq 0\text{ V}$ . . . . .	142
5.3	Gemessener Durchlasswiderstand in Abhängigkeit vom Drainstrom des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R085 bei verschiedenen Kühlkörpertemperaturen von 60 bis $100\text{ °C}$ . Es sind die Messwerte von zwei Bauteilen aufgetragen. Die Datenblattwerte für $25$ und $100\text{ °C}$ sind als Vergleich eingezeichnet. . . . .	143
5.4	Durchlasswiderstand des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R085 bei unterschiedlichen Drainströmen in Abhängigkeit von der Kühlkörpertemperatur.  $I_D = 12\text{ A}$ ,  $I_D = 10\text{ A}$ ,  $I_D = 6\text{ A}$ ,  $I_D = 4\text{ A}$ . . . . .	144

5.5	Durchlasswiderstand des selbstleitenden SiC VJFET SJDP12R085 bei unterschiedlichen Drainströmen in Abhängigkeit von der berechneten Sperrschichttemperatur aus Abbildung 5.4.  $I_D = 12$ A,  $I_D = 10$ A,  $I_D = 6$ A,  $I_D = 4$ A. . . . .	145
5.6	Ausgangskennlinienfeld des selbstsperrenden SiC VJFET SJEP12R063 bei einer Kühlkörpertemperatur von 80 °C mit Gateströmen von $20 \text{ mA} \leq I_{GS} \leq 1000 \text{ mA}$ . . . . .	146
5.7	Gemessener Durchlasswiderstand in Abhängigkeit vom Drainstrom des selbstsperrenden SiC VJFET SJEP12R063 bei verschiedenen Kühlkörpertemperaturen von 60 °C bis 100 °C . . . . .	147
5.8	Gemessenes Ausgangskennlinienfeld des 80 m $\Omega$ -SiC MOSFET CMF20120D bei einer Kühlkörpertemperatur von $T_{HS} = 80$ °C . . . . .	148
5.9	Gemessener Durchlasswiderstand in Abhängigkeit vom Drainstrom von ersten Mustern des CMF20120D SiC MOSFET bei verschiedenen Kühlkörpertemperaturen von 60 °C bis 100 °C. Die Datenblattwerte für 25 und 125 °C Junctiontemperatur sind zum Vergleich eingetragen. . . . .	149
5.10	Gemessener Sperrstrom der vertikalen SiC-JFETs und des ersten SiC-MOSFETs im Vergleich zu einem 1200 V Si-MOSFET bei einer Kühlkörpertemperatur von $T_{HS} = 80$ °C. Diese Messergebnisse sind bereits in [115] veröffentlicht. . . . .	150
5.11	Gemessene Ausschaltkurvenverläufe der SiC MOSFETs mit zusätzlicher Entlastungskapazität. (a) CMF20120D, (b) C2M0080120D. . . . .	152
5.12	Gemessene Ausschaltkurvenverläufe der direkt angesteuerten selbstleitenden SiC JFETs mit zusätzlicher Entlastungskapazität. (a) IJW120R070T1 LVJFET, (b) UJN1208K VJFET. . . . .	153
5.13	Gemessene Ausschaltkurvenverläufe des selbstleitenden UJN1208K VJFET in Kaskodenschaltung . . . . .	154

5.14 Reduzierung der Spannungsflankensteilheit während des Ausschaltvorganges in Abhängigkeit der externen Entlastungskapazität bei einem Drainstrom von 10 A.  SJD120R085 in Kaskodenschaltung,  C2M0080120D SiC-MOSFET,  IJW120R070T1 in Kaskodenschaltung,  IJW120R070T1 mit direkter Ansteuerung. . . . . 156

5.15 Ausschaltverluste der getesteten Bauteile bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80\text{ °C}$  und ohne externem Ausschaltgatevorwiderstand.  SJD120R085 in Kaskodenschaltung,  C2M0080120D,  IJW120R070T1 in Kaskodenschaltung,  IJW120R070T1 mit direkter Ansteuerung,  C2M0040120D,  CMF20120D. . . . . 157

5.16 Einschaltverluste der getesteten Bauteile bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80\text{ °C}$  und einem gesamten Gatevorwiderstand von  $R_G = R_{Gint} + R_{Gext} = 15\ \Omega$ . Der Schaltvorgang wurde für eine hart geschaltete Kommutierung auf eine 20 A SiC-Schottkydiode gemessen.  SJD120R085 in Kaskodenschaltung,  C2M0080120D,  IJW120R070T1 in Kaskodenschaltung,  IJW120R070T1 mit direkter Ansteuerung,  C2M0040120D,  CMF20120D. . . . . 158

5.17 Einschaltkurvenverläufe einer Kaskode mit einem VJFET. Zur Verlangsamung des Schaltvorganges und zur Verdeutlichung des Millerplateaus wird im Gatepfad des VJFETs ein externer Gatevorwiderstand von  $R_{Gext-JFET} = 15\ \Omega$  eingefügt. Grün: Gate-Source-Spannung des JFETs  $u_{GS-JFET}(t)$ , blau: Drain-Source-Spannung der Kaskode  $u_{DS}(t)$ , rot: Drainstrom  $i_D(t)$ . . . . . 160

5.18 Ausschaltkurvenverläufe einer Kaskode mit einem VJFET. Zur Verlangsamung des Schaltvorganges und zur Verdeutlichung des Millerplateaus wird im Gatepfad des VJFETs ein externer Gatevorwiderstand von  $R_{G-JFET} = 15\ \Omega$  eingefügt. Grün: Gate-Source-Spannung des JFET  $u_{GS-JFET}(t)$ , blau: Drain-Source-Spannung der Kaskode  $u_{DS}(t)$ , rot: Drainstrom  $i_D(t)$ . . . . . 161

5.19	Einschaltverluste der „capacitor-clamped“ Kaskode in Abhängigkeit der Größe des Pufferkondensators $C_{\text{puffer}}$ bei einem Drainstrom von $I_D = 10 \text{ A}$ und einer Kühlkörpertemperatur von $T_{\text{HS}} = 80 \text{ °C}$ . Schwarz: $R_{\text{G-MOS}} = 100 \text{ } \Omega$ , rot: $R_{\text{G-MOS}} = 3,3 \text{ } \Omega$ . . . . .	162
5.20	Gemessene Kurvenverläufe der „capacitor-clamped“ Kaskode im Schaltversuch mit einer Pufferkapazität von $C_{\text{Puffer}} = 2.2 \text{ nF}$ und einem MOSFET-Gatevorwiderstand von $R_{\text{G-MOS}} = 100 \text{ } \Omega$ [116]. (a) Einschaltvorgang und (b) Ausschaltvorgang. . . . .	163
5.21	Gegenüberstellung der berechneten Leit- (blau) und Schaltverlustleistungen (rot) der Transistoren für einen Resonanzstrom von $I_L = 5,6 \text{ A}$ . . . . .	168
5.22	Gegenüberstellung der Halbleiterwirkungsgrade der SiC- und Si-Transistoren für den gewählten Arbeitspunkt mit einer Ausgangsleistung des Vollbrückenwechselrichters von $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$ .	168
5.23	Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit C2M0080-120D SiC MOSFETs bei $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ mit $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$ . Die Ausgangsleistung beträgt $P_{\text{Last}} = 1314,7 \text{ W}$ und der Resonanzstrom $I_L = 6,14 \text{ A}$ . Grün: $u_{\text{GS}}(t)$ , blau: $u_{\text{DS}}(t)$ , rot: $i_L(t)$ . . . . .	170
5.24	Kurvenverläufe des Vollbrückenwechselrichters mit UJN1208 SiC VJFET in Kaskodenschaltung bei $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ mit $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$ . Die Ausgangsleistung beträgt $P_{\text{Last}} = 1379,4 \text{ W}$ und der Resonanzstrom $I_L = 6,16 \text{ A}$ . Grün: $u_{\text{DS-MOS}}(t) = -u_{\text{GS-JFET}}(t)$ , blau: $u_{\text{DS}}(t)$ , rot: $i_L(t)$ . . . . .	171
5.25	Gemessene Wirkungsgradverläufe des JFET-Vollbrückenwechselrichters mit verschiedenen Entlastungskapazitäten bei einer Betriebsfrequenz von $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$ und einer Zwischenkreisspannung bis zu $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . Schwarz: $C_{\text{ext}} = 200 \text{ pF}$ , grün: $C_{\text{ext}} = 250 \text{ pF}$ , violett: $C_{\text{ext}} = 300 \text{ pF}$ , rot: $C_{\text{ext}} = 347 \text{ pF}$ , blau: $C_{\text{ext}} = 400 \text{ pF}$ . . . . .	173

5.26 (a) Verlauf der maximalen Ausgangsleistung  $P_{\text{Last}}$  in Abhängigkeit von der Größe der eingesetzten Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$  bei einer Betriebsfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$  und einer Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$ . (b) Verlauf des gemessenen Wirkungsgrades  $\eta$  in Abhängigkeit von der Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$ . . . . . 174

5.27 Prozentuale Reduzierung (a) der Transistorverluste  $\Delta P_{\text{VMOS}}$ , (b) des Resonanzstromes  $\Delta I_{\text{res}}$  und (c) der Ausgangsleistung  $\Delta P_{\text{Last}}$  als Funktion der Entlastungskapazität  $C_{\text{ext}}$  des SiC VJFET-Vollbrückenwechselrichters bei einer Zwischenkreisspannung von  $U_{\text{DC}} = 800 \text{ V}$  und einer Schaltfrequenz von  $f_{\text{sw}} = 2 \text{ MHz}$ . . . . . 176

