

Diss. ETH Nr. 18180

# 20MW Halbleiter- Leistungsmodulator-System

ABHANDLUNG  
Zur Erlangung des Titels  
DOKTOR DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN  
der  
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE  
ZÜRICH

vorgelegt von

DOMINIK BORTIS

Dipl.Ing. ETH Zürich  
geboren am 29. Dezember 1980  
von Fiesch, Schweiz

Angenommen auf Antrag von:  
Prof. Dr. J.W. Kolar, Referent  
Prof. Dr. H. Güldner, Korreferent

2009



*Für Renate*



# Vorwort

Dieses Projekt forderte viel Energie und Herzblut bis aus der ersten vagen Idee eine konkrete Realisierung herangereift war. Dankend blicke ich zurück auf diese intensive und lehrreiche Zeit, geprägt von tiefgründigen fachlichen Auseinandersetzungen, bereichert durch kreative Diskussionen. Nun ist sie da, die euphorische Stimmung, kurz vor der Fertigstellung dieser Arbeit!

Der Erfolg eines anspruchsvollen Projektes ist tief eingebettet in ein stützendes Umfeld. Einen besonderen Dank und die höchste Anerkennung verdient Herr Prof. Dr. J.W. Kolar, der mir den Zugang zu diesem interessanten Forschungsbereich ermöglichte und mich durch sein stetiges Interesse am Inhalt und Fortschritt der Arbeit sowie durch seine motivierende Begeisterung für Ergebnisse unterstützte.

Großer Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. H. Güldner von der TU Dresden für die freundliche Übernahme des Korreferates und sein Interesse an dieser Arbeit.

Eine spezielle Anerkennung verdient die Unterstützung meines Betreuers Dr. J. Biela, dessen Anregungen und Ratschläge ich sehr schätzte. Erwähnt werden soll auch die intensive Zusammenarbeit mit Stefan Waffler am Buck-Boost-Konverter, welcher diese Arbeit um ein wichtiges Kapitel erweiterte.

Durch das vielseitige Wissen und die wertvollen Diskussionen haben aber auch die Mitarbeiter des Instituts für Leistungselektronik und Messtechnik zum Gelingen meiner Dissertation beigetragen. Insbesondere meinen Bürokollegen Roland Greul, Florian Krismer, Hanna Plesko und Chuanhong Zhao danke ich für das angenehme Arbeitsklima.

Nicht zuletzt gehört aufrichtiger Dank meiner Familie, die mir stets liebevollen Rückhalt und die nötige Kraft schenkte.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>xi</b>
<b>Abstract</b>	<b>xv</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xix</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Stand der Technik . . . . .	6
1.2 Gliederung der Arbeit . . . . .	12
1.3 Mögliche Schaltungskonzepte . . . . .	13
1.3.1 Hochspannungsschalter . . . . .	15
1.3.2 Marx-Generator . . . . .	17
1.3.3 Leistungsmodulatoren mit Pulstransformator . . . . .	21
1.3.4 Wahl der Modulatorortopologie . . . . .	32
<b>2 Pulsgenerator</b>	<b>39</b>
2.1 Halbleiter-Schalter . . . . .	40
2.1.1 Allgemeine Funktionsweise des IGBTs . . . . .	45
2.1.2 Auswahl des IGBT-Moduls . . . . .	48
2.2 Gatetreiber . . . . .	52
2.2.1 Einschaltvorgang . . . . .	52
2.2.2 Ausschaltvorgang . . . . .	59
2.2.3 Zweistufiger Ausschaltvorgang . . . . .	61
2.2.4 Schaltverzögerungen . . . . .	67
2.2.5 Schutzkonzepte . . . . .	69
2.2.6 Spannungsflankendetektion . . . . .	74
2.3 IGBT-Parallelisierung . . . . .	75
2.3.1 Aktive Gateregelung . . . . .	77
2.3.2 Strommessung . . . . .	82

2.3.3	Regelalgorithmus . . . . .	102
2.3.4	Messergebnisse der Stromflankensymmetrierung . . . . .	105
2.3.5	Erweiterung auf Spannungsflankendetektion . . . . .	108
2.4	Schaltverhalten bei kapazitiver Last . . . . .	115
2.5	Realisierung von Pulsgeneratoren . . . . .	119
2.5.1	Pulsgenerator-Spezifikationen . . . . .	119
2.5.2	Komponentenauswahl, Designkriterien und Realisierung . . . . .	121
<b>3</b>	<b>Pulstransformator</b>	<b>125</b>
3.1	Ersatzschaltbild des Pulstransformators . . . . .	127
3.2	Einfluss des Pulstransformators auf die Pulsform . . . . .	130
3.2.1	Überschwingen . . . . .	132
3.2.2	Flankensteilheit . . . . .	134
3.2.3	Dimensionierungsbedingungen . . . . .	134
3.3	Wicklungstopologien . . . . .	135
3.3.1	Parallelwicklung . . . . .	135
3.3.2	Trichterwicklung . . . . .	141
3.3.3	Folienwicklung . . . . .	145
3.3.4	Wahl der Wicklungstopologie . . . . .	148
3.4	Verschaltung von mehreren Pulstransformatoren . . . . .	151
3.4.1	Parallelschaltung von Pulstransformatoren . . . . .	151
3.4.2	Serienschaltung von Pulstransformatoren . . . . .	152
3.5	Pulstransformatoren mit mehreren Kernen . . . . .	153
3.6	Berechnung der parasitären Elemente . . . . .	155
3.6.1	Berechnung der verteilten Kapazität . . . . .	157
3.6.2	Verifikation der verteilten Kapazität durch FEM-Simulationen . . . . .	169
3.6.3	Berechnung der Streuinduktivität . . . . .	175
3.7	6-C Modell . . . . .	179
3.7.1	Bestimmung der Teilkapazitäten $C_1$ - $C_6$ durch Impedanzmessungen . . . . .	180
3.7.2	Bestimmung der Teilkapazitäten $C_1$ - $C_6$ durch Berechnung . . . . .	182
3.7.3	Bestimmung der Teilkapazitäten $C_1$ - $C_6$ durch FEM-Simulationen . . . . .	184
3.7.4	Vergleich der Eingangsimpedanz und Pulsantwort des Pulstransformators . . . . .	186
3.7.5	Reduktion des 6C-Modells auf das 1C-Modell . . . . .	189
3.8	Kernmaterial . . . . .	190

3.8.1	Anforderungen an das Kernmaterial und dessen magnetische Eigenschaften . . . . .	191
3.8.2	Weichmagnetische Werkstoffe . . . . .	195
3.8.3	Materialeigenschaften bei Puls magnetisierung . . . . .	201
3.9	Dimensionierungsverfahren . . . . .	212
3.9.1	Berücksichtigung der erreichbaren Schaltgeschwindigkeit des Halbleiter-Schalters . . . . .	212
3.9.2	Einfluss des Klystrons auf die Pulsform . . . . .	216
3.9.3	Wicklungsverluste und Optimierung des Kupferquerschnitts . . . . .	221
3.9.4	Pulstransformator-Design . . . . .	228
3.10	Messergebnisse . . . . .	235
<b>4</b>	<b>Vormagnetisierung</b>	<b>239</b>
4.1	Passive Vormagnetisierung . . . . .	242
4.1.1	Allgemeine Funktionsweise . . . . .	243
4.1.2	Verlustberechnung für symmetrische Kernaussteuerung . . . . .	251
4.1.3	Verlustberechnung für allgemeine Kernaussteuerung	255
4.1.4	Dimensionierung und Realisierung . . . . .	259
4.1.5	Mess- und Simulationsresultate . . . . .	270
4.1.6	Regelung des Vormagnetisierungsstromes . . . . .	279
4.2	Verbesserte Vormagnetisierung . . . . .	283
4.2.1	Allgemeine Funktionsweise . . . . .	283
4.2.2	Bauteilbeanspruchung und Verlustberechnung . . . . .	289
4.3	Aktive Vormagnetisierung . . . . .	291
4.3.1	Allgemeine Funktionsweise . . . . .	292
4.3.2	Selbstregelung der Kernaussteuerung . . . . .	298
4.3.3	Verfahren zur symmetrischen Flussregelung . . . . .	311
4.3.4	Bauteilbeanspruchung und Verlustberechnung . . . . .	316
4.3.5	Dimensionierung und Realisierung . . . . .	318
4.3.6	Messresultate . . . . .	321
4.4	Schlussfolgerung . . . . .	327
<b>5</b>	<b>DC-Spannungsversorgung</b>	<b>329</b>
5.1	Tiefsetz+Hochsetzsteller . . . . .	331
5.2	Regelungskonzept für Applikationen mit Pulslasten . . . . .	334
5.2.1	Konventionelle Regelung . . . . .	334
5.2.2	Regelung mit variablem Referenzsignal . . . . .	335
5.2.3	Systemstart und Lastsprünge . . . . .	339

5.2.4	Regelungsabschaltung während dem Puls . . . .	343
5.2.5	Messergebnisse des Tiefsetz+Hochsetzstellers bei pulsförmigen Lastzyklen . . . . .	344
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>347</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>351</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>379</b>

# Kurzfassung

Die Erzeugung von Hochspannungs- und Hochleistungspulsen durch Leistungsmodulatoren bildet einen wesentlichen Bestandteil in einer Vielzahl von Anwendungen, wie z.B. in Linearbeschleunigern, in Radarsystemen oder in Geräten zur Tumorbestrahlung. Die dabei spezifizierten Pulsleistungen reichen von einigen kW bis zu mehreren hundert TW, die im ps- bis ms-Bereich an die Last übertragen werden. Zudem sind in Abhängigkeit der zugrundeliegenden Anwendung hohe Anforderungen an die Pulsform bezüglich Pulsanstiegszeit, Überschwingen und Pulsdach gestellt.

Die vorliegende Arbeit beschreibt zusammenfassend die Forschungsergebnisse eines kompakten und modularen 20 MW Leistungsmodulator-Systems mit abschaltbaren Hochleistungs-Halbleitern, welches die Erzeugung von rechteckförmigen 170 kV-Pulsen mit Anstiegszeiten von weniger als 500 ns und variabler Pulsbreite im Bereich von 2-7.5  $\mu$ s ermöglicht.

Typische Systeme dieser Leistungsklasse und entsprechender Pulsbreite sind Leistungsmodulatoren basierend auf einer PFN-Struktur (*Pulse-forming Network*), welche mittels nicht abschaltbaren Gaschaltern, wie z.B. Thyratrons, über einen Pulstransformator entladen werden. Wesentliche Nachteile von PFN-Leistungsmodulatoren sind dabei die nötige manuelle Abstimmung des PFNs, die durch das PFN vorgegebene feste Pulsbreite sowie die begrenzte Lebensdauer des Thyratrons. Diese Schwächen bilden zugleich die Motivation dieser Arbeit, in welcher durch den Einsatz von modernen Hochleistungs-Halbleitern eine wesentliche Verbesserung der Funktionseigenschaften erzielt werden sollen.

Nach einer kurzen Einleitung bezüglich der Anwendungsgebiete von

Leistungsmodulatoren, werden basierend auf den festgelegten Spezifikationen mögliche Schaltungstopologien untersucht und einander gegenübergestellt. Der hauptsächliche Teil der Arbeit befasst sich mit der Analyse des resultierenden Leistungsmodulators, welcher sich aus einem Pulstransformator und vier identischen magnetisch parallel geschalteten Pulsgeneratoren mit niederinduktiver Anbindung zusammensetzt. In den nachfolgenden Kapiteln werden dabei aufeinanderfolgend die wesentlichen Teilkomponenten detailliert beschrieben.

Der Pulsgenerator wiederum besteht im Wesentlichen aus einer Kondensatorbank mit hoher Energiedichte und geringer Serieninduktivität, dem ebenfalls niederinduktiven Freilaufpfad zum Abbau der Magnetisierungsenergie des Pulstransformators und dem Halbleiter-Schaltelement, wobei hierfür vier der momentan leistungsstärksten 1700 V-3600 A-IGBT-Module eingesetzt werden (Stand 2008). Im Gegensatz zu den häufig in Traktionsanwendungen verwendeten IGBT-Modulen wurde zur Erzielung der erforderlichen Schaltzeiten, wie z.B. der erreichten Einschaltdauer von 120 ns, ein aufsteckbarer und leistungsstarker Gatetreiber entwickelt. Zur Steigerung der Ausschaltgeschwindigkeit und gleichzeitiger Reduktion der Schaltverluste wird dabei der Ausschaltvorgang vom Gatetreiber zweistufig ausgeführt. In Kombination mit geeigneten Schutzfunktionen kann zudem eine weitere Verbesserung der Ausschaltflanke erzielt werden.

Eine zusätzliche Herausforderung stellt die Parallelisierung der IGBT-Module mit symmetrischer Stromverteilung dar. Dazu gelangt eine aktive Gateregelung zur Anwendung, welche es erlaubt, mittels einer präzisen Messung der Pulsströme von 7 kA, die Gatesignale und optional die Gatespannungen derart zu regeln, dass eine symmetrische Stromverteilung erreicht wird. Durch die Erweiterung der aktiven Gateregelung mittels einer überlagerten Spannungsflankensymmetrierung kann die Zuverlässigkeit bezüglich Schaltzeitpunkte gesteigert und zugleich simultane Strom- und Spannungsflanken garantiert werden.

Der Pulstransformator, welcher die vier Pulsgeneratoren magnetisch verkoppelt, bildet die eigentliche Schlüsselkomponente des Leistungsmodulators, da die erreichbare Pulsform, insbesondere die Flankenzeiten und das Überspringen am Ende der ansteigenden Flanke, durch die parasitären Streuelemente, die Wicklungstopologie, das Design und das Kernmaterial bestimmt werden. Nach Herleitung der Dimensionierungsbedingungen und der Ermittlung der geeignetsten Wicklungstopologie werden mit Hilfe eines analytischen Modells die verteilte Kapazität so-

wie die Streuinduktivität basierend auf den resultierenden elektrischen und magnetischen Feldern berechnet. Daraus kann die berechnete elektrische Energie auf das verwendete 6C-Transformator-Ersatzschaltbild überführt werden, was eine Verifizierung durch sechs unterschiedliche FEM-Simulationen sowie sechs entsprechende Impedanzmessungen erlaubt. Des Weiteren werden neben den geometrischen Anforderungen auch die Ansprüche an das Kernmaterial und dessen magnetische Eigenschaften zu Grunde gelegt, damit eine kompakte Bauweise mit reduzierten Kernverlusten realisierbar wird. Diesbezüglich folgt zur Verbesserung der Ausnutzung des Kernmaterials die Untersuchung von passiven und aktiven Vormagnetisierungsschaltungen, da aufgrund der unipolaren Spannungspulse der Kern nur einseitig angesteuert wird. Beginnend bei der passiven Vormagnetisierung und deren Optimierung, ermöglicht schlussendlich die aktive Vormagnetisierung trotz hohem Realisierungsaufwand eine Rückgewinnung der Magnetisierungsenergie und resultiert somit in einer verlustarmen und kompakten Vormagnetisierungsschaltung. Zusätzlich führt das dabei entwickelte Verfahren zur symmetrischen Flussregelung unabhängig von der Grösse der Kernverluste zu einer optimalen symmetrischen Kernaussnutzung.

Abschliessende Messungen zum Gesamtsystem mit Hilfe der drei realisierten Prototypen *Modulator I-III* vervollständigen die Untersuchungen zum 20 MW-Halbleiter-Leistungsmodulator. Ergänzend dazu wird im letzten Teil dieser Arbeit das Leistungsmodulator-System als Ganzes betrachtet, wobei zusätzlich die Regelung einer DC-Spannungsversorgung für Anwendungen mit pulsformigen Lastzyklen hergeleitet wird. Die Regelung erlaubt es dabei dem zwischen Netz und Leistungsmodulator geschalteten AC-DC-Konverter trotz pulsformiger bzw. diskontinuierlicher Last eine konstante Leistung mit sinusformigen Strömen vom Netz zu entnehmen.



# Abstract

High voltage and high power pulses generated by power modulators are used in a wide variety of applications, such as accelerators, radar systems or medical radiation. The specified pulsed power ranges from several kW to hundreds of TW and the pulse width in the range of ps to ms. Additionally, in many of these applications the requirements for the generated pulses regarding rise/fall time, overshoot and pulse flatness are high.

The present thesis contains the research results of a 20 MW power modulator system with modern high power turn-off semiconductors to generate rectangular 170 kV pulses with rise/fall times faster than 500 ns and variable pulse duration in the range of 2-7.5  $\mu$ s.

A well known technology used for modulators with the given technical specifications is the pulse forming network (PFN) switched by a thyatron and followed by a step-up pulse transformer. Disadvantages of the thyatron-switched PFN type modulator are, for example, the fixed pulse duration, the unwanted voltage ripple on top of the pulse, the limited lifetime of the thyatron, the high primary voltage and the high stress of the high voltage capacitors during each charge and discharge cycle. Therefore, the aim of this thesis is to develop a new modulator that replaces the PFN and the thyatron with modern solid state technologies, which avoids the mentioned drawbacks and leads to an improved performance of the power modulator system.

After a short introduction concerning the field of application, possible circuit topologies for the power modulator are explored and compared, based on the given technical specifications. The main focus of the present work is the analysis of a power modulator consisting of four paralleled low inductive pulse generation units and a special pulse transformer. In

the following chapters the main component parts of the power modulator are described in detail.

The low inductive pulse generation unit consists of a high energy density capacitor bank, a freewheeling path for demagnetizing the pulse transformer and a high power semiconductor switch, whereas the present most powerful 1700 V-3600 A IGBT-modules are used (2008). In contrast to traction applications, the IGBT-modules have to be turned on and off extremely fast in pulsed power applications. Therefore, a new powerful plug-in gate driver was designed, where turn on times of 120 ns are achieved. Additionally, in order to improve the turn off behavior with reduced switching losses a multi-stage turn off operation in combination with over-voltage and over-current protection circuits is implemented.

A further challenge is to achieve an equal current distribution in the parallel connected power switches. Therefore, a precise current measurement of the peak currents (7kA) of each IGBT-Module has been implemented. Then, with a supervisory control unit the IGBT gate signals are adjusted to guarantee simultaneous turn on and off. The extension of the current edge control with a superimposed voltage edge control improves the reliability of the edge detection and ensures simultaneous edge times.

The pulse transformer, which magnetically couples the four pulse generator units, is one of the key components of the power modulator. Due to the parasitic elements, the design and the core material significantly influence the achievable shape of the high power pulse concerning overshoot, rise and fall times. After deduction of the design criteria and the evaluation of the optimal winding topology, an analytical model for calculating the distributed capacitance and the resulting leakage inductance, based on the stored electric and magnetic energy in the system, is presented. Hence, with the calculated electrical energy a transformer equivalent circuit with six independent capacitors is derived and validated by FEM-simulations and impedance measurements. Furthermore, different core materials are compared regarding its magnetic properties, such as maximum flux density, relative permeability and resulting core losses, where the most suitable core material leads to a further improvement of the pulse shape. Due to the unipolar voltage pulse applied to the pulse transformer, an unipolar flux swing results in the core material. To achieve a better utilization of the core material and hence to reduce the transformer volume, passive and active premagnetization

---

circuits are explored. In the according chapter, the passive premagnetization circuit is described, analytically optimized concerning the overall losses and validated by experimental measurements. Due to the possibility to recover the energy stored in the magnetic components, the active premagnetization circuit results in a further reduction of the losses and improves the performance of the system. There, a novel control is presented to achieve symmetrical flux swing in the transformer core.

Three prototypes *Modulator I-III* have been realized to validate the analysis and calculations with experimental measurements. In the final chapter, the power modulator is completed with the corresponding dc power supply for pulse load applications, where a continuous power consumption from the mains is achieved.