5.28 Fotografie der Versuchslampe Nr. 3 mit einem Puffergasdruck von  $p_{\text{Ar}} = 0,3 \text{ mbar}$  bei einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1,1 \text{ kW}$ , betrieben am JFET-Vollbrückenwechselrichter . . . . . 178

5.29 Gemessene Strahlstärkeverteilungskurve mit normierter Skala . 179

5.30 Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 2 mit einer 3,9 mg Hg-Füllung und einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 278,42 \text{ W}$ . Die gesamte UV-Strahlungsleistung für den Wellenlängenbereich  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$  beträgt hier  $P_{\text{UV}} = 58,83 \text{ W}$  und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{\text{UV}} = 21,13 \%$ . . . 180

5.31 Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 2 mit einer 3,9 mg Hg-Füllung und einer Lampenleistung von  $P_{\text{Lampe}} = 1118,11 \text{ W}$ . Die gesamte UV-Strahlungsleistung für den Wellenlängenbereich  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$  beträgt hier  $P_{\text{UV}} = 42,66 \text{ W}$  und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{\text{UV}} = 3,82 \%$ . . . 181

- 
- 5.32 Gemessene Kurvenverläufe des JFET-Wechselrichtersystems im Pulspaketbetrieb bei einer Zwischenkreisspannung von  $U_{DC} = 800$  V. Die Pulspaketdauer beträgt  $t_{Puls} = 30 \mu s$ , die Pulswiederholfrequenz  $f_{PWM} = 5$  kHz und die mittlere Lampenleistung  $P_{Lampe} = 168$  W. Rot:  $u_{DS-M2}(t)$  (200 V / div), blau:  $i_L(t)$  (5 A / div), grün:  $u_{out}(t)$  parallel zum Lampenausgang (400 V / div), gelb:  $-u_{GS-JFET}(t)$  (20 V / div). (a) zeigt die Pulspakete (50  $\mu s$  / div) und (b) die Kurvenverläufe während eines Pulspaketes (500 ns / div). . . . . 182
- 5.33 Zeitlich gemittelt gemessenes Spektrum der Versuchslampe Nr. 2 mit einer 3,9 mg Hg-Füllung und einer mittleren Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 559,1$  W. Die Pulsleistung der Lampe beträgt  $P_{Lampe} = 1118,11$  W. Die gesamte gemittelte UV-Strahlungsleistung für den Wellenlängenbereich  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$  beträgt hier  $P_{UV} = 60,63$  W und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{UV} = 10,84$  %. . . . . 183
- 5.34 Zeitliche Verläufe des Lampenstromes und der UV-Strahlungsleistung bei Pulsbetrieb der Versuchslampe Nr. 2 während der Pulspakete für (a)  $t_{Puls} = 100 \mu s$  und (b)  $t_{Puls} = 40 \mu s$  . . . . . 184
- 5.35 Zeitliche Verläufe des Lampenstromes und der UV-Strahlungsleistung bei Pulsbetrieb der Versuchslampe Nr. 2 während der Pulspakete für (a)  $t_{Puls} = 30 \mu s$  und (b)  $t_{Puls} = 20 \mu s$  . . . . . 185
- 5.36 Zeitliche Verläufe der Ausgangsspannung des Avalanche-Photodetektors für die Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm während der Pulspakete für (a)  $t_{Puls} = 40 \mu s$  und (b)  $t_{Puls} = 100 \mu s$  . . . 187
- 5.37 Verhältnis der gemessenen Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm im Pulsbetrieb der Versuchslampe Nr. 2 bei einer Pulsleistung von  $P_{Puls} = 1118,11$  W. Mit steigender mittlerer Leistung verschiebt sich das Verhältnis zum Nachteil der 254 nm-Emissionslinie. . . . . 188
-

5.38 Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6$  mbar bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 446,67$  W und einer eingestellten CS-Temperatur von  $T_{CS} = 50^\circ C$ . Die 254 nm-Strahlungsleistung beträgt hier  $P_{254\text{ nm}} = 97,28$  W und damit die Lampeneffizienz  $\eta_{254\text{ nm}} = 21,78\%$ . . . . . 189

5.39 Gemessene Effizienz der 254 nm-Strahlungsleistung der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6$  mbar als Funktion der am Appendix eingestellten CS-Temperatur bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 445$  W . . . . . 190

5.40 Verhältnis der gemessenen Bestrahlungsstärken der 254 nm- und 436 nm-Emissionslinie bei unterschiedlichen CS-Temperaturen und einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 445$  W der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6$  mbar . . . . . 190

5.41 (a) Gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254\text{ nm}}$  und (b) die Ausbeute  $\eta_{254\text{ nm}}$  dieser Strahlung als Funktion der Lampenleistung  $P_{Lampe}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6$  mbar für eine CS-Temperatur von  $T_{CS} = 40^\circ C$  . . . . . 191

5.42 Verhältnis der gemessenen Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254\text{ nm}}/E_{436\text{ nm}}$  in Abhängigkeit von der Lampenleistung  $P_{Lampe}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6$  mbar für eine CS-Temperatur von  $T_{CS} = 40^\circ C$  . . . . . 192

5.43 (a) Gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254\text{ nm}}$ , (b) Wirkungsgrad  $\eta_{254\text{ nm}}$  und (c) Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254\text{ nm}}/E_{436\text{ nm}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6$  mbar als Funktion der CS-Temperatur  $T_{CS}$  bei variiertes Lampenleistung. (grün, ◆):  $P_{Lampe} = 445$  W, (violett, ▼):  $P_{Lampe} = 610$  W, (schwarz, ●):  $P_{Lampe} = 675$  W, (rot, ■):  $P_{Lampe} = 759$  W, (blau, ▲):  $P_{Lampe} = 1000$  W . . . . . 193

- 
- 5.44 (a) Gemessene 254 nm-Strahlungsleistung, (b) Effizienz der 254 nm-Strahlungserzeugung und (c) das Verhältnis der 254 nm- und 436 nm-Bestrahlungsstärken als Funktionen der Lampenleistung bei einer CS-Temperatur von  $T_{CS} = 40\text{ °C}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,3\text{ mbar}$ . . . . . 197
- 5.45 (a) Gemessene Strahlungsleistung der 254 nm-Emissionslinie  $P_{254\text{ nm}}$ , (b) Wirkungsgrad  $\eta_{254\text{ nm}}$  und (c) Verhältnis der beiden Bestrahlungsstärken der Emissionslinien bei 254 nm und 436 nm  $E_{254\text{ nm}}/E_{436\text{ nm}}$  der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,3\text{ mbar}$  als Funktion der CS-Temperatur  $T_{CS}$  bei Lampenleistungen von  $P_{Lampe} = 565\text{ W}$  (schwarz, ●),  $P_{Lampe} = 850\text{ W}$  (rot, ■) und  $P_{Lampe} = 1050\text{ W}$  (blau, ▲). . . . . 199
- 5.46 Gemessene absolute Bestrahlungsstärke  $E$  der 436 nm-Emissionslinie als Funktion der Lampenleistung für die Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,6\text{ mbar}$  (schwarz, ●) und  $p_{Ar} = 0,3\text{ mbar}$  (rot, ■) Puffergasdruck bei einer CS-Temperatur von  $T_{CS} = 40\text{ °C}$ . . . . . 200
- 5.47 Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 3 bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 1000\text{ W}$ . (a)  $p_{Ar} = 0,6\text{ mbar}$ ,  $T_{CS} = 50\text{ °C}$ . (b)  $p_{Ar} = 0,3\text{ mbar}$ ,  $T_{CS} = 40\text{ °C}$ . . . . . 201
- 5.48 Mittlere Plasmastromdichte  $J_{Plasma}$  in Abhängigkeit von der Lampenleistung  $P_{Lampe}$  . . . . . 202
- 5.49 (a) Gemessene maximale 254 nm-Strahlungsleistung und (b) 254 nm-Strahlungseffizienz als Funktion der Lampenleistung während des Lampenhochlaufs der Versuchslampe Nr. 3 mit  $p_{Ar} = 0,3\text{ mbar}$  und  $T_{CS} = 40\text{ °C}$  . . . . . 204
- 5.50 Gemessene spektrale Bestrahlungsstärke  $E$  der Versuchslampe Nr. 3 bei einer Lampenleistung von  $P_{Lampe} = 1000\text{ W}$  mit  $p_{Ar} = 0,3\text{ mbar}$  und  $T_{CS} = 40\text{ °C}$ . Das Spektrum wurde nach einer Hochlaufzeit von  $t_{mess} = 5\text{ min}$  aufgenommen. . . . . 205
-