# Symbolverzeichnis

## Elektrische und magnetische Grössen

$a_x$	Fourierkoeffizienten
$B$	Allgemeine magnetische Flussdichte
$B_a$	Anfangsflussdichte
$B_{drossel,AC}$	AC-Aussteuerung der Vormagnetisierungsdrossel
$B_{drossel,DC}$	DC-Aussteuerung der Vormagnetisierungsdrossel
$B_e$	Endflussdichte
$B_{rem}$	Remanenzflussdichte
$B_{sat}$	Sättigungsflussdichte
$C_{ce}$	Kollektor-Emitter-Kapazität des IGBTs
$C_{cg}$	Kollektor-Gate-Kapazität des IGBTs
$C_d$	Verteilte Kapazität des Pulstransformators
$C_{ge}$	Gate-Emitter-Kapazität des IGBTs
$C_{gen}$	Streukapazität des Pulsgenerators
$C'_{gen}$	Sekundärseitige Streukapazität des Pulsgenerators
$C''_{gen}$	Streukapazität des Marx-Generators
$C_{ig}$	Erdkapazität beim Marx-Generator
$C_{in}$	Eingangskapazität des Leistungsmodulators
$C_{last}$	Kapazität der Last bzw. des Klystrons
$C_{leit}$	Parasitäre Kapazität der Zuleitung zwischen Pulsgenerator und Transformator
$C_{leit,gen}$	Parasitäre Kapazität der Zuleitung des Pulsgenerators
$C_{mz}$	Gemessene Kapazität aus Impedanzmessungen
$C_{PFN}$	Kapazität des PFNs
$C_r$	Speichercondensator der aktiven Vormagnetisierung
$C_0$	Ausgangskapazität der DC-Spannungsversorgung

$C_x$	Allgemeine Kapazität
$D_b$	Hochsetzstellerdiode der DC-Spannungsversorgung
$D_f$	Freilaufdiode des Pulsgenerators
$D_{rx}$	Dioden der verbesserten Vormagnetisierungsschaltung
$D_x$	Allgemeine Diode
$\vec{E}$	Allgemeines elektrisches Feld
$E_{AV,T_{premag}}$	Verluste in der aktiven Vormagnetisierungsschaltung während $T_{premag}$
$E_{AV,T_{demag}}$	Verluste in der aktiven Vormagnetisierungsschaltung während $T_{demag}$
$\Delta E_{Cin}$	Vom Kondensator $C_{in}$ abgegebene Energie
$E_{Cr}$	Im Kondensator $C_r$ gespeicherte Energie
$E_{Df}$	Verlustenergie in der Freilaufdiode
$E_{elek}$	Gespeicherte elektrische Energie im elektrischen Feld
$E'_{elek}$	Energiedichte des elektrischen Feld
$E_{elek,Rx}$	Gespeicherte elektrische Energie im Gebiet $R_x$
$E_k$	Kernverluste
$E_{mag}$	Gespeicherte magnetische Energie im magnetischen Feld
$E'_{mag}$	Energiedichte des magnetischen Feld
$E_{mag,Cr\_in}$	In den Kondensator $C_r$ zurückgeführte Energie
$E_{mag,Cr\_out}$	Vom Kondensator $C_r$ entnommene Energie
$E_{off}$	IGBT-Ausschaltverluste
$E_{on}$	IGBT-Einschaltverluste
$E_p$	Ausgangspulsenergie
$\Delta E_{puls}$	Die, während der Pulsdauer $T_p$ , ins System eingebrachte oder vom System entnommene Energie
$E_{sys}$	Verlustenergie im System
$\vec{H}$	Allgemeines magnetisches Feld
$H_c$	Koerzitivfeldstärke
$H_{sat}$	Magnetische Feldstärke, die bei Eintreten der Sättigung resultiert
$I_b$	Basisstrom des Operationsverstärkers
$I_c$	IGBT-Kollektorstrom
$I_e$	Stromfehler bei der Stromregelung für die DC-Spannungsversorgung
$I_f$	Freilaufdiodenstrom
$I_{fb}$	Strom durch Zener Clamping-Pfad
$I_g$	Gatestrom des IGBTs

$I_{heiz}$	Heizstrom des Klystrons
$I_{init}$	Vorsteuerstrom bei der Regelung für die DC-Spannungsversorgung
$I_k$	Klystronstrom
$I_{L0}$	Strom durch die Induktivität $L_0$
$I_{L0,ref}$	Referenzstrom durch die Induktivität $L_0$
$I_{mag}$	Magnetisierungsstrom
$I_{N,i}$	Eingangs-Nennstrom der DC-Spannungsversorgung
$I_{nom}$	Nominaler Ausgangsstrom
$I_{pri}$	Primärstrom des Pulstransformators
$I_{Roff,x}$	Gatestrom durch Gatewiderstand $R_{off,x}$
$I_{sek}$	Sekundärstrom des Pulstransformators
$I_{trig}$	Gemessener Strom zum Zeitpunkt $t_{trig}$
$I_{vormag}$	Vormagnetisierungsstrom
$I_0$	Ausgangs-Nennstrom der DC-Spannungsversorgung
$L_b$	Induktivität des Inverswandlers
$L_{drossel}$	Induktivität der Vormagnetisierungsdrossel
$L_{gen}$	Gesamte Längsinduktivität des Pulsgenerators
$L'_{gen}$	Sekundärseitige Längsinduktivität des Pulsgenerators
$L''_{gen}$	Gesamte Längsinduktivität des Marx-Generators
$L_{IGBT}$	Längsinduktivität des IGBT-Moduls
$L_{kom}$	Kommutierungsinduktivität des Pulsgenerators
$L_{leit}$	Zuleitungsinduktivität zwischen Pulsgenerator und Pulstransformator
$L_{leit,gen}$	Leitungsinduktivität des Pulsgenerators
$L_{mag}$	Magnetisierungsinduktivität des Pulstransformators
$L_{PFN}$	Induktivität des PFNs
$L_\sigma$	Gesamte Streuinduktivität des Pulstransformators
$L_{\sigma 1}$	Primärseitige Streuinduktivität des Pulstransformators
$L_{\sigma 2}$	Sekundärseitige Streuinduktivität des Pulstransformators
$L_0$	Tiefsetz-Hochsetzsteller-Induktivität der DC-Spannungsversorgung
$M$	Gegeninduktivität
$P_{avg}$	Mittlere Modulatorleistung
$P_{cu}$	Kupferverlustleistung
$P_{Df}$	Verlustleistung in der Freilaufdiode $D_f$
$P_{IGBT}$	Gesamtverluste des IGBTs

$P_k$	Kernverlustleistung
$P_{leit,AC}$	AC-Leitverluste
$P_{leit,DC}$	DC-Leitverluste
$P_{leit,prox}$	Leitverluste durch Proximityeffekt
$P_{leit,skin}$	Leitverluste durch Skineneffekt
$P_N$	Eingangs-Nennleistung der DC-Spannungsversorgung
$P_{p,max}$	Maximale Pulsleistung
$P_{Rd}$	Verlustleistung im Dämpfungswiderstand $R_d$
$P_z$	Verlustleistung im Zener Clamping-Pfad
$P_0$	Ausgangs-Nennleistung der DC-Spannungsversorgung
$R_{cu}$	Kupferwiderstand einer Leitung
$R_d$	Dämpfungswiderstand der aktiven Vormagnetisierung
$R_{drossel}$	Widerstand der Vormagnetisierungsdrossel
$R_{ds,on}$	Leitwiderstand des MOSFETs
$R_{fb}$	Serienwiderstand im Zener Clamping-Pfad
$R_{Fe}$	Widerstand des Kernmaterials
$R_g$	Quellenwiderstand des Pulsgenerators
$R_{g,vormag}$	Innenwiderstand der Vormagnetisierungsquelle
$R_{last}$	Lastwiderstand
$R_{leit,vormag}$	Leitungswiderstand der Vormagnetisierungsschaltung
$R_{Lg}$	Grenzwert für den Dämpfungswiderstand bei der Rogowskispule
$R_m$	Magnetischer Widerstand
$R_{off,x}$	Ausschalt-Gatewiderstand
$R_{off,Tx}$	Ausschalt-Gatewiderstand während dem Intervall $T_x$
$R_{on}$	Einschalt-Gatewiderstand
$R_x$	Allgemeiner Widerstand
$S_b$	Schalter des Hochsetzstellers der DC-Spannungsversorgung
$S_M$	Hauptschalter des Pulsgenerators
$S_{off}$	Schalter des Gatetreibers zur Gateentladung
$S_{on}$	Schalter des Gatetreibers zur Gateaufladung
$S_{rx}$	Schalter der verbesserten Vormagnetisierungsschaltung
$S_x$	Schalter der DC-Spannungsversorgung
$S_{x,aux}$	Ladeschalter beim Marxgenerator
$U_{ce}$	Kollektor-Emitter-Spannung des IGBTs
$U_{ce,max}$	Maximal erlaubte Kollektor-Emitter-Spannung des IGBTs

$U_{ce,sat}$	Sättigungsspannung des IGBTs
$U_{Cr}$	Spannung am Kondensator $C_r$
$U_{Cr,stabil}$	Eingeregelter Spannung am Kondensator $C_r$
$U_{C0}$	Ausgangs-Nennspannung der DC-Spannungsversorgung, entspricht $U_{DC}$ des Leistungsmodulators
$U_{C0,ref}$	Referenz-Ausgangsspannung der DC-Spannungsversorgung
$U_{DC}$	DC-Eingangsspannung
$U_e$	Spannungsfehler bei der Spannungsregelung für die DC-Spannungsversorgung
$U_f$	Vorwärtsspannung der Freilaufdiode $D_f$
$U_{gate+}$	Positive Versorgungsspannung des Gatetreibers
$U_{ge}$	Gate-Emitter-Spannung des IGBTs
$U_{ge,th}$	Threshold-Spannung des IGBTs
$U_{ind}$	Induzierte Spannung
$U_k$	Klystronspannung
$U_{l-l,rms}$	Effektivwert der Phasen-Phasen-Spannung
$U_{Lkom}$	Spannung an der Kommutierungsinduktivität
$U_{mag}$	Spannung an der Magnetisierungsinduktivität
$U_{max,inv}$	Maximale Inversspannung am Klystron
$U_{nom}$	Nominale Ausgangsspannung
$U_{pri}$	Primärspannung des Pulstransformators
$U_{ref}$	Soll-Referenzspannung für zweistufigen Ausschaltvorgang
$U_{ref,eff}$	Effektive Referenzspannung für zweistufigen Ausschaltvorgang
$U_{R_0C_0}$	Ausgangsspannung des Tiefpasses 1. Ordnung
$U_{R_1C_1}$	Ausgangsspannung des kombinierten Integrators
$U_{sek}$	Sekundärspannung des Pulstransformators
$U_{sek,0}$	Offsetspannung an der Sekundärwicklung
$U_{vormag}$	Vormagnetisierungsspannung
$U_{w,w}$	Spannung zwischen zwei benachbarten Windungen
$U_z$	Spannung der Zenerdiode im Zener Clamping-Pfad
$U_0$	Offseteingangsspannung des Operationsverstärkers
$Z_g$	Impedanz der Versorgungsquelle
$Z_{PFL}$	Charakteristische Impedanz eines PFL
$Z_{PFN}$	Charakteristische Impedanz eines PFN
$Z_{rog}$	Impedanz der Rogowskispule
$Z_0$	Allgemeine charakteristische Impedanz

$\Phi$	Allgemeiner magnetischer Fluss
$\Phi_{sek}$	Mit Sekundärwicklung verkoppelter Fluss
$\Phi_{pri}$	Mit Primärwicklung verkoppelter Fluss

## Frequenzen und Zeiten

$f_{L_2C_2}$	Resonanzfrequenz der Rogowskispule
$f_{NS}$	Allgemeine Knickfrequenz einer Nullstelle
$f_o$	Allgemeine obere Grenzfrequenz
$f_{PS}$	Allgemeine Knickfrequenz einer Polstelle
$f_{rep}$	Pulswiederholfrequenz
$f_{R_0C_0}$	Knickfrequenz des Tiefpasses 1. Ordnung
$f_{R_1C_1}$	Knickfrequenz des Integrators
$f_u$	Allgemeine untere Grenzfrequenz
$f_{u,int}$	Untere Grenzfrequenz des Integrators
$T_{delay}$	Signalverzögerung in der Gatetreiberschaltung
$T_{demag}$	Entmagnetisierungsdauer bei aktiver Vormagnetisierung
$T_f$	Pulsabfallzeit
$T_{Df}$	Freilaufdauer nach dem Puls
$T_{ID}$	Verzögerungszeit bei der aktiven Vormagnetisierung
$T_{LC}$	Periodendauer des Schwingkreises aus $C_r$ und $L_{mag}$
$T_{off}$	IGBT-Ausschaltdauer
$T_{off,delay}$	IGBT-Ausschaltverzögerung
$T_{off,err,Ux}$	Zeitdifferenz zwischen Referenz-Zeitpunkt und Ist-Zeitpunkt der Spannungs-Ausschaltflanke
$t_{off,I}$	Zeitpunkt der Ausschalt-Stromflanke
$T_{off,new,Ix}$	Neuer Ausschalt-Zeitpunkt des IGBTs
$t_{off,offset,Ux}$	Verschiebung des Ausschalt-Zeitpunkts
$t_{off,old,Ix}$	Alter Strom-Ausschalt-Zeitpunkt des IGBTs
$t_{off,old,Ux}$	Alter Spannung-Einschalt-Zeitpunkt des IGBTs
$t_{off,U}$	Zeitpunkt der Ausschalt-Spannungsflanke
$T_{on}$	IGBT-Einschaltdauer
$T_{on,delay}$	IGBT-Einschaltverzögerung
$T_{on,err,Ix}$	Zeitdifferenz zwischen Referenz-Zeitpunkt und Ist-Zeitpunkt der Strom-Einschaltflanke
$T_{on,err,Ux}$	Zeitdifferenz zwischen Referenz-Zeitpunkt und Ist-Zeitpunkt der Spannungs-Einschaltflanke

$t_{on, Ix}$	Zeitpunkt der Einschalt-Stromflanke
$t_{on, new, Ix}$	Neuer Einschalt-Zeitpunkt des IGBTs
$t_{on, offset, Ux}$	Verschiebung des Einschalt-Zeitpunkts
$t_{on, old, Ix}$	Alter Strom-Einschalt-Zeitpunkt des IGBTs
$t_{on, old, Ux}$	Alter Spannung-Einschalt-Zeitpunkt des IGBTs
$t_{on, ref, Ix}$	Referenz-Zeitpunkt der Einschalt-Stromflanke
$t_{on, ref, Ux}$	Referenz-Zeitpunkt der Einschalt-Spannungsflanke
$t_{on, U}$	Zeitpunkt der Einschalt-Spannungsflanke
$T_p$	Pulsbreite
$T_{p, Ix}$	Pulsbreite der Strompulse
$T_{p, err, Ix}$	Pulsbreitenfehler zwischen Referenz-Pulsbreite und Ist-Pulsbreite
$T_{p, ref, Ix}$	Referenz-Pulsbreite der Strompulse
$T_{premag}$	Vormagnetisierungsdauer bei aktiver Vormagnetisierung
$T_r$	Pulsanstiegszeit
$T_{rep}$	Pulswiederholrate
$t_{trig}$	Zeitpunkt der Strommessung durch den ADC
$T_w$	Wartezeit zwischen $T_f$ und $T_p$ in einem Pulszyklus
$t_x$	Allgemeine Zeitpunkt
$T_x$	Allgemeines Zeitintervall
$T_{10\% - 90\%}$	Zeit-Skalierungsfaktor der Spannungsanstiegsdauer von 10% auf 90%

## Systemgrößen und Materialgrößen

$c$	Lichtgeschwindigkeit
$err_{rel}$	Relativer Fehler der Strommessung
$d$	Tastgrad des Hochsetzstellers
$F$	Füllfaktor
$G_{rog, ideal}$	Ideale Übertragungsfunktion der Rogowskispule
$G_{rog, real}$	Reale Übertragungsfunktion der Rogowskispule
$G_{sys}$	Übertragungsfunktion der aktiven Vormagnetisierung
$k$	Perveance des Klystrons
$m$	Tastgrad des Tiefsetzstellers
$n$	Übersetzungsverhältnis des Pulstransformators
$N_{drossel}$	Windungszahl der Vormagnetisierungsdrossel
$n_k$	Anzahl Kerne des Pulstransformators

$N_{pri}$	Windungszahl der Primärwicklung
$N_{sek}$	Windungszahl der Sekundärwicklung
$N_{vormag}$	Windungszahl der Vormagnetisierungswicklung
$v$	Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit
$W_{pri}$	Primärwicklung
$W_{sek}$	Sekundärwicklung
$\Delta U_{max}$	Maximales Überspringen
$\Delta S_{max}$	Maximale Dachschräge
$\varepsilon$	Allgemeine Permittivität
$\eta$	Konverter-Wirkungsgrad
$\mu$	Allgemeine Permeabilität
$\rho$	Reflexionsfaktor
$\sigma$	Dämpfungskonstante
$\sigma_{Cu}$	Spezifische Leitfähigkeit von Kupfer

## Mechanische Abmessungen

$A_{cu}$	Allgemeine Leiterquerschnittsfläche
$a_{drossel}$	Breite des Drosselkerns
$A_{drossel}$	Kernquerschnittsfläche der Drossel
$a_k$	Breite des Transformator-kerns
$A_k$	Kernquerschnittsfläche des Transformators
$b_{drossel}$	Tiefe des Drosselkerns
$b_k$	Tiefe des Transformator-kerns
$b_{leit}$	Zuleitungsbreite zwischen Puls-generator und Trans-formator
$b_{leit,gen}$	Zuleitungsbreite des Puls-generators
$d_{cu}$	Allgemeine Kupferdicke von Leitern
$d_{iso}$	Allgemeine Isolationsdicke
$d_{iso,leit}$	Isolationsdicke in der Zuleitung des Puls-generators
$d_{kp,h}$	Horizontaler Abstand zwischen Kern und Primärwick-lung
$d_{kp,v}$	Vertikaler Abstand zwischen Kern und Primärwick-lung
$d_{ks,v}$	Vertikaler Abstand zwischen Kern und Sekundärwick-lung am unteren Ende
$d_{leit}$	Abstand der Leiter in der Zuleitung zwischen Pulsge-nerator und Transformator

$d_{leit,gen}$	Abstand der Leiter beim Pulsgenerator
$d_w$	Abstand zwischen Primär- und Sekundärwicklung
$d_{w1}$	Abstand zwischen Primär- und Sekundärwicklung am unteren Ende bei Trichterwicklung
$d'_{w1}$	Abstand zwischen Sekundärwicklung und Tankwand am unteren Ende bei Trichterwicklung
$h_k$	Fensterhöhe des Transformator-kerns
$h_{k,drossel}$	Fensterhöhe des Drosselkerns
$h_w$	Sekundäre Wicklungshöhe
$l_{cu}$	Allgemeine Leiterlänge
$l_k$	Magnetische mittlere Länge des Transformator-kerns
$l_{leit}$	Zuleitungslänge zwischen Pulsgenerator und Transformator
$l_{leit,gen}$	Zuleitungslänge des Pulsgenerators
$l_{PFL}$	Leitungslänge der PFL
$l_{Rx}$	Mittlere Länge des Gebietes $R_x$
$l_w$	Mittlerer Wicklungsumfang
$r_r$	Aussenradius des Feldleitrrings
$\delta_{luft}$	Luftspalt der Vormagnetisierungsinduktivität

## Abkürzungen

BJT	Bipolar Junction Transistor
CCM	Continuous Conduction Mode
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
DCM	Discontinuous Conduction Mode
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
ESL	Equivalent Series Inductance
ESR	Equivalent Series Resistance
FEM	Finite Element Method/Model
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
GTO	Gate Turn-Off Thyristor
HEP	High Energy Physics
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
IGCT	Integrated Gate Commutated Thyristor
LHC	Large Hadron Collider

LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory
MOSFET	Metal-Oxide Semiconductor Field-Effect Transistor
NPT	Non-Punch Through
PFC	Power Factor Correction
PFL	Pulse-forming Line
PFN	Pulse-forming Network
PSI	Paul Scherrer Institut
PT	Punch Through
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SOA	Save Operation Area
SOS	Semiconductor Opening Switch
SNL	Sandia National Laboratory





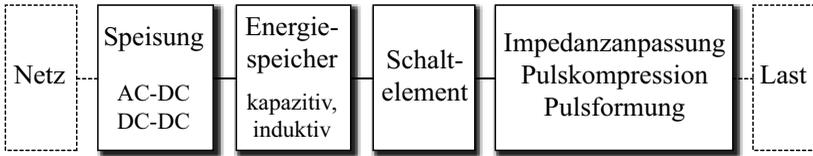
# Kapitel 1

## Einleitung

In der Leistungselektronik befasst sich das Gebiet der Hochleistungsimpulstechnik (engl. *Pulsed Power*) mit der Erzeugung von Hochspannungs- und Hochleistungspulsen von einigen kW bis zu mehreren hundert TW, die im ps- bis ms-Bereich an die Last übertragen werden. Die grössten Pulsenergien in Einzelpulsanwendungen liegen bei 100 MJ, wobei die Spannungs- und Stromamplituden bei 10 kV-50 MV und 1 kA-10 MA einzuordnen sind [1]. Im Gegensatz zu Einzelpulsanwendungen, werden mit repetitiven Pulsanwendungen, aufgrund deren Pulswiederholrate, welche in Abhängigkeit der zugrundeliegenden Anwendung zwischen wenigen Hz bis MHz variieren kann, weitaus kleinere Pulsleistungen erreicht.