5.51	a) Plasmawiderstand $R_{\text{Plasma}}$ und b) -induktivität $L_{\text{Plasma}}$ der Versuchslampe Nr. 3 mit $p_{\text{Ar}} = 0,6$ mbar (schwarz, ●) und $p_{\text{Ar}} = 0,3$ mbar (rot, ■) als Funktion der Lampenleistung $P_{\text{Lampe}}$ bei einer CS-Temperatur von $T_{\text{CS}} = 40^\circ\text{C}$ . . . . .	206
5.52	a) Plasmawiderstand $R_{\text{Plasma}}$ und b) -induktivität $L_{\text{Plasma}}$ der Versuchslampe Nr. 3 mit $p_{\text{Ar}} = 0,6$ mbar als Funktion der CS-Temperatur für verschiedene Lampenleistungen: $P_{\text{Lampe}} = 445$ W (grün, ◆), $P_{\text{Lampe}} = 610$ W (violett, ▼), $P_{\text{Lampe}} = 675$ W (schwarz, ●), $P_{\text{Lampe}} = 759$ W (rot, ■) und $P_{\text{Lampe}} = 1000$ W (blau, ▲). . . . .	207
5.53	a) Plasmawiderstand $R_{\text{Plasma}}$ und b) -induktivität $L_{\text{Plasma}}$ der Versuchslampe Nr. 3 mit $p_{\text{Ar}} = 0,3$ mbar als Funktion der CS-Temperatur für verschiedene Lampenleistungen. (schwarz, ●): $P_{\text{Lampe}} = 580$ W, (rot, ■): $P_{\text{Lampe}} = 780$ W, (blau, ▲): $P_{\text{Lampe}} = 1050$ W. . . . .	208
5.54	Gemessene U-I-Kennlinie der Versuchslampe mit $p_{\text{Ar}} = 0,3$ mbar (rot, ■) und $p_{\text{Ar}} = 0,6$ mbar (schwarz, ●) . . . . .	209
6.1	Gemessene Verläufe des Wirkungsgrades $\eta$ (◆) und der Ausgangsleistung $P_{\text{Lampe}}$ (▲) des Gesamtsystems als Funktion (a) der Zwischenkreisspannung im kontinuierlichen Betrieb und (b) des Aussteuergrades im Betrieb mit Pulsbreitenmodulation. Das Gesamtsystem besteht aus dem JFET-Wechselrichter mit $C_{\text{ext}} = 200$ pF und der 1,2 kW-Hg-Induktionslampe Nr. 2. . . . .	212
6.2	Gemessener Verlauf des Wirkungsgrades $\eta$ (◆) und der Lampenleistung $P_{\text{Lampe}}$ (▲) des Gesamtsystems als Funktion der Zwischenkreisspannung $U_{\text{DC}}$ , bestehend aus JFET-Wechselrichter mit $C_{\text{ext}} = 300$ pF und der 1,2 kW-Hg-Induktionslampe Nr. 2. . . . .	213
6.3	Gemessener Wirkungsgradverlauf des JFET-Wechselrichters mit steigender Ausgangsleistung. . . . .	214
6.4	UV-C Effizienz als Funktion des spezifischen UV-C-Flusses für die hier untersuchte Versuchslampe Nr. 3 mit $p_{\text{Ar}} = 0,3$ mbar (blau, ■) im Vergleich zu konventionellen Hg-Lampensystemen (schwarz, ●) [2] . . . . .	216

6.5	Inaktivierungseffizienz für E. coli als Funktion des spezifischen UV-C-Flusses für die hier untersuchte Versuchslampe Nr. 3 mit $p_{Ar} = 0,3$ mbar (blau, ■) im Vergleich zu konventionellen Hg-Lampensystemen (schwarz, ●) [2, 141] . . . . .	217
8.1	Fotografie ein Muster eines oberflächenmontierbaren Halbbrückenmoduls, welches mit 25 mΩ-SiC-MOSFET-Chips von Cree bestückt ist . . . . .	224
A.1	Spezifische Kernverluste des Eisenpulver-Materialmix -2 von Micrometals gemäß [122] . . . . .	225
A.2	Spezifische Kernverluste in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte für die Ferritmischungen Nr. 43 und 61, Quelle: Webseite Amidon Corporation, Inc., siehe Fußnote (1). . . . .	226



# Tabellenverzeichnis

1.1	Vergleich von Nieder- und Mitteldruck-Quecksilberentladungslampen [2]. . . . .	2
2.1	Vergleich ausgewählter Materialparameter von Si und 4H-SiC [55–57] . . . . .	24
2.2	Zulässige Schaltzustände der Gatetreiberschaltung in Abbildung 2.16 (b) . . . . .	36
3.1	Abgeschätzte Plasmaparameter des ICP für den Lampenkörper mit 68 mm Außendurchmesser aus Abbildung 3.1 anhand von kommerziell erhältlichen UV-Lampen [2]. . . . .	57
3.2	Für den ausgewählten Lampenkörper berechnete Plasmaparameter für eine eingespeiste Plasmaleistung von $P_{\text{ICP}} = 447 \text{ W}$ bei $\omega = 2\pi \cdot 2,0 \text{ MHz}$ und einer mittleren Elektronendichte von $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ für relative Stoßfrequenzen von $\omega/v_m = 0,1; 0,38; 0,5$ . Es ist ersichtlich, dass die Eindringtiefe, $\delta_0$ , in allen Fällen größer als die Tiefe des Entladungsraumes von 20 mm ist. . . . .	59
3.3	(a) Übersicht der Datenblattangaben der in dieser Arbeit untersuchten Si- und SiC-Transistoren [94–106] von <sup>(1)</sup> IXYS, <sup>(2)</sup> IXYSRF, <sup>(3)</sup> Infineon, <sup>(4)</sup> SemiSouth, <sup>(5)</sup> United Silicon Carbide und <sup>(6)</sup> Cree. <sup>(a)</sup> Chipfläche anhand des thermischen Widerstandes proportional zum IXFX20N120P berechnet. . . . .	68
3.4	Berechnete bauteilspezifische FOMs nach [51, 52, 54, 107] . . . . .	70

3.5	Anhand der bauteilspezifischen Verzögerungszeiten berechnete maximale Schaltfrequenz $f_{sw-max}$ für die Begrenzung der Schaltzeiten auf $d_{sw} = 20\%$ und die maximale Gateansteuerfrequenz $f_{G-max}$ . . . . .	71
3.6	Vergleich der Gatetreiberleistung bei einer Schaltfrequenz von $f_{sw} = 2,0\text{ MHz}$ im überresonanten Betrieb der für diese Arbeit relevanten Transistoren . . . . .	73
3.7	Für die thermische Simulation verwendete Chipdimensionen ausgewählter Bauteile mit den simulierten thermischen Übergangswiderständen. Die Chipdicke der SiC-Bauteile wurde anhand eines Bauteilschliffs gemessen und die des Si-MOSFETs per Hersteller Auskunft ermittelt. . . . .	76
3.8	Vergleich der thermischen Impedanz $Z_{thJC}$ der Bauteile für einen Aussteuergrad von $d = 50\%$ und die maximale Zeitdauer $\Delta t_{Puls}$ , bis zu einem Anstieg der Impedanz der für diese Arbeit relevanten Transistoren [96, 97, 99–102, 104, 105, 113]. Die maximale Verlustleistung $P_{vmax}$ pro Puls ist für eine Gehäusetemperatur von $T_C = 80\text{ °C}$ bei einer Schaltfrequenz von $f_{sw} = 2\text{ MHz}$ berechnet. . . . .	79
3.9	Benötigte Ansteuerspannungen für die hier untersuchten Transistoren. Die doppelte Angabe bei den JFETs bedeutet, dass die hohe Einschaltspannung als kurzer Puls an der Gate-Source-Diode angelegt werden darf, um dessen Kapazität auszuräumen, und die niedrige, um das Bauteil dauerhaft einzuschalten. Der Si-MOSFET wird in der Kaskodenschaltung eingesetzt. . . . .	83
3.10	Daten der untersuchten Kernformen für den Einsatz als Transformator für die Stromversorgung der Gatetreiber. . . . .	85

3.11	Berechnete Werte der Schwingkreis­komponenten für verschiedene Plasmaleistungen von $P_{\text{Plasma}} = 500 \text{ W}$ und $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$ , bei einer Wicklungszahl des Ferritkopplers von $n_1 = 23$ , sowie einem Stromverhältnis von $A = 0,5$ zwischen Lampen- und Kondensatorstrom. Die Ausgangsspannung des Vollbrücken­wechsellrichter wird mit $U_{\text{AB},1} = 648,46 \text{ V}$ in der Berechnung berücksichtigt und die maximal mögliche Ausgangskapazität wird mit einer SPICE-Simulation verifiziert. . . . .	90
3.12	Simulierte Strom- und Spannungswerte im Schwingkreis für die eine Plasmaleistung von $P_{\text{Plasma}} = 1200 \text{ W}$ für unterschiedliche Kopplerwicklungszahlen. . . . .	92
4.1	Berechnete Bauteilwerte für die Eisenpulver-Drossel . . . . .	104
4.2	Berechnungsfaktoren $a$ und $b$ für die angenäherten Ferritverluste des Lampenkopplers für unterschiedliche Wicklungszahlen $N$ .	128
4.3	Übersicht der Füllungen der unterschiedlichen Lampenkörper .	129
4.4	Berechnete Absorptionsfaktoren für charakteristische Hg-Emissionslinien im spektralen UV-Bereich, wenn die 254 nm-Emissionslinie um 14,4 % absorbiert wird . . . . .	137
5.1	Aus Abbildung 5.1 berechnete Verlustleistung und Sperrschichttemperatur und Vergleich mit den Datenblattangaben [98, 99, 104]	141
5.2	Vergleich der maximalen Spannungsanstiegsgeschwindigkeit $du/dt$ ohne Entlastungskapazität für einen Drainstrom von $I_D = 10 \text{ A}$ . Die Werte für die maximale Stromänderungsgeschwindigkeit $di/dt$ und Stromabfallzeit $t_{\text{ifall}}$ sind aus den Messkurven abgeleitet. . .	155

5.3 Durchlasswiderstände  $R_{DS(on),125\text{ }^\circ\text{C}}$  der betrachteten Bauteile bei einer Sperrschichttemperatur von  $T_j = 125\text{ }^\circ\text{C}$ , sowie ihr auf ihre Chipfläche normierter spezifischer Widerstand  $R_{on-spec}$  und der berechnete maximal zulässige Drainstrom bei einer Kühlkörpertemperatur von  $T_{HS} = 80\text{ }^\circ\text{C}$ . Für den thermischen Übergangswiderstand vom Gehäuse zum Kühlkörper wird ein Wert von  $R_{thC-HS} = 0,3\text{ K/W}$  zu dem Datenblattwert  $R_{thJC}$  addiert. Aus dem Maximalstrom kann ein flächenspezifischer Maximalstrom  $I_{Dmax-spec}$  berechnet werden. . . . . 166

5.4 Erwartete Verlustleistungen der SiC-Transistoren für die Wechselrichterauslegung aus Kapitel 3.5 für eine Ausgangsleistung von  $P_{Plasma} = 1200\text{ W}$  bei einer Betriebsfrequenz von  $f_{sw} = 2\text{ MHz}$  mit einem Resonanzstrom von  $I_L = 5,6\text{ A}$  . . . . . 167

# Abkürzungsverzeichnis

## Materialien

Ar Argon

Hg Quecksilber

Mn Mangan

Ni Nickel

Si Silizium

SiC Siliziumkarbid

Zn Zink

## Abkürzungen

3L-NPC Dreipunkt-Wechselrichter mit geklemmter Mittelpunktspannung, eng.  
3-Level-Neutral-Point-Clamped

BHFFOM Hochfrequenz-Gütezahl nach Baliga, eng. Baliga high frequency figure of merit

cc eng. capacitor-clamped

CS kältester Punkt am Lampenkörper, eng. cold spot

CT Stromwandler, eng. current transformer

DMK Diodenmesskopf

- EEDF Energieverteilungsfunktion der Elektronen, eng. electron energy distribution function
- ESB Ersatzschaltbild
- EVG Elektronisches Vorschaltgerät
- FOM Gütezahl, eng. figure of merit
- FPGA eng. field programmable gate array
- HF-EVG Hochfrequenz-EVG
- HGÜ Hochspannungsgleichstromübertragung
- HSS Hochsetzsteller
- HV Hochspannung, eng. high voltage
- ICP Induktiv gekoppeltes Plasma, eng. inductively coupled plasma
- ISM industrielle, wissenschaftliche und medizinische Anwendungen, eng. industrial, scientific and medical
- JFET Sperrschicht-Feldeffekttransistor, eng. junction field-effect-transistor
- LP Niederdruck, eng. low pressure
- LV Niederspannung, eng. low voltage
- LVJFET vertikaler JFET mit lateral leitendem Kanal
- MOSFET Metall-Oxid-Halbleiter Feldeffekttransistor, eng. metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor
- MP Mitteldruck, eng. medium pressure
- NHFFOM neue Hochfrequenz-Gütezahl, eng. new high frequency figure of merit

RK	Richtkoppler, eng. directional coupler
TVS	Überspannungsschutzdiode, eng. transient voltage supressor
UV	Ultraviolett
VJFET	JFET mit vertikal leitendem Kanal
ZCS	Nullstromschalten, eng. zero current switching
ZVS	Nullspannungsschalten, eng. zero voltage switching

### Griechische Buchstaben

$\alpha_0$	Skin-Faktor für induktiv gekoppelte Plasmen
$\delta$	Eindringtiefe des Stromes
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$\kappa$	thermische Leitfähigkeit
$\lambda_m$	mittlere freie Weglänge
$\mu_0$	Permeabilität von Vakuum, $4\pi \cdot 10^{-7}$
$\mu_e$	Elektronenmobilität
$\omega$	Kreisfrequenz, $\omega = 2\pi f$
$\psi$	Volumenleistungsdichte
$\varphi$	Phasenlage des Laststromes zur Spannung
$\nu_m$	Plasmastößfrequenz

### Mathematische Symbole

$A$	Verhältnis zwischen Lampenstrom und reaktivem Strom durch den Parallelkondensator
$A_{\text{eff}}$	effektive magnetische Kernquerschnittsfläche

$a_{\text{PWM}}$	Aussteuergrad zur Einstellung der Pulspaketbreite
$C_{\text{DS}}$	Drain-Source-Kapazität
$C_{\text{GD}}$	Gate-Drain-Kapazität
$C_{\text{ext}}$	Entlastungskapazität, eng. snubber capacitor
$C_{\text{GS}}$	Gate-Source-Kapazität
$C_{\text{iss}}$	Eingangskapazität eines Transistors
$C_{\text{k}}$	Koppelkapazität
$C_{\text{o(er)}}$	energiebezogene Ausgangskapazität
$C_{\text{W}}$	parasitäre Wicklungskapazität einer Spule
$D_{\text{a}}$	Koeffizient der ambipolaren Diffusion
$d_{\text{a}}$	Außendurchmesser
$d_{\text{i}}$	Innendurchmesser
$E$	spektrale Bestrahlungsstärke
$e$	Elementarladung
$E_{\text{G}}$	Energie der Bandlücke eines Halbleitermaterials
$E_{\text{on/off}}$	Schaltverlustenergie
$f_{\text{sw}}$	Schaltfrequenz
$i_{\text{D}}(t)$	Momentanwert des Transistorstromes
$I_{\text{G}}$	Gatestrom
$I_{\text{L}}$	Strom durch Induktivität $L$
$j$	Stromdichte
$k$	Koppelfaktor

$L_\sigma$	Streuinduktivität
$l_{\text{eff}}$	effektive magnetische Weglänge
$L_{\text{ext}}$	Entlastungsinduktivität
$L_{\text{komm}}$	Kommutierungsinduktivität
$m_e$	Elektronenmasse
$n_e$	Elektronendichte
$n_{\text{int}}$	intrinsische Ladungsträgerdichte
$P_{\text{abs}}$	absorbierte Plasmaleistung
$P_L$	Lampenleistung
$P_{\text{sw}}$	Schaltverlustleistung
$P_v$	Verlustleistung
$p_v(t)$	Momentanwert der Verlustleistung
$Q_{\text{GD}}$	Gate-Drain-Ladung
$Q_{\text{GS}}$	Gate-Source-Ladung
$Q_g$	Summe der gesamten für einen Schaltvorgang benötigten Gateladung
$r_{\Delta\text{Plasma}}$	differenzieller Plasmawiderstand
$R_{\text{Gint}}$	interner Gatewiderstand
$r_a$	Außenradius
$R_{\text{Cu}}$	Kupferwiderstand
$R_{\text{DS(on)}}$	Kanalwiderstand eines MOSFET
$R_{\text{Fe}}$	Ersatzwiderstand eines Ferritkernes
$R_{\text{on-spec}}$	flächenbezogener spezifischer Durchlasswiderstand eines Bauteils

$R_{\text{th}}$	thermischer Übergangswiderstand
$T$	Temperatur
$t_{\delta}$	Zeitpunkt des Endes des Kommutierungsvorganges
$t_{\text{ifall}}$	Stromabfallgeschwindigkeit
$t_{\text{komm}}$	Kommutierungszeit
$t_{\text{off}}$	Abschaltzeitpunkt
$t_{\text{rr}}$	Sperrerholzeit einer Bipolar-Diode, eng. reverse recovery time
$T_{\text{sw}}$	Periodendauer der Schaltfrequenz
$t_{\text{tot}}$	Wechselrichtertot- / Kommutierungszeit
$U_{\text{DC}}$	Zwischenkreisgleichspannung
$U_{\text{DS}}$	Drain-Source-Spannung
$u_{\text{DS}}(t)$	Momentanwert der Drain-Source-Spannung
$U_{\text{GS-Miller}}$	Gate-Source-Spannung, während des Miller-Plateaus
$U_{\text{GS}}$	Gate-Source-Spannung
$U_{\text{GS}}$	Gate-Source-Spannung
$U_{\text{th}}$	Gate-Schwellenspannung, eng. threshold voltage
$v$	Geschwindigkeit
$V_{\text{L}}$	Lampenvolumen
$V_{\text{Plasma}}$	Plasmavolumen
$v_{\text{sat}}$	Sättigungsdriftgeschwindigkeit
$w$	Wandstärke
$W_{\text{ion}}$	Ionisationsenergie eines Neutralteilchens

$W_{\text{kin}}$  kinetische Energie

$E_0$  elektrisches Feld

$E_{\text{krit}}$  kritische Feldstärke



# Literaturverzeichnis

- [1] “Progress on Sanitation and Drinking Water 2015 - Assessment and MDG update”, 2015.
- [2] Heraeus Noblelight GmbH, Heraeusstr. 12-14, D-63450 Hanau, *Ultraviolette Lampen für die Desinfektion und Oxidation*, September 2008, Broschüre.
- [3] Michael Lambrecht, *Untersuchungen an Quecksilberhochdrucklampen zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung*, Doktorarbeit, Fakultät fÄEr Elektrotechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe, 1998.
- [4] P. Schwarz-Kiene, *Betriebsgeräte und Verfahren zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung*, Phd thesis, Technische Universität Karlsruhe, Germany, July 2000.
- [5] G. G. Lister, “Positive column model of highly loaded f-lamps”, in *Proceedings of the Ninth International Symposium on the Science and Technology of Light Sources (LS:9)*, Rolf S. Bergman, Ed. August 2001, pp. 459–468, Cornell University Print & Digital.
- [6] Oleg A. Popov, “Efficient Light Source Based on a Inductive Ferrite-Free Discharge at Frequencies of 300-3000 kHz”, *Technical Physics*, vol. 52, no. 6, pp. 751–758, June 2007.
- [7] Bundesnetzagentur, “Frequenzplan gemäß §54 TKG über die Aufteilung des Frequenzereichs von 9 kHz bis 275 GHz auf die Frequenznutzungen sowie über die Festlegungen für diese Frequenznutzungen”, Januar 2014.
- [8] Dierk Schröder, *Leistungselektronische Schaltungen*, Springer-Vieweg, 3. edition, 2012.