Aufgrund der diskontinuierlichen bzw. modulierten Leistungsabgabe, werden die für die Impulstechnik verwendeten Schaltungen auch als *Leistungsmodulatoren* (engl. *Power Modulator*) bezeichnet. Im Allgemeinen beziehen dabei die Leistungsmodulatoren die hohe Pulsleistung aus einem kapazitiven oder induktiven Energiespeicher, dessen Nachladung über eine Speiseschaltung mit kontinuierlicher Leistungsentnahme vom Netz erfolgt, womit die Eingangsleistung aufgrund der meist wesentlich geringeren mittleren Leistung weit unterhalb der Pulsleistung liegt (vgl. Abbildung 1.1).

Durch entsprechende Steuerung eines Hochleistungsschalters kann anschliessend die gespeicherte Energie pulsförmig an die Last abgegeben werden, wobei in Kombination mit kapazitiven Energiespeichern schlies-



**Abbildung 1.1:** Allgemeines Blockschaltbild eines Leistungsmodulator-Systems.

sende Schalter und mit induktiven Energiespeichern öffnende Schalter einzusetzen sind. Obwohl mit induktiven Energiespeichern eine bis zu 100-Mal grössere Energiedichte erreicht wird, basieren die herkömmlichen Leistungsmodulatoren meistens auf kapazitiven Energiespeichern, da die Realisierung von öffnenden Hochleistungsschaltern schwierig ist [1]. Aufgrund der hohen Pulsleistungen werden für schliessende Schaltelemente hauptsächlich Gasschalter oder magnetische Schalter eingesetzt, wobei durch die stetige Entwicklung von Halbleiter-Schaltern in höhere Leistungsklassen eine kontinuierliche Ablösung von Gasschaltern stattfinden wird.

Die Leistungsabgabe vom Energiespeicher über den Hochleistungsschalter kann einerseits direkt oder andererseits über weitere dazwischen geschaltete Stufen erfolgen. Dabei werden die zusätzlichen Stufen entweder zur Impedanzanpassung mit Pulstransformatoren, zur Pulskompression mit sättigbaren Induktivitäten oder zur Pulsformung mit passiven LC-Netzwerken und Leitungen genutzt, damit eine optimale Leistungsabgabe an die Last mit gewünschter Pulsform erzielt werden kann.

Obschon die Impulstechnik ein Randgebiet der Leistungselektronik darstellt, bilden die Leistungsmodulatoren einen wesentlichen Bestandteil in einer Vielzahl von Anwendungen [3], in denen die hohen Pulsleistungen zur elektrischen Entladung, Erzeugung von gepulsten elektrischen und magnetischen Feldern oder für die Speisung von Quellen mit intensiver Strahlung eingesetzt werden [1]. Dies sind z.B. Anwendungen

- im wissenschaftlichen Bereich,
  - wie der Hochenergiephysik (HEP), in welcher mit den grössten und leistungsstärksten Anlagen einerseits durch

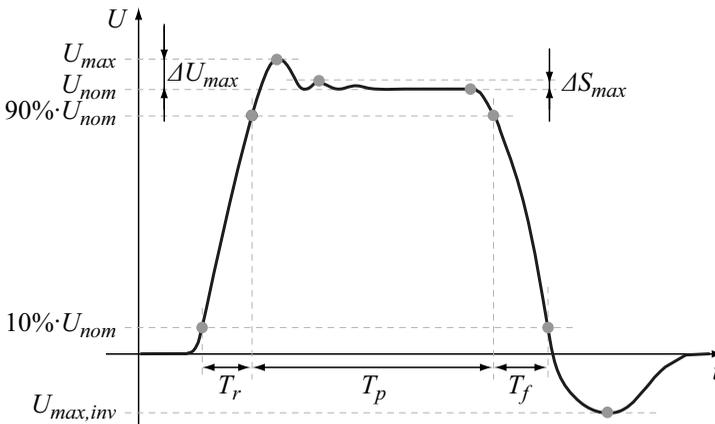
---

Kollisions- und Targetexperimenten der Aufbau von Elementarteilchen untersucht wird (vgl. z.B. CERN [4], DESY [5], GSI [6]) oder durch Erzeugung von immensen Temperaturen und Drücken verschiedenste Materialversuche und Tests zur Kernfusion durchgeführt werden (vgl. FNAL [7], LLNL [8], SNL [9] und SLAC [11]) oder

- den Hochleistungslasern, zur Plasmaerhitzung in Fusionsreaktoren;
- im medizinischen Bereich,
  - wie der Strahlentherapie (Gammastrahlung, Röntgenstrahlung),
  - der Partikeltherapie zur Tumorbestrahlung (Elektronen- oder Protonenbestrahlung (PSI [10])) oder
  - der Zerstörung von Membranen biologischer Zellen durch gepulste elektrische Felder;
- im biologischen Bereich,
  - wie der Abtötung von Mikroorganismen oder
  - der DNA-Manipulation durch gepulste elektrische Felder (Elektroporation);
- im industriellen und kommerziellen Bereich,
  - wie der Sterilisierung von diversen Substanzen (z.B. Wasser) ebenfalls durch gepulste elektrische Felder;
  - der Extraktion von Frucht- und Obstsaften,
  - der Zertrümmerung und Trennung von Materialien (z.B. Bauschutt) (engl. *Concrete Fragmentation*) sowie
  - der Bohrung von Löchern (engl. *ED-Drilling*) durch elektrische Entladung,
  - der Abscheidung von Partikeln aus Gasen, durch elektrostatische Staubabscheider (engl. *Precipitator*),
  - der Ortung von Objekten mittels Radar (Schiff-, Luft- und Raumfahrt bzw. Militär) sowie

- der breitbandigen Kommunikation (Satelliten, Telekommunikation) durch Abstrahlung elektromagnetischer Wellen,
  - der Ionenimplantation zur Dotierung von Halbleitern durch Beschleunigung von Ionen,
  - der elektromagnetischen Formgebung von elektrisch leitfähigen Materialien, bei welcher durch elektromagnetische Induktion im Werkstück ein Strom hervorgerufen wird und sich dieses aufgrund der resultierenden Lorentz-Kräfte verformt;
- im militärischen Bereich,
    - wie den Hochenergielasern zur Raketenabwehr oder
    - den elektromagnetischen Raketenwerfern (*EM-Launcher*).

Durch das breite Spektrum an Anwendungsgebieten unterscheiden sich auch die gestellten Spezifikationen an die Leistungsmodulatoren bezüglich nötiger Pulsleistung und Pulsbreite, wobei zusätzlich in Abhängigkeit der zugrundeliegenden Anwendung die Anforderungen bezüglich Pulsflankensteilheit, Überschwingen, Pulsdach oder Dachschräge hoch sein können. Dabei handelt es sich vor allem um Leistungsmodulatoren in Systemen zur Erzeugung von intensiver Strahlung, wie in Radarsystemen, Linearbeschleunigern oder Klystron- und Magnetronmodulatoren,



**Abbildung 1.2:** Definition der wichtigsten beschreibenden Größen zur Pulsform.

bei welchen eine möglichst rechteckige Pulsspannung mit schnellen Flankenzeiten  $T_r$  und  $T_f$  sowie einem flachen Pulsdach erwünscht ist (vgl. Abbildung 1.2).

Die in diesen Anwendungsgebieten am weitesten verbreiteten Systeme sind Leistungsmodulatoren basierend auf einer PFN-Schaltungstopologie (*Pulse-forming Network*) [22–27, 29–31, 149]. Die Funktionsweise des PFN-Leistungsmodulators wurde dabei von den PFL-Leistungsmodulatoren (*Pulse-forming Lines*) abgeleitet, weshalb Leistungsmodulatoren dieses Typs im Englischen auch *Line-Type Modulators* genannt werden. Die PFL- und PFN-Leistungsmodulatoren eignen sich dabei gerade für Anwendungen, in denen eine nahezu rechteckige Pulsform erforderlich ist ( $T_r, T_f \ll T_p$ ) [2]. Neben der äusserst rechteckigen Pulsform zeigen PFN-Leistungsmodulatoren jedoch auch eine Vielzahl wesentlicher Nachteile, wie z.B. die manuelle Abstimmung des PFNs, die begrenzte Lebensdauer des Gasschalters oder die durch das PFN vorgegebene feste Pulsbreite.

Diese Schwächen bilden zugleich die Motivation dieser Arbeit, in welcher durch den Einsatz von modernen Hochleistungs-Halbleitern der

**Tabelle 1.1:** Pulsspezifikationen für das zu untersuchende Halbleiter-Leistungsmodulator-System.

<i>Kenngösse</i>	<i>Wert / Bereich</i>
Nominale Ausgangsspannung $U_{nom}$	70-170 kV
Maximale Inversspannung $U_{max,inv}$	-50 kV
Nominaler Ausgangsstrom $I_{nom}$	110 A
Heizstrom des Klystrons $I_{heiz}$	20 A
Maximales Überspringen $\Delta U_{max}$	3 %
Maximale Dachschräge $\Delta S_{max}$	< 1 %
Pulsanstiegszeit $T_r$	500-700 ns
Pulsabfallzeit $T_f$	1.2 $\mu$ s
Pulsbreite $T_p$	2-7.5 $\mu$ s
Maximale Pulsleistung $P_{p,max}$	20 MW
Mittlere Leistung $P_{avg}$	20 kW
Maximale Pulswiederholfrequenz $f_{rep}$	600 Hz

PFN-Modulator durch eine andere Schaltungstopologie ersetzt werden soll. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Realisierung eines kompakten und modularen 20 MW Leistungsmodulator-Systems mit abschaltbaren Hochleistungs-Halbleitern zur Versorgung eines Klystrons, welches die Erzeugung von rechteckförmigen 170 kV-Pulsen mit Anstiegszeiten von weniger als 500 ns und variabler Pulsbreite im Bereich von 2-7.5  $\mu$ s ermöglicht. Die entsprechenden Pulsspezifikation des Halbleiter-Leistungsmodulator-Systems sind in Tabelle 1.1 gegeben.

## 1.1 Stand der Technik

Die Idee zur Pulserzeugung mit Hilfe von PFL- oder PFN-Leistungsmodulatoren stammt aus der Leitungstheorie, wobei eine auf die Spannung  $U_{DC}$  geladene Leitung mit charakteristischer Impedanz  $Z_{PFL}$  über eine Last  $R_{last}$  mittels des Schalters  $S_M$  pulsförmig entladen wird (vgl. Abbildung 1.3).

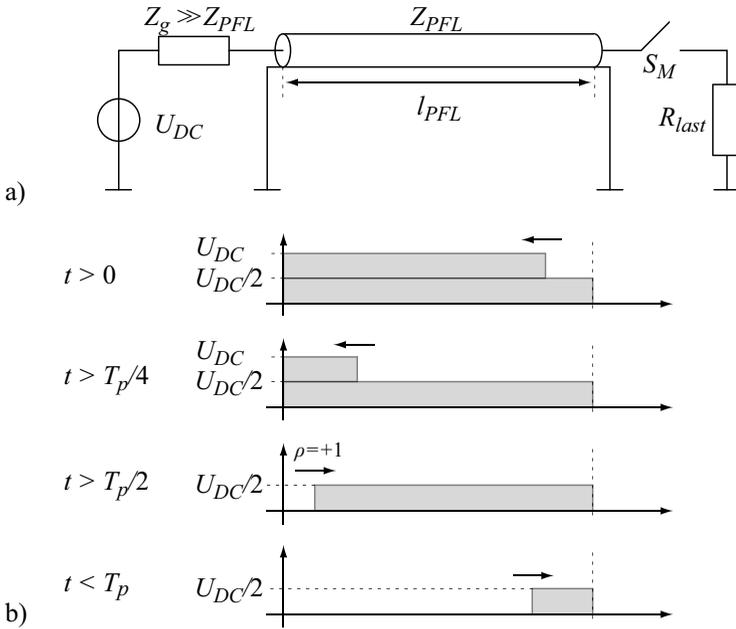
Sobald der Schalter  $S_M$  geschlossen wird, stellt sich an der Last die Spannung  $U_{last}$  ein, welche sich aus dem Spannungsteilerverhältnis aus Leitungsimpedanz  $Z_{PFL}$  und Lastwiderstand  $R_{last}$  ergibt.

$$U_{last} = U_{DC} \frac{R_{last}}{R_{last} + Z_{PFL}} \quad (1.1)$$

Die Pulsbreite  $T_p$  entspricht dabei gerade der doppelten Laufzeit, welche der Spannungspuls zum Durchlaufen der Leitung benötigt [2]. Für eine Leitung mit der relativen Permeabilität  $\mu_r = 1$  ergibt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  aus der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der relativen Permittivität  $\epsilon_r$ , woraus die Pulslänge  $T_p$  berechnet werden kann.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \Rightarrow \quad T_p = \frac{2 \cdot l_{PFL}}{v} \quad (1.2)$$

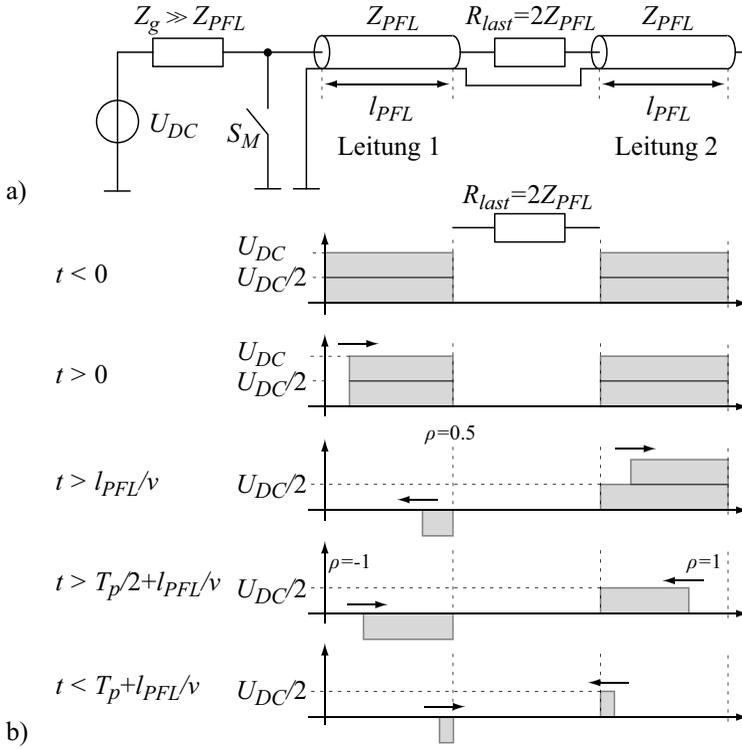
Bei der Realisierung von Line-Type Modulatoren ist zu beachten, dass zusätzliche Streuinduktivitäten zwischen Leitung und Last minimiert werden und die Last angepasst ist, damit rasche Anstiegszeiten erreicht und Reflexionen verhindert werden [2]. Häufig werden die Leitungen der PFL-Leistungsmodulatoren aus Koaxialkabeln gefertigt, dessen Impedanz in den meisten Fällen gerade 50  $\Omega$  entspricht. Damit trotzdem



**Abbildung 1.3:** a) Blockschaltbild eines PFL-Leistungsmodulators und b) qualitativer Verlauf der Entladung der angepassten PFL [2].

eine Anpassung der Leitung an beliebige Lastwiderstände möglich ist, werden gleichlange Leitungen entweder parallel oder seriell verschaltet. Als weitere Option wird zur Erzeugung von Hochspannungspulsen die PFL bzw. das PFN meistens an einen Pulstransformator gekoppelt, da einerseits trotz Spannungshalbierung durch die PFL eine Spannungshochsetzung erreicht wird und andererseits mittels Impedanztransformation die PFL an die Last angepasst werden kann.

Mit Hilfe der *Blumline PFL* lässt sich eine Spannungshalbierung an der Last verhindern, wodurch die Spannungsübersetzung des Pulstransformators halbiert werden kann [2]. In Abbildung 1.4 ist das Funktionsprinzip des Leistungsmodulators mit einer Blumline PFL gezeigt. Dabei wird die Last  $R_{last}$  zwischen zwei auf die Spannung  $U_{DC}$  geladene, gleich lange Leitungen geschaltet. Die Pulserzeugung erfolgt durch Schliessen des Schalters  $S_M$ , wodurch die erste Leitung am Ende kurzgeschlossen wird und die resultierende negative Spannungsflanke  $-U_{DC}$  die erste



**Abbildung 1.4:** a) Blockschaltbild des Blumline PFL-Leistungsmodulator b) und qualitativer Verlauf der Entladung der Blumline PFL [2].

Leitung in Richtung Last durchläuft. Da die erste Leitung durch die Serienschaltung von Last- ( $R_{last} = 2Z_{PFL}$ ) und Leitungsimpedanz der zweiten Leitung  $Z_{PFL}$  abgeschlossen ist, resultiert am Ende der ersten Leitung ein Reflexionskoeffizient von  $\rho = 1/2$ .

$$\rho = \frac{Z_L - Z_{PFL}}{Z_L + Z_{PFL}} = \frac{3Z_{PFL} - Z_{PFL}}{3Z_{PFL} + Z_{PFL}} = \frac{1}{2} \quad (1.3)$$

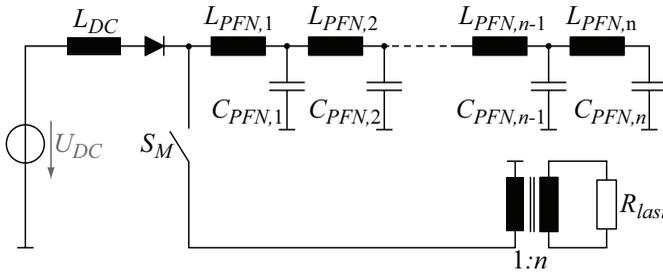
Somit weist die am Ende der ersten Leitung reflektierte Spannung eine Amplitude von  $-U_{DC}/2$  auf. Der entsprechende Transmissionskoeffizient am Ende der ersten Leitung beträgt  $\Gamma = 1 + \rho = 3/2$ .

Die Amplitude der transmittierten Welle ergibt sich zu  $-3/2U_{DC}$ , wobei sich die transmittierte Spannung aufgrund der Impedanzverhältnisse mit  $-U_{DC}$  auf die Last und mit  $-1/2U_{DC}$  auf die zweite Leitung aufteilt. Folglich wird die zweite Leitung während der ersten Pulshälfte im Intervall  $l_{PFL}/v < t < T_p/2 + l_{PFL}/v$  auf die halbe Ladenspannung  $1/2U_{DC}$  und aufgrund der Reflexion am offenen Ende der zweiten Leitung ( $\rho = +1$ ) während der zweiten Pulshälfte im Intervall  $T_p/2 + l_{PFL}/v < t < T_p + l_{PFL}/v$  ganz entladen. Im Gegensatz dazu bewirkt der Kurzschluss durch den Schalter  $S_M$  bei der ersten Leitung einen Reflexionskoeffizienten von  $\rho = -1$ , wodurch auch die erste Leitung im letzten Intervall ganz entladen wird. Mit Hilfe des gezeigten Spannungsverlauf auf den beiden Leitungen gemäss Abbildung 1.4 ist zu erkennen, dass die resultierende Lastspannung während  $l_{PFL}/v < t < T_p + l_{PFL}/v$  konstant auf  $U_{DC}$  gehalten werden kann, und somit keine Spannungshalbierung erfolgt.

Wie aus Gleichung (1.2) zu erkennen ist, hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit in PFL-Modulatoren von der relativen Permittivität der Leitung ab. Die für Leitungen verwendeten Materialien weisen dabei meist niedrige relative Permittivitäten ( $\epsilon_r = 2-3$ ) auf, wodurch die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei etwa  $2 \cdot 10^8$  m/s = 20 cm/ns liegt [2]. Somit ist zur Erzeugung einer Pulsdauer von  $T_p = 7.5 \mu\text{s}$  eine Leitungslänge von  $l_{PFL} = 750$  m nötig! Aufgrund der resultierenden Leitungslängen sind deshalb PFL-Modulator nur für kurze Pulsbreiten geeignet.

Alternativ zu den PFL-Leistungsmodulatoren kann jedoch die tatsächliche Leitung durch eine künstliche Leitung (engl. *Artificial Line*) oder das sogenannte PFN, bestehend aus Kapazitäten  $C_{PFN}$  und Induktivitäten  $L_{PFN}$ , ersetzt werden, wobei die Leitung abschnittsweise durch die äquivalente Impedanz  $Z_{PFN} = \sqrt{L_{PFN}/C_{PFN}}$  modelliert wird (vgl. Abbildung 1.5).