- [9] M. Rashid, *Power Electronics Handbook*, Elsevier, 3. edition, 2011.
- [10] Ian Douglas de Vries, *High Power and High Frequency Class-DE Inverters*, PhD thesis, Department of Electrical Engineering, University of Cape Town, August 1999.
- [11] N. Tesla, "System of Electric Lighting", June 1891, US Patent US 454 622.
- [12] J. J. Sir Thomson, "LIV. On the discharge of electricity through exhausted tubes without electrodes", *Philosophical Magazine Series 5*, vol. 32, no. 198, pp. 445–464, 1891.
- [13] Peter Cooper Hewitt, "Method of Producing Electric Light", Feb. 1907, US Patent US 843 534.
- [14] D. O. Wharmby, "Electrodeless lamps for lighting: a review", *Science, Measurement and Technology, IEE Proceedings A*, vol. 140, no. 6, pp. 465–473, Nov 1993.
- [15] V. A. Godyak, "Bright Idea: Radio-Frequency Light Sources", *IEEE Industry Applications Magazine*, vol. 8, no. 3, pp. 42–49, May/June 2002.
- [16] C. G. Smith, "Electric light", Apr. 1925, US 1 534 251.
- [17] Joseph Bethenod and Andre Claude, "Electromagnetic Apparatus", Feb. 1936, US Patent US 2 030 957 A.
- [18] J. M. Anderson, "Electrodeless Gaseous Electric Discharge Device Utilizing Ferrite Cores", 03 1970, US Patent US 3 500 118.
- [19] J. M. Anderson, "High Frequency Electrodeless Fluorescent Lamp Assembly", July 1970, US Patent US 3 521 120.
- [20] J. M. Anderson, "Electrodeless Fluorescent Lamp having a radio frequency gas discharge excited by a closed loop magnetic core", Apr. 1977, US 4 017 764.
- [21] Homer H. Glascock and J. M. Anderson, "Electrodeless Fluorescent Lamp", January 1977, US Patent US 4 005 330.

- [22] Pieter Postma, “Electrodeless gas discharge lamp”, April 1986, European Patent EP 0 074 690.
- [23] Michael R. Kling, “Elektrodenlose Lampe mit Wärmebrücke zwischen Transformator kern und Amalgam”, 12 2005, Dt. Patent DE 698 27 580 T2.
- [24] G. G. Lister, J. E. Lawler, W. P. Lapatovich, and V. A. Godyak, “The physics of discharge lamps”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 76, pp. 541–598, Jun 2004.
- [25] J. M. Anderson, “An electrodeless high intensity discharge lamp”, October 1993, EP Patent 0 566 310 A1.
- [26] Akira Hochi, Shigeru Horii, Mamoru Takeda, and Tomizo Matsuoka, “Electrodeless hid lamp and electrodeless hid lamp system using the same”, March 1997, European Patent EP 0 762 476 A1.
- [27] Achim Körber and Johannes A. J. M. van Vliet, “Electrodeless high-pressure discharge lamp”, Sep. 1996, European Patent EP 0 612 099 B1.
- [28] J. J. Sir Thomson, “The Electrodeless Discharge through gases”, *Proceedings of the Physical Society*, vol. 40, no. 13, pp. 79–89, March 1927.
- [29] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering, Volume 1: Principles*, vol. 1, Institute of Physics Publishing, 1995.
- [30] Alexander Piel, *Plasma Physics - An introduction to laboratory, space and fusion plasmas*, Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [31] Prof. Dr. Ulrich Stroth, *Plasmaphysik - Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*, Vieweg+Teubner Verlag, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH 2011, 2011.
- [32] Michael A. Lieberman and Allan J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, second edition, 2005, ISBN 0-471-72001-1.

- [33] G. G. Lister and M. Cox, “Modelling of inductively coupled discharges with internal and external coils”, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 1, no. 1, pp. 67–73, 1992.
- [34] M. J. van de Sande and J. J. A. M. van der Mullen, “Thomson scattering on a low-pressure, inductively-coupled gas discharge lamp”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, no. 12, pp. 1381–1391, May 2002.
- [35] Pascal Chabert and Nicholas Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*, Cambridge University Press, 2011.
- [36] J. W. Dennemann, “Determination of electromagnetic properties of low-pressure electrodeless inductive discharges”, *Journal of Physics D*, vol. 23, no. 3, pp. 293–298, March 1990.
- [37] R. B. Piejak, V. A. Godyak, and B. M. Alexandrovich, “A simple analysis of an inductive RF discharge”, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 1, no. 3, pp. 179, 1992.
- [38] Masaki Shinomiya, “The Matching Network of the Inductively Coupled Discharge Lamps”, *Journal of Light & Visual Environment*, vol. 19, no. 2, pp. 2\_33–2\_39, 1995.
- [39] E. Statnic and V. Tanach, “Investigation of the electrical discharge parameters in electrodeless inductive lamps with a re-entrant coupler and magnetic core”, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 15, no. 3, pp. 465–473, May 2006.
- [40] L.R. Nerone and AH. Qureshi, “Mathematical modeling and optimization of the electrodeless, low-pressure, discharge system”, in *Power Electronics Specialists Conference, 1993. PESC '93 Record., 24th Annual IEEE*, Jun 1993, pp. 509–514.
- [41] L.R. Nerone, “Design of a 2.5-MHz, soft-switching, class-D converter for electrodeless lighting”, *Power Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 12, no. 3, pp. 507–516, May 1997.

- [42] H. Miyazaki, H. Shoji, and Y. Namura, "High-frequency class-D converter driving with feedback capacitors for electrodeless fluorescent lamps", *Conference Record of 1998 IEEE Industry Applications Conference. Thirty-Third IAS Annual Meeting (Cat. No.98CH36242)*, vol. 3, pp. 2032–2037, 1998.
- [43] Dong Hyun Park, Hee-Jun Kim, Kee Yun Joe, and Mun Ho Kye, "Zero-voltage-switching high frequency inverter for electrodeless fluorescent lamp", in *Power Electronics Specialists Conference, 1998. PESC 98 Record. 29th Annual IEEE*, May 1998, vol. 2, pp. 2035–2040 vol.2.
- [44] H. Kido, S. Makimura, and S. Masumoto, "A study of electronic ballast for electrodeless fluorescent lamps with dimming capabilities", in *Industry Applications Conference, 2001. Thirty-Sixth IAS Annual Meeting. Conference Record of the 2001 IEEE*, Sept 2001, vol. 2, pp. 889–894 vol.2.
- [45] N. Takahashi, I Yokozeki, Y. Kato, T. Shimokawa, M. Ohkita, and M. Nakaoka, "The development of 500 W-class electronic ballast for electrodeless discharge lamp with 2.6 MHz", in *Power Electronics and Drive Systems, 2003. PEDS 2003. The Fifth International Conference on*, Nov 2003, vol. 2, pp. 1172–1176 Vol.2.
- [46] I. Yokozeki, T. Shimokawa, Y. Kato, M. Ohkita, N. Takahashi, and M. Nakaoka, "The design of peripheral circuits of inductive coupling type electrode-less discharge lamp", *The Fifth International Conference on Power Electronics and Drive Systems, 2003. PEDS 2003.*, vol. 2, pp. 1137–1140.
- [47] H. Fujita, H. Akagi, and S. Shinohara, "A 2-MHz 6-kVA voltage-source inverter using low-profile MOSFET modules for low-temperature plasma generators", *Power Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 14, no. 6, pp. 1014–1020, Nov 1999.
- [48] S. Shinohara, T. Suzuki, K. Tanino, H. Kobayashi, and Y. Hasegawa, "A novel low-profile power module aimed at high-frequency applications", in *Power Semiconductor Devices and ICs, 1996. ISPSD '96 Proceedings., 8th International Symposium on*, May 1996, pp. 321–324.