Aufgrund der beschränkten Anzahl von Kapazitäten  $C_{PFN}$  und Induktivitäten  $L_{PFN}$  und somit der disreten Nachbildung der tatsächlichen Leitung resultiert beim PFN im Vergleich zur PFL zu Beginn des Pulses ein Überschwingen und zeigt während dem Puls eine leichte Schwingneigung [2, 28]. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, kann das PFN durch Schaltungssynthese derart ausgelegt werden, sodass eine Pulsform mit begrenzten Anstiegszeiten erreicht wird und somit kein Überschwingen resultiert. Die dabei zu verwendenden Kapazitäten  $C_{PFN,i}$  und Induktivitäten  $L_{PFN,i}$  nehmen jedoch in Abhängigkeit der gewünschten Pulsform unterschiedliche Werte an, was eine genaue



**Abbildung 1.5:** Blockschaltbild der PFN-Modulortopologie mit anschliessendem Pulstransformator zur Spannungshochsetzung.

Dimensionierung des PFNs erschwert [2, 30]. Trotz verschiedenster Berechnungsmöglichkeiten der einzelnen Kapazitäten  $C_{PFN,i}$  und Induktivitäten  $L_{PFN,i}$  muss das PFN bei der Inbetriebnahme des Leistungsmodulators aufgrund von Bauteiltoleranzen, beschränkter Schaltgeschwindigkeiten und Fehlanpassung der Last durch den Pulstransformator manuell eingestellt werden, was einen weiteren Nachteil des PFNs darstellt. Zudem können durch die fixe Einstellung des PFNs nur Pulse mit konstanter Pulsbreite erzeugt werden.

Als Schaltelement werden in PFN-Leistungsmodulatoren nach wie vor aufgrund der nötigen Schaltgeschwindigkeit sowie der hohen Schaltleistung hauptsächlich Gasschalter, wie z.B. das Thyatron, eingesetzt. Das *Thyatron* ist dabei ein elektrisches Schaltelement, bestehend aus einer gasgefüllten Kammer, worin sich eine Anode, eine Kathode und ein Gitter befinden. Mit Hilfe des zwischen Anode und Kathode liegenden Gitters kann das Thyatron gesteuert werden, wobei durch Anlegen einer positiven Gitterspannung das Füllgas gezündet wird. Dadurch entsteht im Inneren des Thyatrons zwischen Anode und Kathode ein leitfähiges Plasma dessen Brennspannung bei etwa 10-15 V liegt. Sobald das Thyatron gezündet wurde, ist durch die Gitterspannung keine Einflussnahme auf den Leitzustand mehr möglich, wobei das Plasma im Thyatron erst nach Unterschreiten der Brennspannung bzw. Unterbrechung des Anodenstromes erlischt (vgl. heutige Thyristoren). Die maximale Sperrspannung sowie Stromtragefähigkeit liegen bei einigen zehn kV bzw. kA. Hydrogen Thyatrons erreichen sogar Werte von über 200 kV und besitzen eine Stromtragefähigkeit von bis zu 100 kA [14]. Weitere früher in Leistungsmodulatoren eingesetzte Gasschalter bzw.

Funkenstrecken sind das *Ignitron* und *Triggered Spark Gap*, welche eine ähnliche Funktionsweise wie das Thyratron aufweisen. Im Vergleich zum Triggered Spark Gap ist der ursprüngliche *Overvoltage Spark Gap* im Wesentlichen nur eine definierte Durchschlagsstrecke, in welcher eine Funkenstrecke ausgebildet wird, sobald eine gewisse Spannung überschritten wird.

Aufgrund der hohen Sperrspannungsfestigkeit der Gasschalter liegt die Ladespannung  $U_{DC}$  des PFNs meist bei etwa 20 – 90 kV, wodurch jedoch auch an die passiven Komponenten hohe Anforderungen bezüglich Spannungsfestigkeit gestellt werden. Des Weiteren wird das PFN während der Pulserzeugung vollständig entladen, wobei die passiven Komponenten, speziell die Kondensatoren, ein hohe Beanspruchung während einem Lastzyklus erfahren und somit frühzeitige Alterungseffekte zeigen.

Im Folgenden sind die wesentlichen Nachteile des PFN-Modulators nochmals aufgeführt:

- Aufgrund von Toleranzen in Bauteilwerten und beschränkter Schaltgeschwindigkeit muss das PFN manuell abgeglichen werden. Durch Alterungseffekt sind auch während dem Betrieb periodische Abstimmungen des PFNs nötig.
- Da eine vollständige Anpassung des PFNs an die Last nicht erreicht werden kann, muss der Modulator aufgrund von Spannungsreflexionen zusätzlich mit Dämpfungsnetzwerken geschützt werden.
- Die beschränkte Genauigkeit bei der Modellierung der PFL durch das PFN führt während dem Puls zu einer bleibenden Welligkeit auf dem Pulsdach.
- Durch das fest eingestellte PFN ist, wie bei sämtlichen Line-Type-Modulatoren, keine Pulsbreitenvariation möglich.
- Bei Anpassung kann das PFN nur die halbe Versorgungsspannung an den Ausgang liefern. Zudem muss deshalb zur Aufladung des PFNs eine Hochspannungsversorgung mit doppelter Ausgangsspannung verwendet werden.
- Sämtliche Bauelemente des Leistungsmodulator-Systems müssen auf die entsprechende Hochspannung ausgelegt werden, welche z.B. im Vergleich zu Niederspannungskondensatoren teurer sind.

- Durch die vollständige Ent- und Aufladung des PFNs während einem Lastzyklus erfahren die passiven Bauelemente eine hohe Beanspruchung, wodurch diese frühzeitig Alterungseffekte zeigen.
- Trotz der hervorragenden elektrischen Eigenschaften werden Gasschalter, wie das Thyatron, nur noch von einigen Herstellern produziert. Zudem ist die Lebensdauer dieser Gasschalters begrenzt, wodurch die Zuverlässigkeit des gesamten Systems sinkt.
- Im Fehlerfall kann das Thyatron nicht ausgeschaltet werden, weshalb zusätzliche Schutzschaltungen vorzusehen sind, damit die überschüssige Energie abgeleitet werden kann.

Zur Steigerung der Zuverlässigkeit des PFN-Modulators wurde die Substitution von Gasschaltern durch den Thyristor bereits in anderen Arbeiten erfolgreich untersucht, wobei jedoch weiterhin an der PFN-Struktur festgehalten wurde [31–33]. Aufgrund den Spezifikationen in Tabelle 1.2 mit variabler Pulsbreite ist der Aufbau eines PFN-Modulators bzw. von Line-Type-Modulatoren nicht mehr möglich (siehe Abschnitt 1.1). Dies erfordert den Einsatz von abschaltbaren Halbleiter-Bauelementen, wie z.B der GTO, der MOSFET, der IGBT oder der IGCT, welche sich durch die stetige Weiterentwicklung bereits in entsprechenden Leistungsklassen bewährt haben. Andere Halbleiterstrukturen, wie z.B. SiC-Schalter, stehen noch am Anfang ihrer Entwicklung und stellen momentan (Stand 2005) für diese Leistungsklasse keine wirkliche Option dar.

## 1.2 Gliederung der Arbeit

Im Folgenden werden zuerst basierend auf den festgelegten Spezifikationen die möglichen Schaltungstopologien untersucht und einander gegenübergestellt. Der hauptsächliche Teil der Arbeit befasst sich dabei mit der Analyse der gewählten Leistungsmodulatorortopologie mit Pulstransformator, wobei in den jeweiligen Kapiteln die wesentlichen Teilkomponenten, wie Pulsgenerator, Pulstransformator und Vormagnetisierung aufeinanderfolgend und detailliert beschrieben werden. Jedoch ist zu bemerken, dass diese logische Abfolge der Themen nicht dem zeitlichen Ablauf dieser Arbeit entspricht. Aufgrund von unterschiedlichen Prioritäten wurde zu Beginn dieser Arbeit der Fokus auf die Modellierung des

Pulstransformators gelegt, da die erreichbare Pulsform in Leistungsmodulatoren mit Pulstransformatoren hauptsächlich durch den Transformator definiert wird. Obwohl das Schaltverhalten der Halbleiter sowie der Aufbau des Pulsgenerators für die Dimensionierung des Pulstransformators von Bedeutung sind, war die Realisierung des Pulstransformators bereits abgeschlossen, bevor z.B. die beiden Pulsgeneratoren *Modulator II, III* oder der Gatetreiber mit verbessertem Schaltverhalten fertig gestellt wurden. Somit bezieht sich z.B. die Dimensionierung des Pulstransformators auf die zu der Zeit zugrundeliegenden Kenntnissen bezüglich erreichbaren Schaltgeschwindigkeiten oder Längsinduktivitäten. Aufgrund der Verständlichkeit wurde in dieser Arbeit trotzdem versucht eine klare, von Kapitel zu Kapitel aufbauende Struktur beizubehalten, wobei die einzelnen Kapitel ebenfalls als eigenständige Themen verständlich sein sollen.

### 1.3 Mögliche Schaltungskonzepte

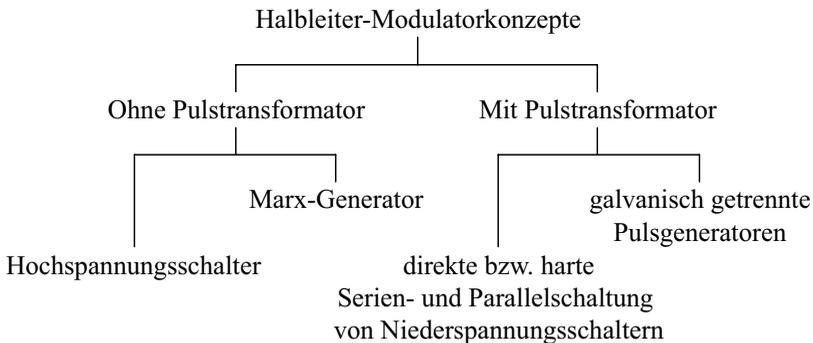
Zur Erzeugung von Hochspannungs- und Hochleistungspulsen existieren in der Literatur eine Vielzahl von Schaltungstopologien. In [15–21] werden die hauptsächlich Konzepte vorgestellt und verglichen. Dabei handelt es sich um die folgenden Modulatortypen:

- Leistungsmodulatoren, bei welchen Leitungen oder entsprechende Netzwerke entladen werden (*Line-type Modulators*). Dazu gehören
  - *Pulse-forming Lines* (PFL),
  - *Pulse-forming Networks* (PFN) oder
  - *Transmission Line Pulse Transformers* (vgl. [2, 47–50]);
- Leistungsmodulator-Systeme mit kapazitiven Speichern, wie
  - Pulsgeneratoren mit direkter Entladung eines Hochspannungskondensator mit Hochspannungsschaltern (vgl. Abschnitt 1.3.1) oder
  - *Marx-Generatoren* (vgl. Abschnitt 1.3.2);
- Systeme mit induktiven Speichern. Darunter fallen Pulsgeneratoren mit öffnenden Schaltern [1, 51] (engl. *Opening Switch*), wie z.B. die sogenannten Halbleiter-Modulatoren mit *SOS-Dioden* [52];

- Pulsgeneratoren mit *Magnetic Pulse Switching* oder *Magnetic Pulse Compression*, bei welchen sättigbare Induktivitäten als Schalter verwendet werden [53–55];
- und hybride Systeme, wie sämtliche erwähnten Leistungsmodulator-Systeme in Kombination mit *Pulstransformatoren*.

Alle Leistungsmodulatoren, welche auf Leitungs- oder Netzwerkentladung basieren, sowie Systeme mit nicht abschaltbaren magnetischen Schaltern können jedoch aufgrund der hohen Anforderungen an den Ausgangspuls, wie rechteckige Pulsform und variable Pulsdauer  $T_p$ , nicht berücksichtigt werden. Im Folgenden werden somit nur diejenigen Schaltungstopologien untersucht, durch welche die geforderten Spezifikationen mit Halbleiter-Schaltern erreicht werden können.

In Abbildung 1.6 ist eine Auflistung der möglichen Halbleiter-Leistungsmodulator-Systeme gezeigt. Bei der Untersuchung von Leistungsmodulatoren unterschiedlicher Topologien ist jeweils zu beachten, dass Modulatoren mit gleichen bzw. ähnlichen Spezifikationen verglichen werden, da im Allgemeinen durch Leistungsmodulatoren für kleinere Ausgangsspannungen und Pulsbreiten schnellere Flankenzeiten  $T_r$  und  $T_f$  realisierbar sind.



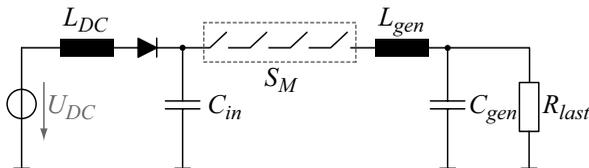
**Abbildung 1.6:** Mögliche Halbleiter-Leistungsmodulator-Systeme zur Erzeugung rechteckiger Spannungspulse mit variabler Pulsbreite.

### 1.3.1 Hochspannungsschalter

Die theoretisch einfachste Schaltungstopologie stellt die direkte Entladung eines auf  $U_{DC}$  geladenen Hochspannungskondensators mittels eines Hochspannungsschalters  $S_M$  dar, wobei sich der zu realisierende Hochspannungsschalter aus einer Vielzahl von in Serie geschalteten abschaltbaren Halbleiter-Schaltern zusammensetzt (vgl. Abbildung 1.7).

Zur Realisierung des Hochspannungsschalters werden meist IGBT-Module [35–39] - zum Teil auch MOSFETs [34] - eingesetzt, wobei aufgrund der einfachen Schaltungstopologie sowie der fehlenden resonanten Bauelemente, wie etwa beim PFN-Modulator, durch synchrone und leistungsarme Ansteuerung des Hochspannungsschalters eine beliebige Pulsbreitenvariation möglich ist [35–39]. Die maximale Sperrspannungsfestigkeit heutiger IGBT-Module (Stand 2005) liegt bei  $U_{ce,max} = 6.5 \text{ kV}$ , wodurch für Pulsspannungen von  $U_{DC} = 170 \text{ kV}$  mit eingerechneter Spannungsmarge mehr als 40 IGBT-Module in Serie geschaltet werden müssen.

Aufgrund des positiven Temperaturkoeffizienten von NPT-IGBTs können bei Anwendungen mit höheren Pulsströmen zusätzlich IGBTs parallel geschaltet werden. Kommerziell erhältliche Modulatoren, im Bereich von 1-200 kV und 10 A-5 kA, basierend auf dieser Topologie können dabei bis zu 160 in Serie und zusätzlich bis zu 6 in parallel geschaltete IGBT-Module enthalten [35–39], was einem immensen Steuer- und Schaltungsaufwand entspricht. Neben der komplexen Überwachung und Synchronisation aller Schaltelemente mit gleichmässiger Leistungs- und Spannungsverteilung darf zudem der Ausfall eines oder mehrerer einzelner Schalter nicht zur Zerstörung des gesamten Hochspannungsschalters führen [15].



**Abbildung 1.7:** Blockschaltbild der direkten Entladung eines Hochspannungskondensators mittels Hochspannungsschalter und Berücksichtigung der parasitären Elemente  $L_{gen}$  und  $C_{gen}$ .

Bei Annahme von idealem Schaltverhalten darf dabei zur Erzielung einer rechteckigen Pulsform dem Kondensator  $C_{in}$  nur ein Bruchteil der gespeicherten Energie entnommen werden, was bereits auf die grosse notwendige Kapazität  $C_{in}$  im Vergleich zu PFL- oder PFN-Modulatoren hinweist. Bei Verwendung der spezifizierten Maximalwerte aus Tabelle 1.1 kann die nötige Eingangskapazität  $C_{in}$  aus der entnommenen Pulsenergie  $E_p$  (Annahme konstanter Pulsleistung) und dem maximalen Spannungsabfall berechnet werden.

$$\begin{aligned}
 E_p &= P_{p,max} \cdot T_p = 20 \text{ MW} \cdot 7.5 \text{ } \mu\text{s} = 150 \text{ J} \\
 \Delta U_{DC} &= U_{DC} \cdot 0.01 = 1.7 \text{ kV} \\
 \Delta E_{C_{in}} &= E_p = \frac{1}{2} C_{in} [U_{DC}^2 - (U_{DC} - \Delta U_{DC})^2] \\
 &\Rightarrow C_{in} = 522 \text{ nF}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

Die im Kondensator gespeicherte Energie ist somit  $E_{C_{in}} = 7543 \text{ J}$ , wobei die abgegebene Pulsenergie gerade etwa 2% entspricht. Durch zusätzliche Kompensationsnetzwerke, welche, wie z.B. der sogenannte *Bouncer* [72–74, 80], aktive Netzwerke [71] oder das LR-Netzwerk [75, 76, 138], seriell zum Schalter eingefügt werden, kann der Spannungsabfall am Kondensator  $C_{in}$  bis zu etwa 10% (in [74] sogar 19%) erhöht werden, ohne dadurch den Spannungsabfall an der Last zu vergrössern. Somit ist eine Reduktion der Eingangskapazität der teureren Hochspannungskondensatoren [15] auf etwa  $C_{in} = 55 \text{ nF}$  möglich, wobei zusätzliche Verluste sowie Schaltungsaufwand für die Kompensationsschaltung aufgewendet werden müssen.

Wie bei allen folgenden Modulator-Topologien wird die tatsächliche Pulsanstiegszeit  $T_r$ , unter Vernachlässigung von jeglichen Leitverlusten, nicht durch die Schaltgeschwindigkeit sondern, hauptsächlich bzw. ausschliesslich durch das Produkt von Längsinduktivität  $L_{gen}$  und parasitärer Kapazität  $C_{gen}$  bestimmt [36].

$$T_r \propto \sqrt{L_{gen} \cdot C_{gen}} \tag{1.5}$$

Wird somit z.B. der Eingangskondensator  $C_{in}$  ebenfalls aus Niederspannungskondensatoren aufgebaut, addieren sich deren Serieninduktivitäten (ESL) zur Längsinduktivität  $L_{gen}$  auf, wobei demgegenüber die

Zuleitungsinduktivitäten eher gering sind. Im Gegensatz zu Leistungsmodulatoren mit niedriger Eingangsspannung ( $U_{DC} \approx 1 \text{ kV} - 10 \text{ kV}$ , in welchen auf einen niederinduktiven Aufbau geachtet wird (vgl. z.B. Abschnitt 1.3.3), muss bei Hochspannungsgeneratoren vor allem die parasitäre Kapazität  $C_{gen}$ , insbesondere die Erdkapazität, klein gehalten werden [36, 69, 70]. Somit liegen die erreichbaren Anstiegszeiten am Modulatorausgang bei Verwendung von Hochspannungsschaltern trotz schneller Schaltgeschwindigkeiten ( $T_{on} > 100 \text{ ns}$ ) bei etwa  $T_r = 500 \text{ ns}$  [36–39]. Des Weiteren muss das Gesamtsystem zur Aufladung der Hochspannungskondensatoren über eine entsprechende Hochspannungsversorgung verfügen, deren Kosten diejenigen der Niederspannungsversorgungen übersteigen [15].

**Fazit:** Der wesentliche Vorteil der direkten Kondensatorentladung im Vergleich zu Modulatortopologien mit Pulstransformatoren ist die quasi “beliebig“ einstellbare Pulsbreite, welche nicht wie bei Transformatoren durch die maximale Spannungszeitfläche limitiert ist. Jedoch weisen die Modulatoren mit Hochspannungsschaltern - wie alle anderen Modulatoren auch - trotz schnellen Schaltzeiten aufgrund der schaltungsbedingten Längsinduktivität und verteilten Kapazität eine beschränkte Flankensteilheit auf. Zusätzlich sind zur Realisierung hoher Pulsspannungen eine Vielzahl von Halbleiter-Schaltern erforderlich, wodurch hohe Anforderungen an die Gateansteuerung (Galvanische Trennung) sowie die Synchronisation aller Schaltelemente gestellt sind. Des Weiteren darf in Folge eines Fehlerfalls von einzelnen Schaltern der Hochspannungsschalter nicht zerstört werden, wodurch mit steigender Anzahl von Schaltern die Zuverlässigkeit des Systems sinkt. Schlussendlich übersteigt der Kostenaufwand von Hochspannungsbau-elementen sowie deren Versorgung denjenigen von Niederspannungsbau-elementen [15].

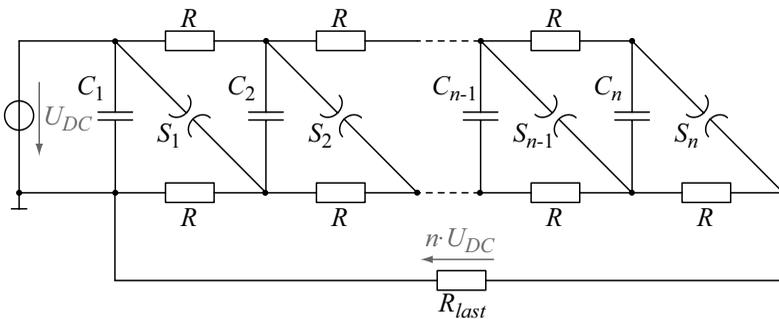
### 1.3.2 Marx-Generator

Als hauptsächliche Nachteile der im vorigen Abschnitt beschriebenen Entladung von Hochspannungskondensatoren mittels Hochspannungsschaltern gelten einerseits der komplexe Aufbau des Hochspannungsschalters, was eine zuverlässige Funktion mit steigender Anzahl von Schaltelementen erschwert, und andererseits die konstant anliegende Hochspannung, durch welche aufgrund von möglichen Teilentladungen die nötigen Sicherheitsabstände und zur Minimierung der parasitären

Kapazität das Volumen der Gesamtschaltung mit steigender Spannung überproportional zunimmt.

Eine Alternative zum Hochspannungsschalter stellt der Marx-Generator dar, welcher vor allem in Pulsapplikationen mit den höchsten Spannungen populär ist [2]. Im Gegensatz zur direkten Entladung des Hochspannungskondensators werden beim Marx-Generator für die Erzeugung des Hochspannungspulses eine Vielzahl von gleichen Stufen niedriger Spannung  $U_{DC}$  in Serie geschaltet. In Abbildung 1.8 ist das Blockschaltbild der klassischen Topologie eines  $n$ -stufigen Marx-Generator dargestellt, wobei als Schaltelemente Funkenstrecken (Spark Gaps) verwendet wurden [15, 70].

Dabei lässt sich durch Verwendung von  $n$  gleichen Stufen eine Ausgangsspannung von  $n \cdot U_{DC}$  erzeugen. Die Aufladung der Speicherkapazitäten  $C_1-C_n$  erfolgt über die jeweiligen Widerstände  $R$ . Sobald die Spannung  $U_{DC}$  die Durchbruchspannung einer der Funkenstrecken  $S_1-S_n$  übersteigt, werden die Funkenstrecken dominoartig gezündet, wodurch die einzelnen Kondensatoren  $C_1-C_n$  in Serie geschaltet und über der Last  $R_{last}$  entladen werden. Man spricht dabei im Englischen auch von *Erected Marx-Generator*, also vom aufgerichteten Marx-Generator. Aufgrund des Einsatzes von Funkenstrecken wurden im klassischen Marx-Generator die Kondensatoren vollends entladen. Durch den Einsatz abschaltbarer Halbleiter-Schalter kann jedoch die Entladung unterbrochen und somit die Pulsbreite  $T_p$  geregelt werden, was den Einsatz des Marx-Generators in verschiedenen

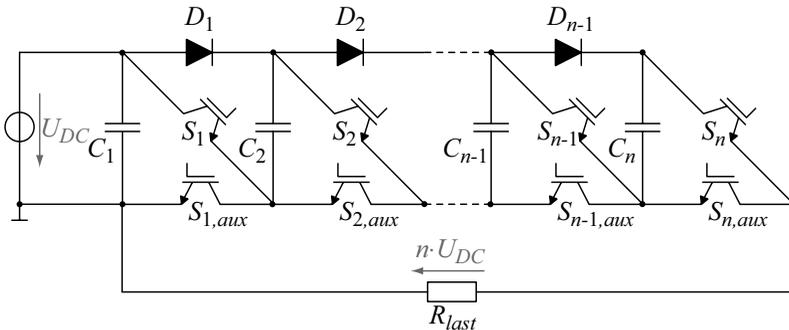


**Abbildung 1.8:** Blockschaltbild der klassischen Topologie eines  $n$ -stufigen Marx-Generators.

Applikationen mit Wiederholraten im kHz-Bereich ermöglicht [2].

Zusätzlich können neben der Substitution der Schaltelemente  $S_1$ - $S_n$  durch Halbleiter-Schalter zur Reduktion der Verluste während der Kondensatoraufladung ebenfalls die Ladewiderstände  $R$  durch hochimpedante Induktivitäten oder Transformatoren ersetzt werden. Letztere sind jedoch aufgrund der zusätzlichen parasitären Kapazität sowie der notwendigen Isolation kritisch. In neueren Halbleiter-Marx-Generatoren erfolgt die Aufladung über Hochspannungsdioden  $D_1$ - $D_n$ , wobei zusätzlich ein weiterer Halbleiter-Schalter  $S_{1,aux}$ - $S_{n,aux}$  benötigt wird und somit den Ansteuer Aufwand verdoppelt [42, 43] (vgl. Abbildung 1.9). Jedoch kann kurz nach der Pulserzeugung durch Einschalten des zweiten Halbleiters  $S_{x,aux}$  eine rasche Entladung der parasitären Kapazität erreicht werden. Zusätzlich ermöglichen die Ladedioden eine Variation der Ausgangsspannung, indem einzelne Stufen während dem Puls nicht eingeschaltet werden und dadurch der Laststrom über die entsprechende Ladediode geleitet wird [42, 43].

Der Freilauf des Laststromes über die Ladediode zeigt somit, dass die Einschaltzeiten der Schalter in den einzelnen Stufen nicht kritisch sind und der Marx-Generator im Vergleich zum direkten Hochspannungsschalter weniger empfindlich auf Verzögerungen in den Schaltzeiten ist. Folglich ist sogar ein versetztes Einschalten der Stufen möglich [40, 42–44]. Jedoch wird beim versetzten Schaltvorgang die leitende Diode abkommutiert, wodurch beim entsprechenden Reverse-Recovery-Verhalten zusätzliche Verluste entstehen. Somit sind als Ladedioden



**Abbildung 1.9:** Blockschaltbild eines n-stufigen Halbleiter-Marx-Generators [42].

vorteilhafterweise Dioden mit kurzer Erholdauer, wie etwa SiC-Dioden, zu verwenden. Analog zur direkten Entladung eines Hochspannungskondensators wird die erreichbare Anstiegszeit  $T_r$  im Marx-Generator durch die Längsinduktivität  $L_{gen}$  und die parasitäre Kapazität  $C_{gen}$  beschränkt. Dabei lässt sich der aufgerichtete Marx-Generator ebenfalls durch das Ersatzschaltbild aus Abbildung 1.7 beschreiben. Die parasitäre Kapazität  $C_d$  wird vor allem durch die Erdkapazität aller Stufen dominiert, wobei die Kapazitäten zwischen den Stufen einen wesentlich kleineren Einfluss auf das Schaltverhalten haben [2, 42, 43, 69, 70]. Somit muss durch geeigneten Aufbau die Erdkapazität möglichst klein gehalten werden.

Damit während der Pulsdauer  $T_p$  eine quasi konstante Spannung mit geringer Dachschräge erzielt werden kann, muss die Gesamtkapazität  $C_{in}/n$  des aufgerichteten Marx-Generator derjenigen des Hochspannungskondensators aus Abschnitt 1.3.1 entsprechen. Gemäss den erwähnten Kompensationsschaltungen in Abschnitt 1.3.1 kann jedoch beim Marx-Generator die Dachschräge durch versetztes Einschalten der einzelnen Stufen [40, 42] korrigiert werden.

**Fazit:** Der wesentliche Vorteil des Marx-Generators im Vergleich zum Leistungsmodulator mit direkter Entladung eines Hochspannungskondensators hinsichtlich Sicherheit, mechanischen Anforderungen und DC-Versorgung stellt die nur jeweils während dem Puls am Modulator anliegende Hochspannung dar [69]. Zudem erlaubt der Marx-Generator den Einsatz von ausschliesslich Niederspannungsbau-elementen. Aufgrund der identischen Stufen kann das System modular aufgebaut und stetig erweitert werden. Zudem kann durch Wegschalten einzelner Stufen oder Variation der Eingangsspannung die Ausgangsspannung verändert werden, wobei im ersten Fall der Strom über die entsprechende Ladediode fliesst. Jedoch sind analog zum Modulator mit Hochspannungsschalter aufgrund der begrenzten Spannungsfestigkeit von Halbleiterschaltern viele Stufen nötig. Im Vergleich zum Hochspannungsschalter ist zur Versorgung der Gatetreiber theoretisch anstelle einer galvanischen Trennung eine Nachladung über Dioden denkbar (Bootstrap-Schaltung), wodurch zumindest der Ansteueraufwand reduziert werden kann. Jedoch besteht während dem Schaltvorgang die Möglichkeit, dass, aufgrund der parasitären Kapazitäten und Induktivität in den einzelnen Stufen, Schwingungen auftreten können und diese somit zur Zerstörung von Bauelementen führen [2, 70].

Gegenüber dem Hochspannungsschalter ist beim Marx-Generator kein synchroner Schaltvorgang in allen Stufen notwendig, da der Laststrom ebenfalls über die entsprechende Ladediode geführt werden kann. Dabei müssen aber beim versetzten Schaltvorgang die Ladedioden abkommutiert werden, was eine geringe Erholzeit der Dioden voraussetzt. Jedoch führt der versetzte Schaltvorgang zu einer stufenförmigen Schaltflanke, was in der Regel nicht erwünscht ist und somit ein synchrones Einschalten erzielt werden sollte. Schlussendlich ist aber aufgrund der erwähnten Vorteile der Marx-Generator dem direkten Hochspannungsschalter vorzuziehen.

### 1.3.3 Leistungsmodulatoren mit Pulstransformator

Anstelle der direkten Entladung von Hochspannungskondensatoren über aufwendige Hochspannungsschalter kann die Kondensatorentladung auch auf niedriger Spannung erfolgen, wobei durch einen anschließenden Transformator die Pulsspannung auf die gewünschte Ausgangsspannung hochgesetzt wird. Aufgrund der beschränkten Pulsleistung, Spannungsfestigkeit bzw. Stromtragefähigkeit von Halbleiter-Schaltern müssen, analog zu den beschriebenen Modulator topologien, bei Verwendung eines Pulstransformators primärseitig mehrere Halbleiter-Schalter parallel oder in Serie geschaltet werden. Dabei können die Halbleiter-Schalter entweder direkt (hart) parallel/in Serie geschaltet oder einzelne Pulsgeneratoren, bestehend aus eigenem Energiespeicher und Schaltelement, magnetisch über getrennte Primärwicklungen gekoppelt werden. Die harte Serienschaltung von Halbleitern kann dabei wiederum durch Verwendung eines einzelnen Hochspannungsschalters oder eines Marx-Generators realisiert werden.

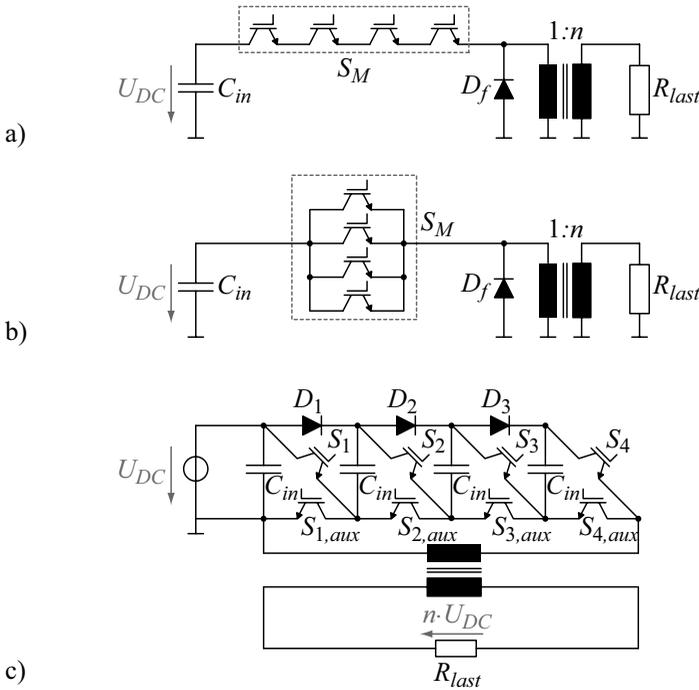
Im Allgemeinen lassen sich somit jegliche Modulator topologien zur Erzeugung von Rechteckpulsen mit variabler Pulsbreite aus den beiden vorgestellten Topologien (vgl. Abschnitt 1.3.1 und 1.3.2) in Kombination mit einem Pulstransformator darstellen, wobei es sich somit um gemischte bzw. hybride Modulator topologien handelt. Dementsprechend sind folgende Modulator topologien durch Kombination von Pulstransformator und kapazitivem Energiespeicher realisierbar:

- Verwendung eines Hochspannungsschalters bzw. hart in Serie geschalteter Halbleiter;
- Einsatz von hart parallel geschalteter Halbleiter;

- Ausführung der Eingangsstufe als Marx-Generator;
- Realisierung von magnetisch gekoppelten unabhängigen Eingangskreisen,
  - wobei die Primärwicklungen aller Eingangskreise denselben Kern umfassen, oder
  - jede Primärwicklung einen eigenen Kern umfasst (vgl. *Induction Adder*, *Fractional Turn Transformer*, *Split Core Transformer*, *Matrix Transformer*);
- oder die Serien- und Parallelschaltung von mehreren Pulstransformatoren mit den entsprechenden primärseitigen Pulsgenerator-Einheiten.

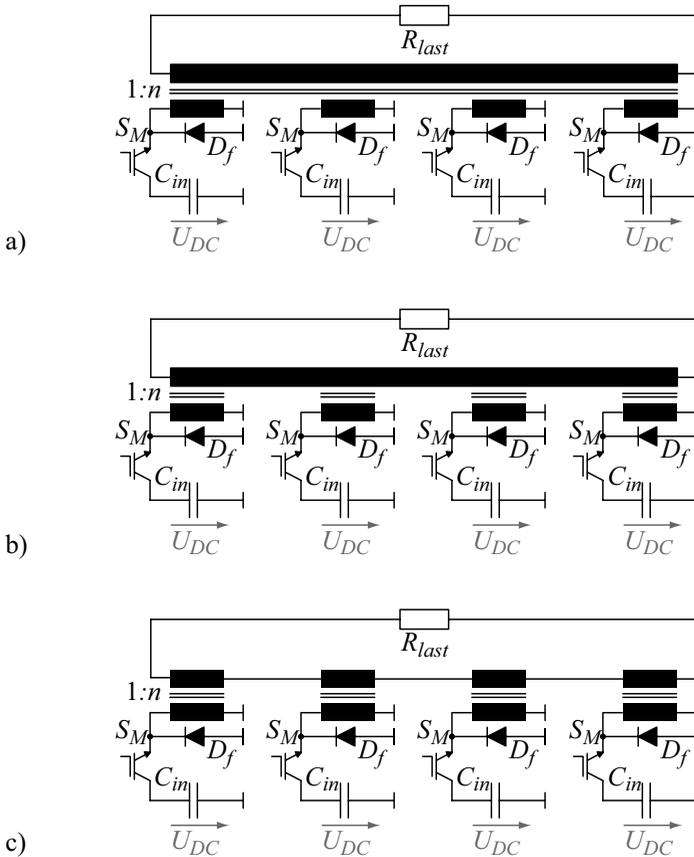
In Abbildung 1.10 und 1.11 sind die entsprechenden Möglichkeiten der Verschaltung mit dem Pulstransformator aufgezeigt.

Die Kombination von hart in Serie geschalteten Halbleiter-Schaltern oder die Verwendung eines Marx-Generators mit einem Pulstransformator erlaubt eine beliebige Reduktion der benötigten Schaltelemente sowie Stufen. Mit sinkender Eingangsspannung bzw. Anzahl Stufen steigt unweigerlich die Strombelastung der einzelnen Bauelemente an, wodurch in Abhängigkeit der verfügbaren Bauelemente eine Parallelschaltung von Halbleiter-Schaltern notwendig wird. Dabei ist zu beachten, dass die Anzahl parallel zu schaltender Bauelemente nicht mit der gleichen Zahl zunimmt, wie die Anzahl in Serie geschalteten Halbleiter abnimmt, da Halbleiter mit weitaus grösseren Stromtragefähigkeiten als Spannungsfestigkeiten verfügbar sind. Die stärksten 1700 V-IGBT-Module verfügen über eine Pulsstrombelastbarkeit von 7200 A, wodurch für dieselbe Pulsleistung von 20 MW im Vergleich zu einem 170 kV-Hochspannungsschalter mit über 100 in Serie geschalteten IGBT-Modulen geringerer Stromtragefähigkeit bei Verwendung eines 1:170 Pulstransformators nur 4 der stärksten 1700 V-IGBT-Module parallel geschaltet werden müssen. Ebenfalls kann die Pulsleistung auch durch direkte Serienschaltung der 4 IGBT-Module in Kombination mit einem 4:170 Pulstransformator erreicht werden. Obwohl sich der Ansteuer Aufwand stark reduzieren lässt, muss dabei weiterhin eine symmetrische Spannungsaufteilung bzw. Stromaufteilung auf die verbleibenden Module garantiert werden.



**Abbildung 1.10:** Mögliche Modulator topologien mit direkter (harter) Verschaltung von Halbleitern **a)** als Hochspannungsschalter, **b)** als Hochstromschalter oder **c)** als Marx-Konfiguration.

Durch Verwendung von mehreren über einen Transformator magnetisch gekoppelten Eingangskreise, lässt sich die für hart in Serie geschaltete Halbleiter nötige Spannungsaufteilung entschärfen bzw. eliminieren, da die resultierende Schalterspannung durch die Windungsverhältnisse am Transformator definiert wird (vgl. Abbildung 1.11). Somit muss weiterhin zwischen den magnetisch gekoppelten Kreisen einzig eine symmetrische Stromaufteilung garantiert werden. Bei Betrachtung von identischen Eingangskreisen, bestehend aus eigenem Speicherkondensator und Schaltelement, stellt sich jedoch während dem Pulsdach automatisch eine symmetrische Stromaufteilung ein, da bei asymmetrischer Stromaufteilung nicht alle Eingangskondensatoren gleichmässig entladen werden und somit bei höherer/niedriger Kondensatorspannung



**Abbildung 1.11:** Mögliche Modulator topologien mit magnetisch verkoppelten Kreisen **a)** mit konventionellem Mehrwicklungs-Transformator, **b)** mit einem Pulstransformator mit mehreren Kernen oder **c)** mit mehreren getrennten Pulstransformatoren.

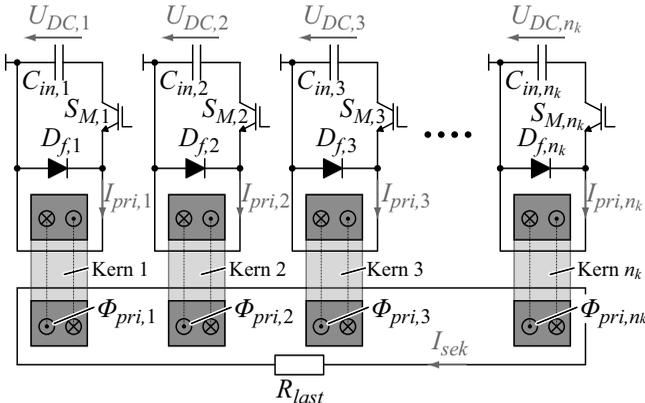
eine Stromerhöhung/-senkung erfolgt. Folglich kann bereits durch symmetrische Schaltflanken eine symmetrische Lastverteilung erreicht werden.

Der *Induction Adder* [64–68, 75, 200, 202] sowie der *Fractional Turn Transformer* bzw. der *Split Core Transformer* [58–61] werden in der Literatur meist als unterschiedliche Modulator topologien betrachtet, wo-

bei jedoch beide Konzepte auf der Addition von magnetischen Teilflüssen basieren. Bei Verwendung von  $n_k$  Kernen umfassen dabei  $n_k$  Primärwicklungen jeweils einen einzelnen Kern, welche anschliessend alle von der Sekundärwicklung umschlossen werden und dadurch zum Wicklungsverhältnis  $\frac{N_{sek}}{N_{pri}}$  eine zusätzliche Spannungsübersetzung  $n_k$  erreichen (vgl. Abbildung 1.11 b) bzw. Abbildung 1.12 und Gleichung (1.6)).

$$\begin{aligned} \frac{U_{sek}}{N_{sek}} &= \frac{d\Phi_{sek}}{dt} = n_k \cdot \frac{d\Phi_{pri}}{dt} = n_k \cdot \frac{U_{pri}}{N_{pri}} \\ \frac{U_{sek}}{U_{pri}} &= n_k \cdot \frac{N_{sek}}{N_{pri}} \end{aligned} \tag{1.6}$$

Die primärseitigen Eingangskreise sind dabei nur noch über die Sekundärwicklung magnetisch verkoppelt, was eine unter Berücksichtigung des mechanischen Aufbaus unabhängige Potentialbestimmung der einzelnen Pulsgeneratoren erlaubt. Beim *Fractional Core Transformer* werden dabei meistens alle Eingangskreise auf dasselbe Potential gelegt, was zugleich eine gemeinsame DC-Spannungsversorgung ermöglicht (vgl. [58–60]). Beim *Induction Adder* liegen die einzelnen Primärkreise meist auf unterschiedlichem Potential und entsprechen somit quasi den Stufen eines Marx-Generators, wobei anstelle einer elektrischen



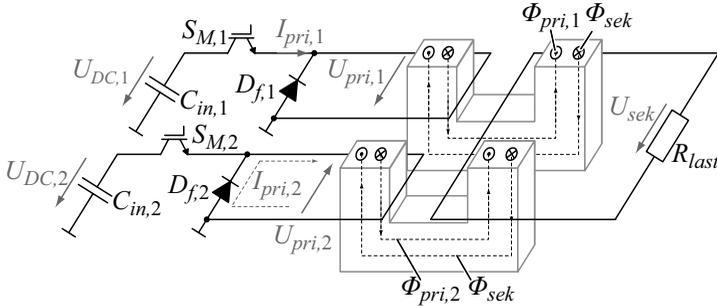
**Abbildung 1.12:** *Split Core Transformer* mit magnetisch gekoppelten Eingangskreise bei Verwendung von  $n_k$  Kernen.

nur eine magnetische Kopplung besteht (vgl. [64–68, 75, 200, 202]). Bei Berücksichtigung der parasitären Kapazität des Pulstransformators zwischen Primär- und Sekundärwicklung, ist aufgrund des grösseren Potentialunterschieds bei der Ausführung als *Fractional Core Transformer* im Vergleich zum *Induction Adder* mehr Kapazität zu erwarten, da beim *Induction Adder* der Potentialunterschied zwischen potentialmässig höherliegender Eingangsstufen und Sekundärwicklung immer kleiner wird und somit weniger elektrische Energie im System gespeichert wird. Jedoch addiert sich zur reinen Transformatorkapazität die parasitäre Kapazität zwischen den einzelnen Stufen sowie die zusätzliche Erdkapazität, welche anhand Abschnitt 1.3.2 nicht zu vernachlässigen ist.