- [49] E. Johnson, “Physical limitations on frequency and power parameters of transistors”, in *IRE International Convention Record*, March 1965, vol. 13, pp. 27–34.
- [50] R.W. Keyes, “Figure of merit for semiconductors for high-speed switches”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 60, no. 2, pp. 225–225, Feb 1972.
- [51] K. Shenai, R.S. Scott, and B. Jayant Baliga, “Optimum semiconductors for high-power electronics”, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 9, pp. 1811–1823, Sep 1989.
- [52] B. Jayant Baliga, “Power Semiconductor Device Figure of Merit for High-Frequency Applications”, *IEEE Electron Device Letters*, vol. Vol. 10, no. No. 10, pp. pp. 455 – 457, October 1989.
- [53] H. Schlangenotto and E. Niemann, “Switching Properties of Power Devices on Silicon Devices”, in *MADEP-EPE, Florenz*, 1991, pp. 0–008–013.
- [54] Il-Jung Kim, Satoshi Matsumoto, Tatsuo Sakai, and Thoshiaki Yachi, “New Power Device Figure of Merit for High-Frequency Applications”, in *Proceedings of 1995 International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs, Yokohama*, 1995, vol. 8.32, pp. pp. 309 – 314.
- [55] Dierk Schröder, *Leistungselektronische Bauelemente*, Springer, 2 edition, 2006.
- [56] B. Jayant Baliga, *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*, Springer US, Boston, MA, 2008.
- [57] J. L. Hudgins, G. S. Simin, E. Santi, and M. A. Khan, “An Assessment of Wide Bandgap Semiconductor for Power Devices”, *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 18, no. 3, pp. 907–913, May 2003.
- [58] SemiSouth Laboratories Inc., 201 Research Boulevard, Starkville, MS 39759, USA, *Application Note AN-SS1 Silicon Carbide Enhancement-Mode Junction Field Effect Transistor and Recommendations for Use*, 2011.

- [59] SemiSouth Laboratories Inc., 201 Research Boulevard, Starkville, MS 39759, *Silicon Carbide Enhancement-Mode Junction Field Effect Transistor and Recommendations for Use*, Application Note.
- [60] M. Treu, R. Rupp, P. Blaschitz, K. Ruschenschmidt, T. Sekinger, P. Friedrichs, R. Elpelt, and D. Peters, “Strategic Considerations for Unipolar SiC Switch Options: JFET vs. MOSFET”, in *Industry Applications Conference, 2007. 42nd IAS Annual Meeting. Conference Record of the 2007 IEEE*, Sept 2007, pp. 324–330.
- [61] H. Mitlehner, W. Bartsch, K.-O. Dohnke, P. Friedrichs, R. Kaltschmidt, U. Weinert, B. Weis, and Dietrich Stephani, “Dynamic characteristics of high voltage 4H-SiC vertical JFETs”, in *Power Semiconductor Devices and ICs, 1999. ISPSD '99. Proceedings., The 11th International Symposium on*, 1999, pp. 339–342.
- [62] P. Friedrichs, H. Mitlehner, K.-O. Dohnke, Dethard Peters, R. Schorner, U. Weinert, E. Baudelot, and Dietrich Stephani, “SiC power devices with low on-resistance for fast switching applications”, in *Power Semiconductor Devices and ICs, 2000. Proceedings. The 12th International Symposium on*, 2000, pp. 213–216.
- [63] Samuel Araujo, *On the Perspectives of Wide-Band Gap Power Device in Electronic-Based Power Conversion for Renewable Systems*, PhD thesis, Kompetenzzentrum für Dezentrale Elektrische Energieversorgungstechnik - KDEE, Fachgebiet Elektrische Energieversorgungssysteme - EVS, Universität Kassel, February 2013.
- [64] B. J. Baliga and M. S. Adler, “Composite Circuit for Power Semiconductor Switching”, May 1987, US Patent US 4 663 547.
- [65] A. Melkonyan, “Elektronische Schalteinrichtung mit zumindest zwei Halbleiterschaltelementen”, September 2007, DE 10 2006 029 928 B3.
- [66] D. Domes and X. Zhang, “CASCODE LIGHT - normally-on JFET stand alone performance in a normally-off Cascode circuit”, in *PCIM Europe*

- 2010; *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management; Proceedings of*, 2010.
- [67] T. Köneke, A. Mertens, D. Domes, and P. Kanschat, “Highly Efficient 12kVA Inverter with Natural Convection Cooling Using SiC Switches”, in *PCIM Europe 2011; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management; Proceedings of*, 2011.
- [68] G. Kasebacher, *AN2013-17 - EiceDRIVER™ Enhanced 1EDI30712Cx*, IFAT PMM APS SE AC - Infineon Technologies AG, v. 2.0 edition, December 2013, Application Note.
- [69] Jr. Cooper, J.A, M.R. Melloch, Ranbir Singh, A Agarwal, and J.W. Palmour, “Status and prospects for SiC power MOSFETs”, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 4, pp. 658–664, Apr 2002.
- [70] Ranbir Singh, “Reliability and performance limitations in SiC power devices”, *Microelectronics Reliability*, vol. 46, no. 5-6, pp. 713–730, 2006.
- [71] Kevin Matocha, “Challenges in SiC power MOSFET design”, *Solid-State Electronics*, vol. 52, no. 10, pp. 1631–1635, 2008, Papers Selected from the International Semiconductor Device Research Symposium 2007-ISDRS 2007.
- [72] T. Nguyen, A Ahmed, T. Tran, and J. Park, “Gate Oxide Reliability Issues of SiC MOSFETs under Short Circuit Operation”, *Power Electronics, IEEE Transactions on*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2014.
- [73] J. Rabkowski, D. Pefitsis, and H-P Nee, “Silicon Carbide Power Transistors: A New Era in Power Electronics Is Initiated”, *Industrial Electronics Magazine, IEEE*, vol. 6, no. 2, pp. 17–26, June 2012.
- [74] Ryota Nakamura, Yuki Nakano, Masatoshi Aketa, Kawamoto Noriaki, and Kazuhide Ino, “1200V 4H-SiC Trench Devices”, in *PCIM Europe 2014; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion,*

- Renewable Energy and Energy Management; Proceedings of*, May 2014, pp. 1–7.
- [75] B. Callanan, *CPRWR-AN08 - Application Considerations for Silicon Carbide MOSFETs*, Cree Inc., January 2011, Application Note.
- [76] Wilson Allan Thomas Eberle, *MOSFET CURRENT SOURCE GATE DRIVERS, SWITCHING LOSS MODELING AND FREQUENCY DITHERING CONTROL FOR MHZ SWITCHING FREQUENCY DC-DC CONVERTERS*, Dissertation, Department of Electrical and Computer Engineering of the Queen's University, Kingston, Ontario, Canada, February 2008.
- [77] Philip Henry Anthony, *A Study of Resonant Gate Drivers and their Application in High Efficiency Power Electronic Converters*, Dissertation, Faculty of Engineering of the University of Bristol, Bristol, England, August 2013.
- [78] Robert Erickson and Dragan Maksimovic, *Fundamentals of Power Electronics*, Kluwer Academic Publishers, 2nd edition, 2001.
- [79] M. Kazimierczuk and D. Czarkowski, *Resonant Power Converters*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, USA, 2nd edition, 2011.
- [80] S. Dieckerhoff, M.J. Ruan, and R.W. De Doncker, "Design of an IGBT-based LCL-resonant inverter for high-frequency induction heating", in *Industry Applications Conference, 1999. Thirty-Fourth IAS Annual Meeting. Conference Record of the 1999 IEEE*, 1999, vol. 3, pp. 2039–2045 vol.3.
- [81] E. J. Dede, J. Jordan, V. Esteve, J. M. Espi, and S. Casans, "Behaviour of series and parallel resonant inverters for induction heating in short-circuit conditions", in *Power Electronics and Motion Control Conference, 2000. Proceedings. IPEMC 2000. The Third International*, 2000, vol. 2, pp. 645–649 vol.2.
- [82] H. Matsuo, H. Yonemori, and Y. Yasaka, "Phase-shift controlled zero current switching high frequency inverter in the MHz frequency range", in *Power Electronics Conference (IPEC), 2010 International*, June 2010, pp. 2830–2835.

- [83] A Nabae, I Takahashi, and H. Akagi, “A New Neutral-Point-Clamped PWM Inverter”, *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. IA-17, no. 5, pp. 518–523, Sept 1981.
- [84] Peter Barbosa, Peter Steimer, Jürgen Steinke, Manfred Winklnkemper, and Nikola Celanovic, “Active-Neutral-Point-Clamped (ANPC) Multilevel Converter Technology”, in *Proceedings of ETG-EPE*, 2005.
- [85] Johannes Kolb, *Optimale Betriebsführung des Modularen Multilevel-Umrichters als Antriebsumrichter für Drehstrommaschinen*, Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), November 2014.
- [86] C. Rizet, J.-P. Ferrieux, P. Le Moigne, P. Delarue, and A Lacarnoy, “Efficiency improvement in soft-switching three-level converters for high power UPS”, in *Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE), 2010 IEEE*, Sept 2010, pp. 1585–1590.
- [87] T. F Wu and J.-C. Hung, “A PDM controlled series resonant multi-level converter applied for X-ray generators”, in *Power Electronics Specialists Conference, 1999. PESC 99. 30th Annual IEEE*, 1999, vol. 2, pp. 1177–1182 vol.2.
- [88] C. Düerkop, J. Bergmann, and K. F. Hoffmann, “Analysis of Zero-Voltage-Switching Conditions in Multi-Level Inverter with Resonant Tank”, in *PCIM Europe 2010; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management; Proceedings of*, 2010.
- [89] James T. Dakin, “Nonequilibrium lighting plasmas”, *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 19, no. 6, pp. 991–1002, Dec 1991.
- [90] Yang Shen, Shi Ting, Liu Yang, and Chen Yuming, “Modelling of Ar-Hg Electrodeless Lamps”, *Plasma Science and Technology*, vol. 14, no. 2, pp. 147–151, Feb. 2012.

- [91] T. Yanai, Y. Sakamoto, M. Honda, K. Takahashi, M. Nakano, H. Kakehashi, and H. Fukunaga, "Magnetic Design for an Electrodeless Discharged Lamp", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 4, pp. 1505–1507, April 2012.
- [92] Pieter Postma, "Electrodeless metal vapour discharge lamp", 04 1985.
- [93] Oleg A. Popov and Robert Chandler, "Ferrite-free high power electrodeless fluorescent lamp operated at a frequency of 160-1000 kHz", *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 11, no. 2, pp. 218–227, May 2002.
- [94] IXYS Corporation, *Polar<sup>TM</sup> Power MOSFET HiPerFET<sup>TM</sup> IXFK20N120P, IXFX20n120P*, 2008, Datasheet.
- [95] IXYS RF, *DE475-102N21A RF Power MOSFET*, 2009, Datasheet.
- [96] Infineon Technologies AG, *CoolMOS<sup>TM</sup> CFD2 650V IPW65R041CFD2 Power Transistor*, 10 2011, Datasheet.
- [97] Infineon Technologies AG, *CoolMOS<sup>TM</sup> CFD2 650V IPW65R080CFD2 Power Transistor*, 02 2011, Datasheet.
- [98] SemiSouth Laboratories Inc., 201 Research Boulevard, Starkville, MS 39759, USA, *SJEP120R063 Normally-Off Trench Silicon Carbide Power JFET*, 2011, Datasheet.
- [99] SemiSouth Laboratories Inc., 201 Research Boulevard, Starkville, MS 39759, USA, *SJDP120R085 Normally-On Trench Silicon Carbide Power JFET*, 2011, Datasheet.
- [100] United Silicon Carbide Inc., *xJ SiC Series 45 mΩ - 1200 V SiC Normally-On JFET UJN1205K*, 2014, Datasheet.
- [101] United Silicon Carbide Inc., *xJ SiC Series 80 mΩ - 1200V SiC Normally-On JFET UJN1208K*, 2014, Datasheet.
- [102] Infineon Technologies AG, *SiC-JFET Silicon Carbide-Junction Field Effect Transistor CoolSiC<sup>TM</sup> 1200 V CoolSiC<sup>TM</sup> Power Transistor IJW120R070T1*, September 2013, Datasheet.

- [103] Cree Inc., *CMF10120D - Silicon Carbide Power MOSFET - Z-FET<sup>TM</sup> MOSFET*, 2012, Datasheet.
- [104] Cree Inc., *CMF20120D - Silicon Carbide Power MOSFET - Z-FET<sup>TM</sup> MOSFET*, 2012, Datasheet.
- [105] Cree Inc., *C2M0080120D - Silicon Carbide Power MOSFET - Z-FET<sup>TM</sup> MOSFET Rev. A*, 2013, Datasheet.
- [106] Cree Inc., *C2M0160120D - Silicon Carbide Power MOSFET - Z-FET<sup>TM</sup> MOSFET*, 2013, Datasheet.
- [107] D. Reusch and J. Strydom, "Evaluation of gallium nitride transistors in high frequency resonant and soft-switching dc-dc converters", *Power Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 30, no. 9, pp. 5151–5158, Sept 2015.
- [108] L. Saro, K. Dierberger, and R. Redl, "High-voltage MOSFET behavior in soft-switching converters: analysis and reliability improvements", in *Telecommunications Energy Conference, 1998. INTELEC. Twentieth International*, 1998, pp. 30–40.
- [109] A. Fiel and T. Wu, "MOSFET failure modes in the zero-voltage-switched full-bridge switching mode power supply applications", in *Applied Power Electronics Conference and Exposition, 2001. APEC 2001. Sixteenth Annual IEEE*, 2001, vol. 2, pp. 1247–1252 vol.2.
- [110] G. Deboy, J. Hancock, M. Purschel, U. Wahl, and A. Willmeroth, "Compensation devices solve failure mode of the phase shift ZVS bridge during light-load operation", in *Applied Power Electronics Conference and Exposition, 2002. APEC 2002. Seventeenth Annual IEEE*, 2002, vol. 2, pp. 988–993 vol.2.
- [111] R. Mente, F. Di Domenico, M.-A. Kutschak, and A. Steiner, *CoolMOS<sup>TM</sup> CFD2 - First 650V rated Super Junction MOSFET with fast body diode suitable for resonant topologies*, Infineon Technologies Austria AG, 9500 Villach, Austria, 14.02.2011 edition, February 2011, Application Note.

- [112] F. Di Domenico and R. Mente, *ZVS Phase Shift Full Bridge - CFD2 Optimized Design*, Infineon Technologies Austria AG, 9500 Villach, Austria, 2013-03-14 edition, March 2013, Application Note.
- [113] Cree Inc., *C2M0040120D - Silicon Carbide Power MOSFET - Z-FET<sup>TM</sup> MOSFET*, 2014, Datasheet.
- [114] Nigel Springett, “Capacitor-clamped Cascode Normally-on SiC JFET operates as Synchronous Rectifier”, in *PCIM Europe 2011*, 2011, number May, pp. 995–999.
- [115] K. Haehre, M. Meisser, F. Denk, and R. Kling, “Characterization and comparison of commercially available silicon carbide (SiC) power switches”, in *Power Electronics, Machines and Drives (PEMD 2012), 6th IET International Conference on*, 2012, pp. 1–6.
- [116] K. Haehre, M. Meisser, F. Denk, R. Kling, and W. Heering, “Switching speed-control of an optimized capacitor-clamped normally-on Silicon Carbide JFET cascode”, in *Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC), 2012 15th International*, 2012.
- [117] Hans-Jochen Bartsch, *Taschenbuch mathematischer Formeln für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, 22. edition, 2011.
- [118] Werner Neundorf, “Fourier-Reihen,  $\pi$  und Cotangens”, Preprint No. M09/36, November 2009.
- [119] M. Kazimierczuk, *High-Frequency Magnetic Components*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 1st edition, 2009.
- [120] Philips Components, *Soft Ferrites and Accessories*, April 2000.
- [121] BASF SE, Carbonyl Iron Powder & Metal Systems, G-CA/MM, Ludwigshafen, Germany, *Carbonyl Iron Powder for Inductive Electronic Components*.
- [122] J. Cox, *Iron powder core selection for RF power applications*, Micrometals, Inc., Anaheim, CA, USA.

- [123] Ferroxcube Components, *Design of Planar Power Transformers*.
- [124] Ferroxcube Components, *3F4 Material specification*, Sep 2008.
- [125] Sven Harri Stier, *IGBT-Schwingkreiswechselrichter hoher Leistung und hoher Frequenz in modularer Bauweise*, PhD thesis, TU Darmstadt, April 2009.
- [126] Melchior Stöckl, *Elektrische Messtechnik*, vol. XII, Vieweg+Teubner, 8 edition, 1987.
- [127] Kaschke Components GmbH, Rudolf-Winkel-Str. 6, 37079 Göttingen, *Impederkerne Typ KRSH*, Datenblatt.
- [128] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG, Reinhard-Heraeus-Ring 29, 63801 Kleinostheim, Germany, *Base Materials Heraeus Quarzglas*.
- [129] M. Ackerman, “Ultraviolet solar radiation related to mesospheric processes”, in *Mesospheric Models and Related Experiments*, G. Fiocco, Ed., vol. 25 of *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 149–159. Springer Netherlands, 1971.
- [130] Karsten Haehre, Thomas Lueth, Fabian Denk, Rainer Kling, and Wolfgang Heering, “Normally-on SiC-JFET Cascode under ZVS conditions”, in *PCIM Europe 2015; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management; Proceedings of*, May 2015, pp. 1–8.
- [131] Cree Inc., *C3M0065090J - Silicon Carbide Power MOSFET - C3M<sup>TM</sup> MOSFET Technology*, 2015, Datasheet.
- [132] Microsemi Corp., *APT40SM120S - Silicon Carbide Power MOSFET*, rev. b edition, 2014, Datasheet.
- [133] Heraeus Noblelight GmbH, Heraeusstr. 12-14, D-63450 Hanau, *Ultraviolet light for water treatment, disinfection and oxidation*.
- [134] C. Kenty, “Production of 2537 Radiation and the Role of Metastable Atoms in an Argon Mercury Discharge”, *Journal of Applied Physics*, vol. 21, pp. 1309–1318, December 1950.

- [135] Toshikazu Sato and Toshiaki Makabe, “Effect of metastables on a sustaining mechanism in inductively coupled plasma in Ar”, *Journal of Applied Physics*, vol. 98, no. 11, pp. 113304, 2005.
- [136] D. J. Wren and D. W. Setser, “Quenching rate constants of metastable states of neon, argon, and krypton by mercury atoms”, *Journal of Chemical Physics*, vol. 74, no. 4, pp. 2331–2338, February 1981.
- [137] Y Aiura and J E Lawler, “A study of radial cataphoresis and ion densities in high power density hg-ar discharges”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, no. 22, pp. 3093, 2004.
- [138] G G Lister, J J Curry, and J E Lawler, “Power balance in highly loaded fluorescent lamps”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, no. 22, pp. 3099, 2004.
- [139] D Y Fang and C H Huang, “Modelling of low-pressure ar+hg discharge with high electric current densities”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 21, no. 10, pp. 1490, 1988.
- [140] J. R. M. Bergervoet and F. A. S. Ligthart, “Electrodeless Low-Pressure Mercury Vapour Discharge Lamp”, 08 1993, US Patent US 5 239 238.
- [141] Wladyslaw Kowalski, *Ultraviolet Germicidal Irradiation Handbook - UVGI for Air and Surface Disinfection*, Number XVII, 501. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 edition, 2009.
- [142] S. Briefi, *Spectroscopic Investigation of Indium Halides as Substitutes of Mercury in Low Pressure Discharges for Lighting Applications*, Dissertation, Universität Augsburg, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, Augsburg, Oktober 2012.
- [143] C. M. Ögün, *Surface wave driven molecular low pressure plasmas for general lighting*, Dissertation, Lichttechnisches Institut, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), KIT Scientific Publishing, Strasse am Forum 2, D-76131 Karlsruhe, 2015, Dissertation.