Wie aus Gleichung (1.6) ersichtlich ist, kann z.B. durch Verwendung von zwei Kernen die sekundäre Windungszahl halbiert werden, wodurch theoretisch eine Viertelung der Streuinduktivität erzielt werden kann (vgl. Kapitel 3). Durch den Einsatz von zwei Kernen vergrössert sich jedoch auch der sekundäre Wicklungsumfang, was zu einer gleichzeitigen Erhöhung der Streuinduktivität sowie der parasitären Kapazität führt und somit den Gewinn durch die halbe Windungszahl wiederum reduziert. Unter dem Strich kann jedoch trotzdem eine wesentliche Verbesserung der Pulseigenschaften erreicht werden, was den Einsatz eines Pulstransformators mit zwei Kernen gegenüber einem konventionellen Transformator legitimiert. Mit weiterer Erhöhung der Anzahl Kerne nimmt der effektive Vorteil bezüglich Pulsverhalten immer mehr ab (vgl. Kapitel 3). Zudem steigt der Magnetisierungsstrom aufgrund der sinkenden Magnetisierungsinduktivität linear mit der Anzahl Kerne an, was zu einer zusätzlichen Belastung der Halbleiter-Schalter führt. Nicht zuletzt steigen die Komplexität sowie die Kosten mit zunehmender Anzahl Kerne an.

Schlussendlich muss beim Betrieb des Leistungsmodulators mit einem Pulstransformator mit mehreren Kernen darauf geachtet werden, dass jeder Kern zumindest von einer Wicklung durchflutet wird, damit, durch die indirekte magnetische Verkopplung der Primärkreise über die Sekundärwicklung, die Freilaufdioden in den jeweiligen Primärkreisen im Sperrzustand verbleiben. Dieser Effekt ist in Abbildung 1.13 veranschaulicht, wobei angenommen wird, dass im vorliegenden Fall nur der erste Eingangskreis mit der Spannung  $U_{pri,1}$  eingeschaltet wird.

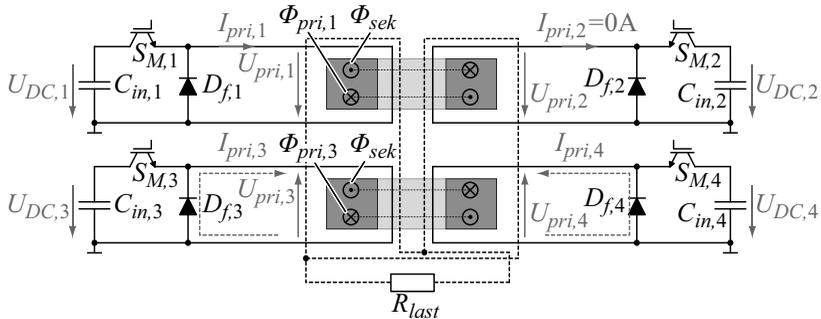
Die konstant anliegende Spannung  $U_{pri,1}$  führt dabei zu einer linearen Flussänderung  $\Phi_{pri,1}$  und induziert eine konstante Spannung  $U_{sek}$  in der Sekundärwicklung, welche nach der Lenz'schen Regel einen in entge-



**Abbildung 1.13:** Stromführung durch die Freilaufdiode  $D_{f,2}$  bei asymmetrischer Ansteuerung der einzelnen Eingangskreise.

gegengesetzte Richtung zeigenden Fluss  $\Phi_{sek}$  erzeugt. Zusätzlich erzeugt die Sekundärwicklung im zweiten Kern denselben Fluss  $\Phi_{sek}$ , wodurch an der zweiten Primärwicklung derart eine Spannung induziert wird, sodass die Diode  $D_{f,2}$  leitend wird und den Pulsstrom führt. Aufgrund der indirekten Verkopplung der beiden Primärkreise über die Sekundärwicklung entspricht dieser Effekt jedoch nicht dem klassischen Kurzschluss eines Transformators. Aus Sicht des ersten Primärkreises ist dabei der zweite Primärkreis bzw. die Freilaufdiode  $D_{f,2}$  in Serie zur Last  $R_{last}$  geschaltet. Somit resultiert durch die halbe Flussverkettung ( $\Phi_{pri,1}$  statt  $\Phi_{pri,1} + \Phi_{pri,2}$ ) an der Last  $R_{last}$  nur die halbe Pulsspannung und führt zu einem Pulsstrom, welcher zusätzlich primärseitig durch die Freilaufdiode  $D_{f,2}$  fließt.

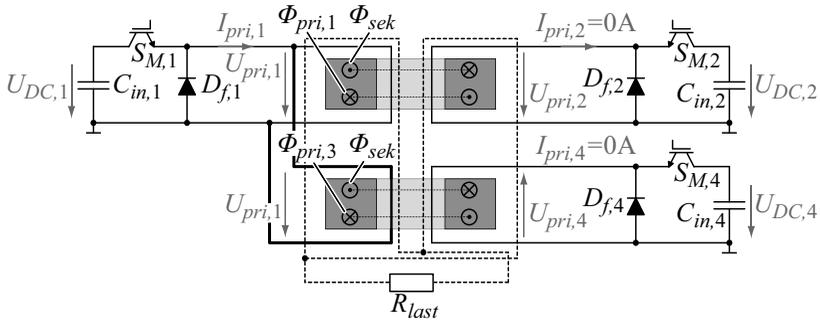
Die Auftretswahrscheinlichkeit der Leitphase einer Freilaufdiode kann durch Verwendung mehrerer paralleler Eingangskreise, welche an denselben Kern gebunden sind, reduziert werden. In Abbildung 1.14 sind von den vier Primärwicklungen der entsprechenden Eingangskreise jeweils zwei auf denselben Kern gewickelt. Dabei resultiert ein verfrühtes Einschalten von  $S_{M,1}$  aufgrund der indirekten Verkopplung der Eingangskreise durch die Sekundärwicklung wiederum in einer Leitphase der Dioden  $D_{f,3}$  und  $D_{f,4}$ . Im Gegensatz dazu führt die direkte Verkopplung zwischen dem ersten und zweiten Eingangskreis zu einer induzierten Spannung  $U_{pri,2}$ , welche in Sperrrichtung der Diode zeigt und dadurch die Diode  $D_{f,2}$  im Sperrzustand verbleibt ( $I_{pri,2} = 0\text{ A}$ ). Somit muss auf jedem Kern jeweils nur ein Eingangskreis simultan zu einem Eingangskreis auf einem anderen Kern aktiviert werden (hier:



**Abbildung 1.14:** Induzierte Spannungen bei asymmetrischer Ansteuerung der einzelnen Eingangskreise, wobei beide Kerne mit jeweils zwei Eingangskreisen bewickelt sind.

$S_{M,1}$  und  $S_{M,3}$ ,  $S_{M,1}$  und  $S_{M,4}$ ,  $S_{M,2}$  und  $S_{M,3}$  oder  $S_{M,2}$  und  $S_{M,4}$ ), damit alle Freilaufdioden im Sperrzustand verbleiben. Folglich kann die Eintrittswahrscheinlichkeit dieses Effekts durch die mehrfache Bewicklung der einzelnen Kerne mit mehreren Primärkreisen zwar reduziert, jedoch aufgrund der möglichen Abweichungen in den Einschaltzeiten nicht ausgeschlossen werden.

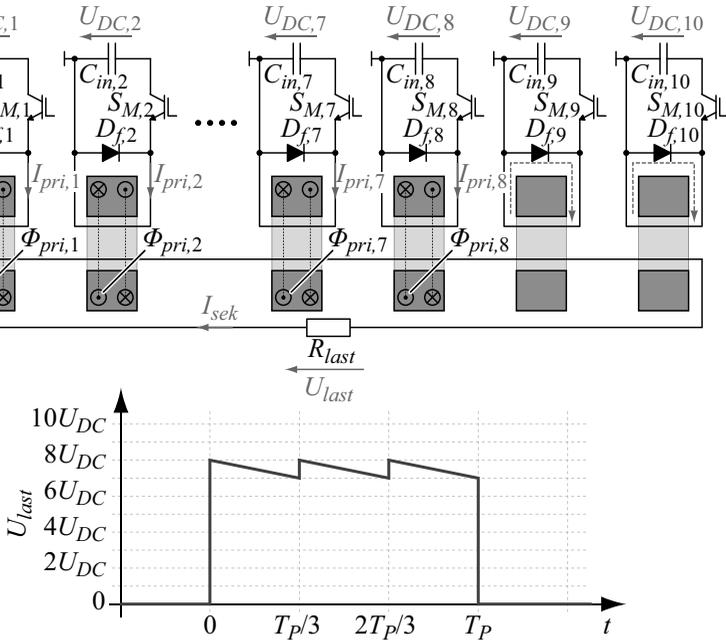
Die vollständige Elimination dieses Effekts wird durch spezielle Bewicklung aller Kerne - auch ohne simultane Einschaltzeiten - erreicht [60] (vgl. Abbildung 1.15). Durch die Bewicklung aller Kerne mit einer separaten Primärwicklung und anschließender Parallelschaltung wird jeder Eingangskreis mit allen Kernen verkopelt. In Abbildung 1.15 wurde aufgrund der Übersichtlichkeit nur der erste Eingangskreis mit der entsprechenden Primärwicklung erweitert und der dritte Eingangskreis komplett weggelassen. Mit Hilfe der parallelen Primärwicklungen auf jeweils einem Kern kann zwischen allen Eingangskreisen eine direkte Verkopplung erreicht werden, wodurch in diesem Fall die induzierten Pulsspannungen  $U_{pri,2}$  sowie  $U_{pri,4}$  jeweils in Sperrrichtung der Freilaufdioden  $D_{f,2}$  und  $D_{f,4}$  zeigen und somit die Leitphase der Freilaufdioden vollständig verhindert wird. Der wesentliche Nachteil bildet jedoch die aufwändige Wicklungstopologie, welche mit steigender Anzahl an Wicklungen und Anschlüssen immer komplexer wird. Aufgrund der vorhandenen Streuinduktivitäten beim realen Pulstransformator bzw. der nicht idealen Verkopplung zwischen den einzelnen Eingangskreisen



**Abbildung 1.15:** Verhinderung der Leitphase der Freilaufdiode durch zusätzliche Bewicklung beider Kerne mit jeweils allen Eingangskreisen.

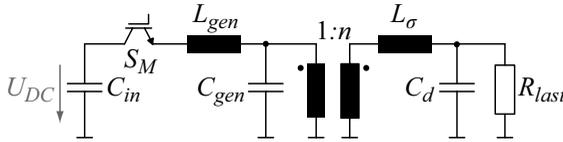
sowie den existierenden Längsinduktivitäten im Freilaufpfad kann eine Leitphase der Freilaufdiode erst bei Einschaltverzögerungen von 100-200 ns beobachtet werden. Normalerweise können jedoch die Schaltzeiten von Halbleiter-Schalter (z.B. MOSFETs und IGBTs) auf wesentlich geringere Einschaltverzögerungen (10-50 ns) synchronisiert werden, wodurch dieser Effekt zwangsweise verhindert wird.

Die erwähnte Leitphase der Freilaufdiode, welche durch versetztes Einschalten der einzelnen Eingangskreise resultiert, kann jedoch auch auf positive Weise zur Pulsformung genutzt werden. In mehrstufigen Modulator-konzepten, wie z.B. beim *Induction Adder* [64–68, 75, 200, 202], kann dieser Effekt zur Kompensation des Spannungsabfalls während des Pulses verwendet werden. Dabei werden z.B. bei einem 10-stufigen *Induction Adder* (vgl. Abbildung 1.16) in einer ersten Phase für die Pulserzeugung nur 8 Stufen verwendet. Somit ergibt sich eine Ausgangsspannung von  $8U_{DC}$ . Aufgrund der indirekten Verkopplung der 10 Primärkreise befinden sich die Freilaufdioden der beiden inaktiven Kreise im Leitzustand. Sobald die Pulsspannung aufgrund der kapazitiven Entladung um  $U_{DC}$  abgesunken ist, wird eine der beiden zusätzlichen Stufen hinzugeschaltet, wodurch wiederum eine Ausgangsspannung von  $8U_{DC}$  resultiert. Nach einem weiteren Spannungsabfall von  $U_{DC}$  wird schlussendlich die letzte Stufe eingeschaltet und somit der Spannungsabfall um den Faktor 3 verringert. Wie beim Marx-Generator führt jedoch das versetzte Einschalten zu einer Abkommutierung der Freilaufdiode, weshalb Dioden mit kurzen Erholzeiten zu verwenden sind [64].



**Abbildung 1.16:** Kompensation des Spannungsabfalls während des Pulses durch Ausnützung der Leitphase der Freilaufdiode und versetztes Zuschalten von einzelnen Stufen.

Anstelle der indirekten Verkopplung der einzelnen Eingangskreise über die Sekundärwicklung ist auch eine Serienschaltung von mehreren unabhängigen Pulstransformatoren denkbar. Im Vergleich zu den beschriebenen Pulstransformator-Topologien kann jedoch keine Verbesserung bezüglich Pulsverhalten erzielt werden. Zudem kann analog zum Transformator mit mehreren Kernen bei asymmetrischer Ansteuerung der Eingangskreise eine Leitphase der Freilaufdiode erfolgen. Die Anstiegsgeschwindigkeit  $T_r$  der Ausgangsspannung wird, wie bei sämtlichen Leistungsmodulatoren, durch die Streuinduktivität sowie die parasitäre Kapazität bestimmt. Der Pulstransformator führt dabei aufgrund des mechanischen Aufbaus sowie der nichtidealen magnetischen Verkopplung zu einer Erhöhung der parasitären Elemente. Ebenfalls sind bei der Bestimmung der Anstiegszeit die parasitären Elemente der Eingangskreise zu berücksichtigen (vgl. Abbildung 1.17).



**Abbildung 1.17:** Parasitäre Elemente des Leistungsmodulators mit Pulstransformator.

Damit ein optimaler Leistungstransfer erreicht werden kann, muss die in den parasitären Elementen gespeicherte Energie minimal bleiben. Folglich ist bei einem Leistungsmodulator mit hohem Übersetzungsverhältnis ( $n > 10$ ) die Streuinduktivität der Eingangskreise aufgrund des hohen Primärstromes ( $E_{L_{gen}} = \frac{1}{2}L_{gen}I_{pri}^2$ ) zu minimieren. Entsprechend muss bei steigender Primärspannung die gespeicherte elektrische Energie in der parasitären Kapazität klein gehalten werden ( $E_{C_{gen}} = \frac{1}{2}C_{gen}U_{pri}^2$ ).

Bei einem niederinduktiven Design mit hohem Übersetzungsverhältnis  $n$  zeigt sich, dass die parasitäre Kapazität der primärseitigen Puls-Generatoren vernachlässigt werden kann ( $E_{C_{gen}} \approx 0$ , vgl. Abschnitt 1.3.4). Somit vereinfacht sich in diesem Fall das Ersatzschaltbild aus Abbildung 1.17 zum bereits bekannten Ersatzschaltbild für den Hochspannungsschalter und Marx-Generator aus Abbildung 1.7.

**Fazit:** Der Leistungsmodulator mit Pulstransformator erlaubt im Vergleich zu Leistungsmodulatoren ohne Pulstransformator durch die freie Wahl des Windungsverhältnisses eine beliebige Anpassung der Spannungs- und Stromverhältnisse an die Schaltelemente und somit eine optimale Ausnutzung des Halbleiter-Schalters. Zudem kann mit Hilfe des Pulstransformators die Komplexität des Schaltungsaufbaus von Hochspannungsschalter und Marx-Generator wesentlich reduziert werden, wobei die primärseitige Ansteuerung beliebig - als Hochspannungsschalter, Marx-Generator oder magnetisch gekoppelte Puls-Generatoren - ausgeführt werden kann. Dabei zeigt sich jedoch, dass zur primärseitigen Ansteuerung die magnetisch gekoppelten Puls-Generatoren gegenüber der harten Verschaltung von einzelnen Halbleiter-Schaltern (Serien- und/oder Parallelschaltung) vorzuziehen sind, da durch die nichtideale magnetische Verkopplung der Eingangskreise bzw. der vorhandenen Streuinduktivitäten des Pulstransformators eine bessere Spannungs-

und Stromaufteilung erreicht werden kann. Die geringste Komplexität wird bei Verwendung eines Pulstransformators mit einem Kern erreicht, wodurch alle Primärwicklungen auf demselben Kern ausgeführt sind. Der Pulstransformator mit zwei Kernen zeigt jedoch eine wesentliche Verbesserung der Pulsform, speziell in der Anstiegszeit  $T_r$ , wodurch diese Topologie trotz doppeltem Kernvolumen dem konventionellen Pulstransformator vorzuziehen ist.

Als Nachteile erweisen sich bei allen Leistungsmodulatoren mit Pulstransformator einerseits die beschränkte Pulsbreite aufgrund der maximalen Sättigungsinduktion der Kernmaterialien und andererseits das dominierende Gewicht des Pulstransformators, falls der Modulator in bewegten Teilen untergebracht würde. Des Weiteren muss nach der Pulserzeugung die gespeicherte Energie in der Magnetisierungsinduktivität in einem Freilaufkreis abgebaut werden, was zu einem Unterschwingen an der Last führt. Zum Schluss werden die erreichbaren Anstiegszeiten zusätzlich durch die parasitären Elemente des Pulstransformators begrenzt. Aufgrund der relativen Permittivität des Isolieröls, in welches der Pulstransformator eingelassen ist, wird der Einfluss der parasitären Kapazität  $C_d$  noch verstärkt. Somit wäre eine Isolation ohne Öl vorteilhaft, was jedoch aufgrund der nötigen Spannungsabstände zu einem grösseren Transformatorvolumen führt.

### 1.3.4 Wahl der Modulatortopologie

Anhand den vorangegangenen Überlegungen stehen grundsätzlich noch zwei Modulatortopologien zur Auswahl. Dabei handelt es sich beim Modulator ohne Transformator um den Marx-Generator, welcher aufgrund der erwähnten Vorteile dem Hochspannungsschalter vorzuziehen ist. Als zweite Option erweist sich der Leistungsmodulator mit Pulstransformator, wobei der Transformator mit zwei Kernen und magnetisch gekoppelten Eingangskreisen die besten Pulseigenschaften zeigt.

Im Vergleich dieser beiden Topologien, kann mittels Pulstransformator der Schaltungsaufwand in Bezug auf die Anzahl an Bauelementen und deren Ansteuerung wesentlich kleiner gehalten werden. Dabei ermöglicht der Pulstransformator die Verwendung leistungsstarker Halbleiter-Schalter und einer optimalen Anpassung der Spannungs- und Stromverhältnisse. Des Weiteren verfügen die heutigen Halbleiter-Leistungsmodule im Verhältnis zur Sperrspannung über grosse Stromtragefähigkeiten, was eine Parallelisierung von Halbleitern befürwortet.

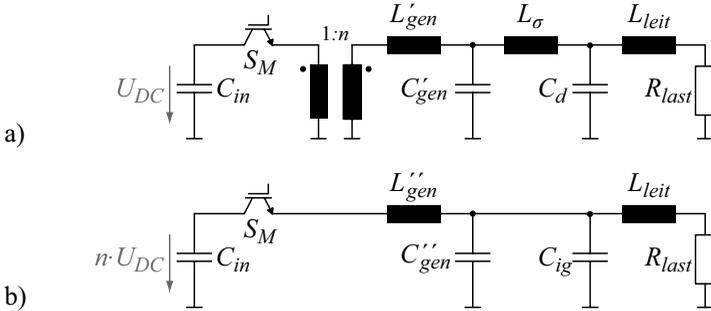
tet. Zudem spezifizieren die Halbleiter-Hersteller maximale Pulsströme sowie Kurzschlussströme, welche die DC-Werte um ein Vielfaches übersteigen. Somit weisen Halbleiter-Schalter bezüglich Überstrom eine weitaus höhere Robustheit als bezüglich Überspannung auf, wodurch die Zuverlässigkeit des Systems erhöht wird und hinsichtlich Sicherheit Vorteile bestehen.

Der Einsatz von Leistungsmodulatoren mit Pulstransformatoren ist jedoch aufgrund der maximalen Sättigungsinduktion in Abhängigkeit der verwendeten Kernquerschnittsfläche und Windungszahl auf entsprechende Pulsbreiten beschränkt. Des Weiteren resultiert nach dem Puls durch Abbau der gespeicherten Energie in der Magnetisierungsinduktivität ein Unterschwingen der Ausgangsspannung, welches durch die Gegenspannung des Freilaufpfades definiert wird. In Abhängigkeit zur erlaubten Spannung wird bei strikter Begrenzung des Unterschwingens eine längere Entmagnetisierungszeit erfordert, wobei die Pulswiederholrate durch den Pulstransformator limitiert ist.

Bezüglich Schaltverhalten werden in beiden Topologien die erreichbaren Anstiegszeiten durch die parasitären Streuelemente begrenzt. Bei Verwendung eines Pulstransformators wird das Pulsverhalten durch die Längsinduktivität des Pulsgenerators  $L_{gen}$ , die Streuinduktivität  $L_{\sigma}$  des Pulstransformators und der verteilten Kapazität  $C_d$  definiert, welche durch die relative Permittivität des zu verwendenden Isolieröls ( $\epsilon_r \approx 2.2-2.5$ ) noch vergrößert wird (vgl. Abbildung 1.18 a)). Für das sekundärseitige Ersatzschaltbild des Leistungsmodulators mit Pulstransformator ergibt sich somit aus dem Übersetzungsverhältnis des Pulstransformators  $n$  die sekundärseitige Längsinduktivität zu  $L'_{gen} = L_{gen} \cdot n^2$  (vgl. Abbildung 1.18 a)). Dabei kann die parasitäre Kapazität des Pulsgenerators  $C'_{gen} = C_{gen}/n^2$  sowie die sekundäre Zuleitungsinduktivität  $L_{leit}$  vernachlässigt werden, womit die Anstiegszeit  $T_r$  des Leistungsmodulators durch Gleichung (1.7) gegeben ist.

$$T_r \propto \sqrt{(L'_{gen} + L_{\sigma}) \cdot C_d} \quad (1.7)$$

Wie in Kapitel 3 noch gezeigt wird, muss aufgrund von Gleichung (1.8) ein bestimmtes Verhältnis zwischen gesamter Streuinduktivität  $L'_{gen} + L_{\sigma}$  und gesamter verteilter Kapazität  $C_d$  in Bezug zum Lastwiderstand  $R_{last}$  und zur Dämpfungskonstante  $\sigma$  erreicht werden, damit am Ausgang eine rechteckige Pulsspannung mit definiertem Überschwingen resultiert.



**Abbildung 1.18:** a) Auf die Sekundärseite bezogenes Ersatzschaltbild des Leistungsmodulators mit Pulstransformator und b) Ersatzschaltbild des aufgerichteten Marx-Generators.

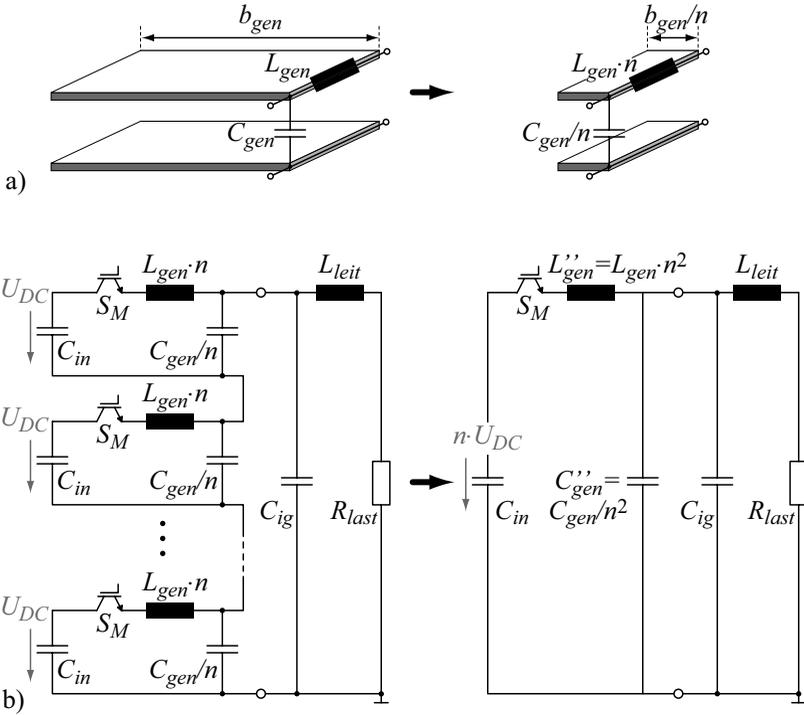
$$2R_{last} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{L'_{gen} + L_{\sigma}}{C_d}} \quad (1.8)$$

Somit kann die Anstiegszeit aus Gleichung (1.7) zu Gleichung (1.9) umgeschrieben werden.

$$T_r \propto 2R_{last} \cdot \sigma \cdot C_d \quad (1.9)$$

Dabei ist ersichtlich, dass die Anstiegszeit  $T_r$  des Leistungsmodulators mit gegebener Dämpfungskonstante  $\sigma$ , welche durch das maximal erlaubte Überschwingen definiert wird, und gegebener Last  $R_{last}$  nur noch durch die parasitäre Kapazität  $C_d$  bestimmt wird.

Wie beim Leistungsmodulator mit Pulstransformator wird auch beim Marx-Generator das Pulsverhalten durch die parasitären Streuelemente, d.h. die Längsinduktivität  $L''_{gen}$  und die im Vergleich zur Kapazität  $C''_{gen}$  wichtigere Erdkapazität  $C_{ig}$  bestimmt [42–44] (vgl. Abbildung 1.18 b)). Wird im Vergleich der beiden Leistungsmodulatoren von einer gleichbleibenden Stromdichte in den Leiterbahnen der Pulsgeneratoren ausgegangen, so dürfen bei einem  $n$ -stufigen Marxgenerator aufgrund der  $n$  Mal kleineren Strombelastung die Leiterbahnen  $n$  Mal schmaler realisiert werden (vgl. Abbildung 1.19 a)). Dies führt dabei zu einer  $n$  Mal kleineren Kapazität  $C_{gen}$  und  $n$  Mal grösseren Induktivität  $L_{gen}$  pro Ansteuerstufe, als dies beim Leistungsmodulator mit Pulstransformator



**Abbildung 1.19:** a) Vergleich der Generatorinduktivität  $L_{gen}$  und der Generatorkapazität  $C_{gen}$  bei Variation der Leiterbahnbreite  $b_{gen}$  und b) Blockschaltbild des  $n$ -stufigen Marx-Generators.

der Fall ist. Schlussendlich ergibt sich durch die Serienschaltung von  $n$  Stufen eine ausgangsseitige Streuinduktivität von  $L''_{gen} = L_{gen} \cdot n^2$  und eine verteilte Kapazität von  $C''_{gen} = C_{gen}/n^2$ , welche somit identisch zu den sekundärseitigen Werten des Leistungsmodulators mit Pulstransformator sind ( $L'_{gen} = L''_{gen}$  und  $C'_{gen} = C''_{gen}$ , vgl. Abbildung 1.19 b)). Folglich können beim Marx-Generator die sekundärseitige Zuleitungsinduktivität  $L_{leit}$  sowie die Generatorkapazität  $C''_{gen}$  ebenfalls vernachlässigt werden. Die resultierende Anstiegszeit  $T_r$  des Marx-Generators ergibt sich somit anhand Gleichung (1.10).

$$T_r \propto \sqrt{L''_{gen} \cdot C_{ig}} \tag{1.10}$$

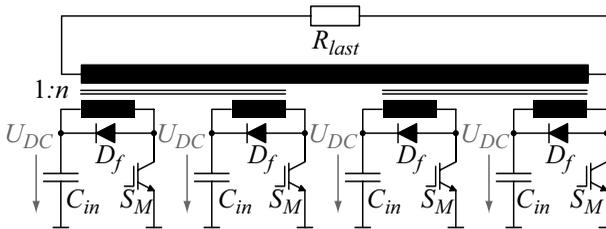
Unter Berücksichtigung derselben Anpassung an die Last  $R_{last}$  mit der Dämpfungskonstante  $\sigma$  kann mit Hilfe von Gleichung (1.11) die Anstiegszeit  $T_r$  durch die Erdkapazität  $C_{ig}$  anhand Gleichung (1.12) dargestellt werden.

$$2R_{last} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{L''_{gen}}{C_{ig}}} \quad (1.11)$$

$$T_r \propto 2R_{last} \cdot \sigma \cdot C_{ig} \quad (1.12)$$

Die erzielbare Pulsform beider Topologien hängt somit nur noch von den Grössen  $C_d$  bzw.  $C_{ig}$  ab. Für die gegebenen Spezifikationen aus Tabelle 1.1 ist mit einem Pulstransformator eine sekundärseitige parasitäre Kapazität von etwa  $C_d = 140$  pF möglich. In [46] wird angegeben, dass bei einem 500 kV Marx-Generator eine Energie von 5 J in der parasitären Kapazität gespeichert ist. Dies ergibt eine Erdkapazität von  $C_{ig} = 40$  pF bei 500 kV, was bei 200 kV einer parasitären Kapazität von  $C_{ig} = 250$  pF entspricht. Dies zeigt eindrücklich, dass mit herkömmlichen Marx-Generatoren bei gleicher Anpassung an eine gegebene Last  $R_{last}$  mit Dämpfungskonstante  $\sigma$  keine schnelleren Anstiegszeiten erreichbar sind.

Bei der Realisierung des Leistungsmodulators mit Pulstransformator stellt die optimale Auslegung des Pulstransformators die grösste Herausforderung dar. Ebenfalls liegt beim Marx-Generator die Hauptaufgabe bei der Komponentenauswahl und Optimierung des mechanischen Aufbaus zur Minimierung der parasitären Streuelemente und der Unterdrückung allfälliger Schwingungen, wie in Abschnitt 1.3.2 beschrieben

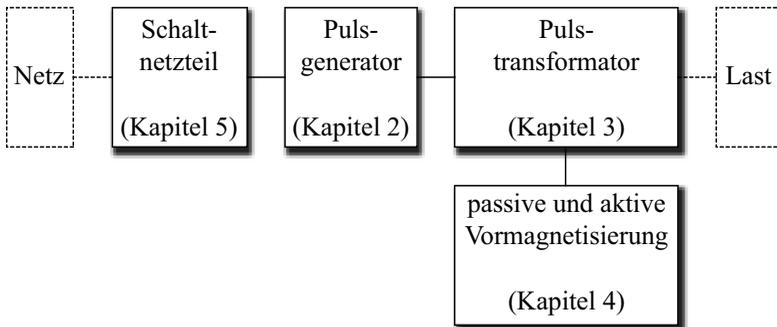


**Abbildung 1.20:** Blockschaltbild der gewählten Topologie für das 20 MW Halbleiter-Leistungsmodulator-System.

wurde. Zudem ist der zusätzliche Ansteuer- und Versorgungsaufwand aller Gatetreiber nicht zu vernachlässigen.

Zusammengefasst, sind die hauptsächlichen Nachteile des Leistungsmodulators mit Pulstransformator gegenüber dem Marx-Generator einerseits die Begrenzung der Pulsbreite durch die maximale Kernaussteuerung und andererseits das aufgrund der Magnetisierungsinduktivität nach dem Puls resultierende Unterschwingen und die damit limitierte Pulswiederholrate. Diese Spezifikationen sind jedoch für den zu realisierenden Halbleiter-Leistungsmodulator im Vergleich zum bestehenden PFN-Modulator nicht verändert worden und können somit ebenfalls mit einem Leistungsmodulator mit Pulstransformator erfüllt werden. Im Gegensatz dazu ergeben sich durch den Einsatz des Pulstransformators entscheidende Vorteile hinsichtlich der Komplexität und Zuverlässigkeit des Systems, weshalb der 20 MW Halbleiter-Leistungsmodulator mit einem Pulstransformator aufgebaut wird. In Abbildung 1.20 ist das Blockschaltbild des zu realisierenden Systems dargestellt.

Zur Verbesserung des Pulsverhaltens, insbesondere der Flankenzeiten  $T_r$  und  $T_f$  wird ein Pulstransformator mit zwei Kernen verwendet. Die Kerne werden dabei auf jedem Schenkel von jeweils einer Primärwicklung umschlossen, welche mit identischen Pulsgeneratoren verbunden sind. Auf eine direkte Verkopplung von Pulsgeneratoren mittels zusätzlichen Primärwicklungen, wie dies in Abschnitt 1.3.3 besprochen wurde, wird verzichtet, da mit Hilfe einer zusätzlichen digitalen Regelungselektronik bis auf 10 ns synchronisierte Flankenzeiten von IGBT-



**Abbildung 1.21:** Blockschaltbild des untersuchten Leistungsmodulator-Systems.

Modulen erreicht und somit Leitphasen der Freilaufdioden verhindert werden können. Die Pulsgeneratoren bestehen aus einem kapazitiven Energiespeicher, einem Hochleistungs-Halbleiter-Schalter und dem Freilaufpfad (vgl. Kapitel 2). Die Spannungsverhältnisse am Transformator werden anschliessend anhand der verfügbaren und geeignetsten Bauelemente für die Pulsgeneratoren gewählt (vgl. Kapitel 3). Zusätzlich wird das System mit einer Vormagnetisierungsschaltung erweitert, wodurch eine optimale Ausnutzung des Kerns erreicht werden kann (vgl. Kapitel 4). Schliesslich erfolgt die Versorgung des Leistungsmodulators über einen Dreiphasenpulsleichrichter mit neuartiger Regelung (vgl. Kapitel 5), welcher das 20 MW Halbleiter-Leistungsmodulator-System aus Abbildung 1.21 vervollständigt.

# Kapitel 2

## Pulsgenerator

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Analyse von Halbleiter-Schaltern sowie deren Parallelschaltung, der Implementierung von leistungsstarken Gatetreibern zur Erzielung schneller Schaltflanken und der daraus folgenden Realisierung von Pulsgeneratoren. Zu Beginn dieses Kapitels zeigt sich bei einem kurzen Vergleich von existierenden Halbleiter-Schaltern bezüglich abdeckbarem Leistungsbereich, Steuerbarkeit sowie Schaltgeschwindigkeit, dass die heute verfügbaren IGBT-Module gerade wegen deren ausgezeichneten und leistungsarmen Ansteuerung und den erreichbaren Schaltflanken in Bezug auf die geschaltete Leistung das geeignetste Halbleiter-Bauelement für den Einsatz im Halbleiter-Leistungsmodulator-System darstellen. Es kann ein Spannungsbereich bis zu 6.5 kV pro Schaltelement abgedeckt werden (Stand 2008), wobei der erreichbare Spitzenstrom sowie die Schaltgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Sperrspannung variiert. Mittels eines Vergleichs der IGBT-Module in Bezug auf Schaltgeschwindigkeit und Schaltleistung, welche etwa bei rund 7 MW liegt, wird das geeignetste IGBT-Modul ausgewählt, wodurch gleichzeitig die Eingangsspannung des Leistungsmodulators definiert wird.

Des Weiteren wird die Schaltgeschwindigkeit der IGBT-Module ebenfalls wesentlich durch den verwendeten Gatetreiber mit dessen Gatewiderstände sowie Gatespannungen beeinflusst. Zur Optimierung der Schaltgeschwindigkeit wird somit die Gatetreiberstufe für Pulsapplikationen untersucht, mit welcher im Vergleich zu kommerziell erhältlichen Gatetreibern eine signifikante Steigerung der Ein- und Ausschaltflanken

erreicht wird. Aufgrund von nicht vermeidbaren Längsinduktivitäten in Kommutierungskreisen führen die steilen Ausschaltflanken zu unakzeptablen Überspannungen, welche eine Zerstörung des IGBT-Moduls hervorrufen können. Damit die für den Leistungsmodulator notwendigen Flankensteilheiten trotzdem beibehalten werden können, wird der Ausschaltvorgang in Abhängigkeit der Kollektor-Emitter-Spannung zweistufig ausgeführt, was im Vergleich zum einstufigen Ausschaltvorgang in geringerer Überspannung mit gleichzeitiger Reduktion der Schaltverluste resultiert. So erlauben die zusätzlich implementierten Schutzschaltungen, welche die IGBT-Module vor Zerstörung schützen, das Schaltverhalten weiter zu optimieren. Die für den zweistufigen Ausschaltvorgang gemessene Kollektor-Emitter-Spannung ermöglicht gleichzeitig die Detektion der tatsächlich eintretenden Spannungsflanken des jeweiligen IGBT-Moduls. Diese Schaltzeitpunkte bilden bei der Parallelisierung von mehreren IGBT-Modulen eine wertvolle Information für die Regelung der Gatesignale. Zur Erzielung einer symmetrischen Stromverteilung müssen bei der Parallelschaltung von IGBT-Modulen simultane Schaltzeiten in allen Halbleitern garantiert werden. Dabei werden durch Verwendung von speziell für IGBT-Module hergestellten Rogowskispulen die Pulsströme gemessen und deren Stromflanken erfasst. Mit Hilfe einer kaskadierten Regelstruktur können anschliessend die Gatesignale anhand der Strom- und Spannungsflanken geregelt werden, wodurch eine symmetrische Stromaufteilung mit simultanen Spannungsflanken erreicht wird. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels widmet sich der Realisierung, der Dimensionierung und dem Design der drei hergestellten Pulsgeneratoren *Modulator I-III*, wobei auf eine niederinduktive kompakte und modulare Bauweise geachtet wurde.

## 2.1 Halbleiter-Schalter

In den letzten Jahrzehnten haben sich die Halbleiter-Schalter aufgrund der schnellen Entwicklung zu höheren Schaltleistungen, der einfachen Ansteuerung und der sinkenden Kosten in vielen breiten und konventionellen Anwendungen gegenüber früheren Schaltertechnologien durchgesetzt [88]. Der heutige Stand der Halbleitertechnik (2008) ermöglicht in Randgebiete bzw. Spezialanwendungen, wie z.B. das Gebiet der Leistungsmodulatoren, einzudringen und die dort bisher verwendeten Gaschalter (vgl. Kapitel 1) zu verdrängen [82].

Die verfügbaren Leistungshalbleiter lassen sich dabei in die folgenden drei Klassen unterteilen [88]:

- *Dioden*, deren Schaltzustand durch die Schaltung bestimmt wird;
- *Thyristoren*, die kontrolliert eingeschaltet werden können, deren Ausschaltzeitpunkt aber durch die externe Schaltung definiert wird;
- *abschaltbare Halbleiter-Schalter*, welche mit einem Steuersignal kontrolliert ein- und ausgeschaltet werden können.