# Veröffentlichungen des Autors

## Artikel in Fachzeitschriften

1. B. Chand, **K. Hähre**, J. Kechie, S. Dickmann, „**An EMC study of an electrical powertrain for transportation systems**“, *Adv. Radio Sci.*, vol. 10, pp. 227-232, 2012

## Konferenzbeiträge

1. F. Denk, **K. Hähre**, J. Körner, R. Kling, W. Heering, „Adjustable 20 kW full-SiC electronic load with energy recovery for medium-frequency inverter“, in *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management, PCIM Europe 2016*, Nuremberg, Germany (2016)
2. **K. Hähre**, F. Denk, R. Kling, W. Heering, „Normally-On SiC-JFET Cascode under ZVS Conditions“, in *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management, PCIM Europe 2015*, Nuremberg, Germany (2015)
3. F. Denk, **K. Hähre**, R. Kling, W. Heering, „Minibloc SiC-MOSFET in a resonant Half-Bridge Inverter operating in the MHz-Range“, in *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management, PCIM Europe 2015*, Nuremberg, Germany (2015)
4. **K. Hähre**, C. Simon, R. Kling, „Silicon carbide for efficient power conversion in Lighting“, *The ENERGY, SCIENCE & TECHNOLOGY – International*

- Conference and Exhibition, EST 2015, Karlsruhe, Germany (2015)*
5. C. M. Ögün, **K. Hähre**, R. Kling, „Modeling and Characterization of an Indium(I)Iodide-Argon Low Pressure Lamp“, *The 41st IEEE International Conference on Plasma Science and the 20th International Conference on High-Power Particle Beams, ICOPS/BEAMS 2014*, Washington DC, USA (2014)
  6. **K. Hähre**, C. M. Ögün, R. Kling, „Radiometric and Electrical Characterization of Medium-Power Inductively Coupled UV-Radiation Source“, *The 41st IEEE International Conference on Plasma Science and the 20th International Conference on High-Power Particle Beams, ICOPS/BEAMS 2014*, Washington DC, USA (2014)
  7. **K. Hähre**, N. Hildebrandt, R. Kling, W. Heering, „Class-E Amplifier with SiC-MOSFET switching at 2.5 MHz“, in *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management, PCIM Europe 2014*, Nuremberg, Germany (2014)
  8. **K. Hähre**, C. Simon, B. Wild, R. Kling, W. Heering, „Design of a 5-MHz-Gate-Driver for SiC-MOSFETs“, *7th International Conference on Power Electronics, Motion and Drives, PEMD2014*, Manchester, UK (2014)
  9. **K. Hähre**, R. Kling, W. Heering, „Design of a soft-switching inverter operating in the MHz-range based on SiC MOSFETs“, *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management, PCIM Europe 2013*, Nuremberg, Germany (2013)
  10. **K. Hähre**, M. Meisser, F. Denk, R. Kling, W. Heering, „Switching Speed-Control of an Optimized Capacitor-Clamped Normally-On Silicon Carbide JFET Cascode“, *15th International Power Electronics and Motion Control Conference, EPE-PEMC 2012 ECCE Europe*, Novi Sad, Serbia (2012)
  11. **K. Hähre**, M. Meisser, F. Denk, R. Kling, „Characterization and Comparison of Commercially Available Silicon Carbide (SiC) Power Switches“, *6th International Conference on Power Electronics, Motion and Drives (PEMD2012)*, Bristol, UK (2012)

12. M. Meisser, **K. Hähre**, „Impedance Characterization of High-Frequency Gate Drive Circuits for Silicon RF MOSFET and Silicon-Carbide Field-Effect Transistors“, *International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management, PCIM Europe 2012*, Nuremberg, Germany (2012)
13. M. Meisser, **K. Hähre**, R. Kling, „Impedance Characterization of High Frequency Power Electronic Circuits“, *6th International Conference on Power Electronics, Motion and Drives, PEMD2012*, Bristol, UK (2012)
14. B. Chand, **K. Hähre**, J. Kechie, S. Dickmann, „An emc study of an electrical powertrain for transportation systems“, *Kleinheubacher Tagung*, Miltenberg, Germany (2011)

## Patentanmeldungen

1. **K. Hähre**, R. Kling, C. M. Ögün, Karlsruher Institut für Technologie, „Light generating unit and electrodeless discharge lamp“, Europäisches Patent, EP 2866249 A1 , 29.04.2015



# Betreute Abschlussarbeiten

1. Niko Gädicke, „Entwurf und Untersuchung einer Schaltung zur Messung hochfrequenter Ströme“, Bachelorarbeit, 2015
2. Fabian Denk, „Entwicklung eines Hochfrequenten 3LNPC Resonanzwechselrichters“, Master's Thesis, 2014
3. Nicolai Hildebrandt, „Design of a Class E Power Amplifier with Silicon Carbide Power Semiconductors for Switching Frequencies up to 5 MHz“, Diplomarbeit, 2014
4. Philipp Neininger, „Untersuchung von Gleichspannungswandlern für die potenzialgetrennte Versorgung von SiC-Treiberschaltungen“, Bachelorarbeit, 2014
5. Christian Schöner, „Vergleich von 600 V SiC-, GaN- und Si-Transistoren in verschiedenen Dreipunkt- Topologien für PV-Wechselrichter“, Diplomarbeit, 2013
6. Christoph Simon, „Entwurf eines aktiven 3-phasigen Gleichrichters mit Siliziumkarbid-MOSFETs und Raumzeigermodulation zur Leistungsfaktor-korrektur“, Diplomarbeit, 2013
7. Betram Wild, „Entwicklung einer Vollbrücke mit passendem Treiberkonzept zur Erzeugung hochfrequenter Ausgangsspannungen von bis zu 5 MHz auf Basis von SiC-Leistungshalbleitern“, Diplomarbeit, 2013
8. Julian Körner, „Entwicklung eines elektronischen Vorschaltgerätes für hohe Schaltfrequenzen auf Basis von SiC-MOSFETs“, Bachelorarbeit, 2012

9. Timo Mundloch, „Aufbau und Inbetriebnahme eines UV-Messplatzes“, Bachelorarbeit, 2013

# Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lichttechnischen Institut (LTI) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Als erstes möchte ich mich an dieser Stelle besonders bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Wolfgang Heering für die Möglichkeit zur Promotion und sein außerordentliches Engagement meine Arbeit zu betreuen bedanken. Seine tiefgreifende Fachkenntnis und seine Weitsicht haben die entscheidenden Impulse für meine Forschung gegeben.

Mein besonderer Dank geht auch an Prof. Dr.-Ing. Michael Braun für die Übernahme des Korreferats und die Möglichkeit Laborgeräte des Elektrotechnischen Instituts (ETI) mitbenutzen zu dürfen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Gert F. Trommer danke ich für seine Bereitschaft den Prüfungsvorsitz im Rahmen meines Promotionsverfahrens zu übernehmen. Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Klaus Dostert und Herrn Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork für ihre Übernahme des Prüfungsbeisitzes danken.

Meinen aufrichtigen Dank möchte ich auch an Herrn Dr.-Ing. Rainer Kling richten, der mir die Möglichkeit gab in seiner Arbeitsgruppe Licht-, EVG- und Plasmatechnologien zu forschen und der mir stets größtes Vertrauen bei allen Projekten entgegengebracht hat.

Bei meinen ehemaligen Kollegen - insbesondere Dr.-Ing. Celal Mohan Ögün, Fabian Denk, Christoph Simon und Dr.-Ing. Michael Meißer - möchte ich mich herzlich für die immer konstruktive Zusammenarbeit, die lebhaften Diskussionen und die äußerst angenehmen Kaffeepausen danken, in denen wir die besten Ideen entwickeln konnten. Mein Dank gilt auch Bernd Kleiner, der meine Arbeit mit seinem außergewöhnlichen Geschick mit Quarzglas erst ermöglicht hat.

Auch möchte ich mich herzlich bei Claudia Holeisen und Astrid Henne für ihre

freundliche Unterstützung bei allen Beschaffungsmaßnahmen und Rechnungsfragen bedanken.

Ich bedanke mich auch bei allen von mir betreuten Studenten, die mir ihr Vertrauen während der Anfertigung ihrer Abschlussarbeiten entgegengebracht haben und mich bei meiner Forschung unterstützt haben.

Mein tief empfundener Dank richtet sich an meinen Vater Klaus Hähre und meinen Bruder Kai, die immer an mich geglaubt und mich ermutigt haben, meine Ziele anzustreben.

Abschließend möchte ich meiner lieben Frau Sania für ihre unendliche Geduld, Unterstützung und Liebe danken. Ohne Dich wäre ich nicht an diesem Ziel angekommen.