Durch die gewünschte Pulsbreitenvariation des zu realisierenden Leistungsmodulator (vgl.  $T_p$  in Tabelle 1.1) werden Thyristoren aufgrund der fehlenden Steuerbarkeit des Ausschaltzeitpunktes trotz der hohen Schaltleistung nicht mehr weiter berücksichtigt. Somit beschränkt sich die Wahl des geeignetsten Halbleiter-Schalters für den Leistungsmodulator auf die Klasse der *steuerbaren Halbleiter-Schalter*, die sich aus den folgenden Schalterttypen zusammensetzt [88]:

- Der *Bipolartransistor (BJT)* ist ein stromgesteuertes Bauelement, dessen Basisstrom im Leitzustand kontinuierlich aufrecht erhalten bleiben muss. Die Sättigungsspannung im eingeschalteten Zustand  $U_{ce,sat}$  beträgt etwa 1-2 V. Zur Realisierung einer grösseren Stromverstärkung werden BJTs auch als Darlington-Konfiguration kaskadiert. Die Schaltzeiten bewegen sich zwischen einigen hundert Nanosekunden bis Mikrosekunden, wobei die BJTs eine wesentliche Ausschaltverzögerung aufweisen. BJTs sind mit Sperrspannungen von 1400 V und einer Stromtragfähigkeit von einigen hundert Ampère erhältlich. Die meisten BJTs weisen jedoch einen negativen Temperaturkoeffizienten auf und sind deshalb zur Parallelschaltung nicht geeignet.
- Der *MOSFET* ist ein spannungsgesteuertes Bauelement, dessen Gate-Emitter-Spannung  $U_{ge}$  eine bestimmte Schwellenspannung  $U_{ge,th}$  überschreiten muss, damit das Bauelement leitend wird. Ein Gatestrom ist dabei nur während dem Schaltvorgang zur Auf- und Entladung der Gatekapazität notwendig. Mit MOSFETs können Schaltzeiten von einigen Nanosekunden erreicht werden, wodurch die Schaltverluste gering bleiben. Im eingeschalteten Zustand besitzt das Bauelement einen gewissen Leitwiderstand  $R_{ds,on}$ , der

mit höherer Sperrspannungsfestigkeit rapide ansteigt. Somit sind vor allem MOSFETs für kleinere Sperrspannungen von 600 V bis 1200 V verfügbar [77]. Die Dauerstromtragfähigkeit von Einzelschaltern liegt bei kleinen Spannungen von etwa 70-100 V bei einigen 100 A und sinkt mit steigender Sperrspannung und steigender Temperatur auf einige 10 A bei 1200 V. Aufgrund des positiven Temperaturkoeffizienten ist eine Parallelschaltung von MOSFETs einfach realisierbar. Zum Teil werden auch MOSFET-Module angeboten, wobei deren Sperrspannung bei 100-300 V und Stromtragfähigkeit bei 1000-1500 A liegt [77].

- Der *Gate-Turn-Off Thyristor (GTO)* wird, wie der Thyristor, mit einem kurzen Gatestrompuls gezündet und bleibt anschliessend ohne weiteren Gatestrom eingeschaltet. Zusätzlich kann der GTO durch Anlegen einer negativen Gate-Kathoden-Spannung, ausgeschaltet werden. Dazu muss jedoch ein genügend grosser negativer Gatestrom während der Ausschaltphase (etwa ein Drittel des Laststromes für einige ms) aufgebaut werden [85]. Im ausgeschalteten Zustand kann der GTO grundsätzlich positive und negative Spannung sperren. Bei induktiven Lasten muss beim GTO der Ausschaltvorgang, aufgrund der maximal erlaubten Spannungsteilheit  $du/dt \approx 500 \text{ V}/\mu\text{s}$ , zusätzlich ein Beschaltungsnetzwerk vorgesehen werden. Die Schaltzeiten des GTOs liegen somit bei einigen  $\mu\text{s}$ . GTOs kommen wegen der hohen Sperrspannungsfestigkeit (bis zu 4.5 kV) und Stromtragfähigkeit von einigen kA vor allem bei Hochleistungsanwendungen, wie drehzahlgeregelte Antriebe und Netzkupplungen für die Bahnstromversorgung, zum Einsatz [78].
- Der *IGBT* vereinigt die Vorteile von BJT und MOSFET. Wie der MOSFET kann der IGBT spannungsgesteuert ein- und ausgeschaltet werden und verfügt wie der BJT auch bei hohen Spannungen über eine geringe Sättigungsspannung  $U_{ce,sat}$ . Derzeit sind IGBTs in diskreter Form oder als Modul verfügbar. Die Schaltzeiten der Leistungs-IGBTs liegen unter 1  $\mu\text{s}$ , wobei Sperrspannungen von bis zu 6.5 kV realisiert und Spitzenströme bis zu 7.2 kA getragen werden können. Eine genauere Beschreibung zum IGBT folgt in Abschnitt 2.1.1.

- Der *IGCT* ist eine Weiterentwicklung des GTOs, wobei ein verbessertes Abschaltverhalten ( $> 4000 \text{ V}/\mu\text{s}$ ) ohne zusätzliche Dämpfungsschaltung erreicht wird [78] und somit die Schaltverluste reduziert werden. Wie der GTO ist der IGCT auf geringe Leitverluste optimiert, wobei durch Verwendung einer dünnen Siliziumscheibe die Durchlassverluste niedrig gehalten werden. Die zugehörige aufwendige Gateansteuerung des IGCTs gehört meist zum Lieferumfang des IGCTs dazu. Die IGCTs können im Gegensatz zu den IGBTs aus einem Wafer hergestellt werden, wobei unter *reverse blocking*, *reverse conducting* und *asymmetric* IGCTs unterschieden wird. Der momentan grösste IGCT mit einem Waferdurchmesser von 91 mm weist eine Spannungsfestigkeit von 10 kV und eine Stromtragefähigkeit von 3000 A auf. Bei kleineren Sperrspannungen (4500 V) existieren IGCTs mit Stromtragefähigkeiten bis zu 5500 A. Zudem können IGCT-Press Pack Zellen beliebig in Reihe geschaltet werden [79].

In Abbildung 2.1 ist der Leistungsbereich der aufgeführten Halbleiter-Schalter graphisch dargestellt, wobei die Einsatzbereiche anhand den Spezifikationen heutiger Bauelemente (2008) definiert wurden [79, 86]. Zusätzlich können die Halbleiter-Schalter qualitativ bezüglich der Schaltzeiten eingeteilt werden (vgl. Tabelle 2.1).

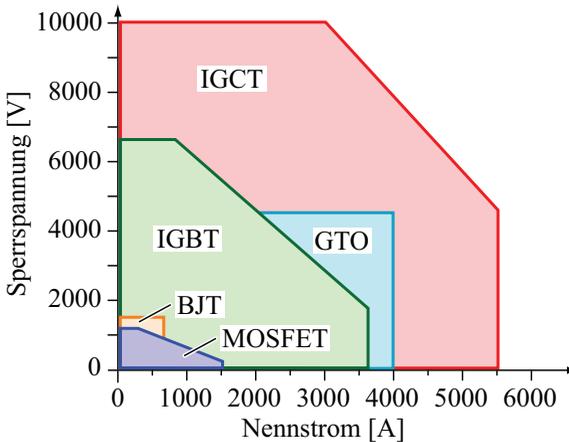


Abbildung 2.1: Leistungsbereich von Halbleiter-Schaltern.

**Tabelle 2.1:** Allgemeiner Vergleich von Halbleiter-Schaltern [88].

<i>Schalter</i>	<i>Schaltleistung</i>	<i>Schaltgeschwindigkeit</i>
BJT	mittel	mittel
MOSFET	klein	schnell
GTO	hoch	langsam
IGBT	mittel	mittel
IGCT	hoch	mittel

Dabei weisen Bipolartransistoren und MOSFET zwar die für die Pulsanwendung wichtigen hohen Schaltgeschwindigkeiten auf, jedoch liegt die Schaltleistung weit unterhalb derjenigen von IGBTs oder IGCTs. Wie in [34] gezeigt, kann durch Parallel- und Reihenschaltung einer Vielzahl von MOSFETs ebenfalls eine hohe Pulsleistung erreicht werden. Aufgrund der dabei wachsenden Systemkomplexität werden diese Halbleiter-Schalter jedoch für das hier zu realisierende System nicht mehr berücksichtigt.

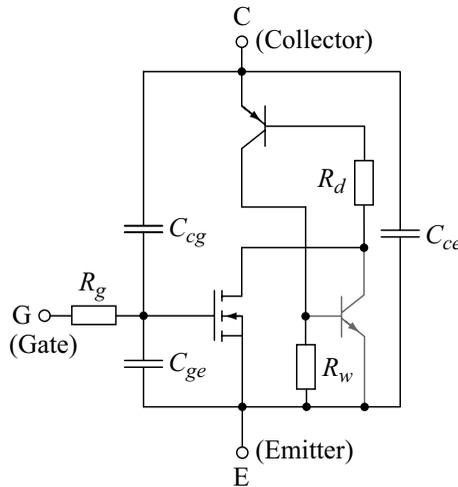
Bei den Hochleistungsschaltern weist der GTO die geringsten Schaltgeschwindigkeiten auf (einige  $\mu\text{s}$ ) und ist somit für Pulsapplikationen im  $\mu\text{s}$ -Bereich ebenfalls nicht anwendbar. Im Vergleich zum GTO findet der IGCT bereits Anwendung bei Pulsapplikation im  $\mu\text{s}$ -Bereich [80–85]. Dabei werden vor allem IGCT-Stacks mit Spannungsfestigkeiten von etwa 40 kV und Stromtragefähigkeiten von 4 kA eingesetzt, die als Ersatz für die bisherigen Thyratrons dienen [82, 83]. Die IGCTs zielen dabei vor allem auf niederfrequente Anwendungen ( $< 500$  Hz), da bei höheren Frequenzen die Leistungsaufnahme der Gatetreiber wesentlich ansteigt [82]. Zusätzlich werden IGCTs häufiger bei langen Pulsen im Millisekundenbereich eingesetzt [80, 81, 83] (vgl. CERN), da die Leitverluste klein sind und die Schaltzeiten der IGCTs bereits bei 1–2  $\mu\text{s}$  liegen (vgl. Messungen in [80, 81, 83, 84]). Aufgrund des langsameren Schaltverhaltens, speziell beim Ausschaltvorgang, im Vergleich zum IGBT, kann der IGCT zur Erzielung von Schaltflanken unter 1  $\mu\text{s}$  nicht eingesetzt werden. Somit ist der IGBT dem IGCT vorzuziehen. Neben den schnelleren Schaltflanken kann der IGBT über eine einfachere und leistungsschwächere Gatetreiberstufe angesteuert werden. Zudem können heutige IGBTs mit NPT-Struktur (siehe Abschnitt 2.1.1) zur Steigerung der schaltbaren Leistung

in Reihe sowie parallel geschaltet werden [91, 93, 94, 96, 109–111]. Nicht zuletzt eignet sich für einen niederinduktiven Aufbau die Bauform der IGBT-Module mit Schraubanschlüssen besser als die Press Pack Gehäuse der IGCTs mit zugehöriger Spannvorrichtung [85].

### 2.1.1 Allgemeine Funktionsweise des IGBTs

In der Literatur [87, 88, 91, 93] wird der IGBT meist als Kaskadenschaltung von MOSFET und Bipolartransistor beschrieben (vgl. Abbildung 2.2), wobei der IGBT eingangsseitig mit den Eigenschaften eines MOSFETs über das Gate nahezu leistungslos gesteuert werden kann und ausgangsseitig, wie beim Bipolartransistor, eine hohe Stromtrage- und Sperrspannungsfestigkeit aufweist. Im Vergleich zum MOSFET verfügt der IGBT über keine interne Bodydiode.

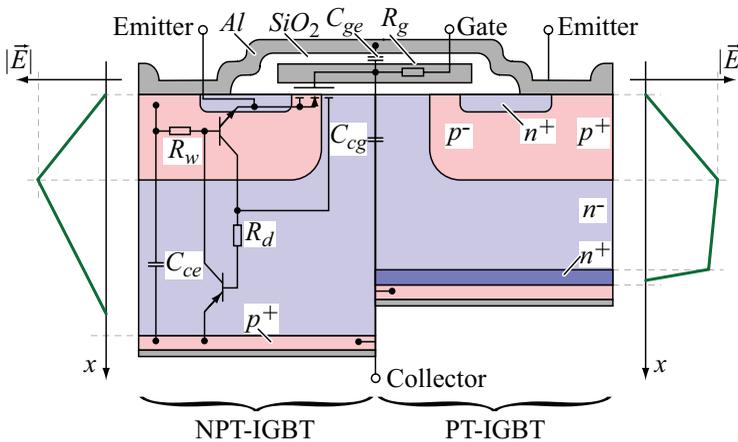
Die folgende Beschreibung beschränkt sich auf *N-Kanal-Leistungs-IGBTs* (N-Kanal MOSFET + PNP-Bipolartransistor, Enhancement Transistor), die in einem überwiegenden Anteil von Applikationen eingesetzt werden. Somit sperrt der IGBT bei fehlender Steuerspannung und kann bei Anlegen einer positiven Steuerspannung durch Ausbildung



**Abbildung 2.2:** IGBT als Kaskadenschaltung eines MOSFET und Bipolartransistors.

einer Inversionsschicht (n-leitender Kanal) im P-Gebiet, welches sich unterhalb des Gateanschlusses befindet, eingeschaltet werden [87, 88, 91].

Des Weiteren wird zwischen *NPT-IGBT* (*Non-Punch-Through*) und *PT-IGBT* (*Punch-Through*) unterschieden, wobei sich diese Konzepte prinzipiell nur anhand der im PT-IGBT vorhandenen hochdotierten  $n^+$ -Schicht (*Buffer layer*) unterscheiden [87] (vgl. Abbildung 2.3). Dabei erstreckt sich das E-Feld bzw. die aufgenommene Sperrspannung über das gesamte  $n^-$ -Gebiet und wird in der dünnen  $n^+$ -Schicht abgebaut.



**Abbildung 2.3:** Aufbau einer IGBT-Zelle mit PT- und NPT-Struktur sowie Kennzeichnung der wichtigsten parasitären Elementen [87] (vgl. Tabelle 2.2).

**Tabelle 2.2:** parasitäre Kapazitäten und Widerstände des IGBTs [87].

<i>Symbol</i>	<i>Bezeichnung</i>
$C_{ge}$	Gate-Emitter-Kapazität
$C_{ce}$	Kollektor-Emitter-Kapazität
$C_{cg}$	Gate-Kollektor-Kapazität
$R_g$	Interner Gatewiderstand
$R_d$	Driftwiderstand

Beim NPT-IGBT ist das  $n^-$ -Gebiet gerade so dick, dass die zulässige Sperrspannung vollständig im  $n^-$ -Gebiet abgebaut wird [87] (vgl. Abbildung 2.3). Durch die dickere  $n^-$ -Schicht des NPT-IGBTs steigt somit auch die Sättigungsspannung  $U_{ce,sat}$  während dem Leitzustand an. Jedoch werden aufgrund der folgenden Vorteile [87] des NPT-IGBT gegenüber dem PT-IGBT für den Leistungsmodulator ausschliesslich NPT-IGBTs eingesetzt.

- Der NPT-IGBT weist im Gegensatz zum PT-IGBT einen positiven Temperaturkoeffizienten auf ( $U_{ce,sat}$  steigt bei zunehmender Temperatur) und ermöglicht somit eine Parallelschaltung von mehreren IGBT-Modulen.
- Der NPT-IGBT zeigt bei hartem Schalten die kürzeren Schaltzeiten sowie geringere Schaltverluste. Zudem sind die Schaltzeiten/-verluste weniger temperaturabhängig als beim PT-IGBT.
- Der NPT-IGBT weist eine grössere Robustheit durch bessere Strombegrenzung bei Überlast auf.

Eine Weiterentwicklung wie z.B. die Chips der dritten Generation von EUPEC/Infineon ( $IGBT^3$ ) verfügen über eine Trench-Struktur (z.B. der 3600 A-IGBT FZ3600R17KE3), welche die Vorteile von NPT- und PT-IGBTs vereint. Dabei wird eine weitere N-Schicht (*Field Stop Layer*) eingefügt, womit die Schaltverluste und ebenfalls die Sättigungsspannung  $U_{ce,sat}$  gesenkt werden können [89].

Die stationären Zustände des IGBTs sind ähnlich wie beim MOSFET in den Sperrzustand, den aktiven Bereich und den Sättigungsbereich unterteilt. Befindet sich die Gate-Emitter-Spannung  $U_{ge}$  unterhalb der Schwellenspannung  $U_{ge,th}$ , sperrt der IGBT und es fliesst lediglich ein kleiner Leckstrom. Dabei ist jedoch zu beachten, dass der IGBT während des Sperrzustandes aufgrund der anliegenden Spannung und dem fliessenden Leckstrom weiterhin thermisch stabil bleibt [90]. Das Ausgangskennlinienfeld im Leitzustand teilt sich beim IGBT analog zum MOSFET in den aktiven Bereich und den Sättigungsbereich auf. Im aktiven Bereich, in dem die Gate-Emitter-Spannung  $U_{ge}$  die Schwellenspannung  $U_{ge,th}$  nur wenig überschreitet, kann der Kollektor-Emitter-Strom  $I_c$  über die Gate-Emitter-Spannung gesteuert werden. Im eingeschalteten Zustand ( $U_{ge} \gg U_{ge,th}$ ), der als Sättigungsbereich bezeichnet wird, ist der Strom  $I_c$  hauptsächlich durch die äussere Beschaltung definiert [87, 93].

$$\begin{aligned}
 I_c &\approx 0 \quad \text{für} \quad U_{ge} < U_{ge,th} \\
 I_c &= k \left[ (U_{ge} - U_{ge,th}) U_{ce} - \frac{1}{2} U_{ce}^2 \right] \quad \text{für} \quad U_{ge} - U_{ge,th} \geq U_{ce} \\
 I_c &= k (U_{ge} - U_{ge,th})^2 \quad \text{für} \quad U_{ge} - U_{ge,th} < U_{ce} \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

Des Weiteren wird das dynamische Verhalten des IGBTs wie beim MOSFET durch die nichtlinearen parasitären Kapazitäten/Widerstände bestimmt (vgl. Abbildung 2.3). In der Literatur werden die dynamischen Schaltvorgänge vor allem für induktive Lasten bzw. Brückenzeige mit Diodenabkommutierung analysiert [88, 91, 93, 112]. Beim vorliegenden Leistungsmodulator handelt es sich allerdings um eine weitgehend ohmsche Last. Zusätzlich kann das dynamische Schaltverhalten, wie z.B. die Spannungsänderung  $dU_{ce}/dt$  oder die Stromänderung  $dI_c/dt$  von aussen durch die Gatespannung  $U_{gate+}$  des Gatetreibers und die externen Gatewiderstände  $R_{on}$  und  $R_{off}$  mitbestimmt werden, was für die spätere Auslegung des Gatetreibers von Bedeutung sein wird (vgl. Gleichung (2.2) und (2.3)).

$$I_g = \frac{U_{gate+} - U_{ge,th}}{R_{on/off}} \quad (2.2)$$

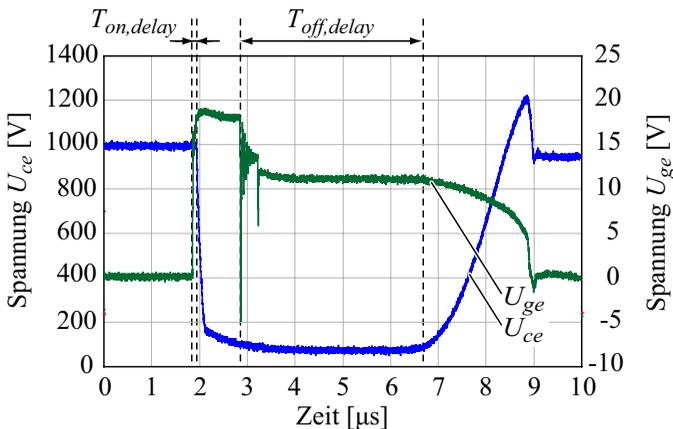
$$\frac{dU_{ce}}{dt} = \frac{I_g}{C_{cg}} \quad (2.3)$$

## 2.1.2 Auswahl des IGBT-Moduls

Damit die Komplexität des Pulsgenerators, d.h. die Zahl der IGBT-Module klein gehalten werden kann, werden für den Halbleiter-Modulator leistungsfähige IGBT-Module eingesetzt. Dabei weisen die heute verfügbaren IGBT-Module (Stand 2005-2008) eine maximale Sperrspannungsfestigkeit von 6.5 kV und einen DC-Nennstrom von 3.6 kA auf. Stromstärken von 3.6 kA werden momentan jedoch nur mit 1200 V und 1700 V IGBT-Modulen erreicht, wobei der Pulsstrom, z.B. des IGBT Moduls von EUPEC (FZ3600R17KE3), auf 7.2 kA für 1 ms spezifiziert ist. Neben den Grenzwerten der Sperrspannung und der Stromtragfähigkeit sind zur Erzeugung steiler Pulsflanken kurze Ein- und Ausschaltzeiten  $T_{on}$  bzw.  $T_{off}$  erforderlich. Zudem darf die

Differenz zwischen der Ein- und Ausschaltverzögerung  $T_{on,delay}$  und  $T_{off,delay}$  nicht mehr als  $2\ \mu\text{s}$  betragen, damit die minimal spezifizierten Pulsbreiten anhand Tabelle 1.1 erreicht werden können (vgl. Abbildung 2.4). Des Weiteren sind die Verzögerungszeiten  $T_{on,delay}$  und  $T_{off,delay}$  vom Gatewiderstand  $R_{on}$  sowie  $R_{off}$  abhängig und nehmen mit kleinerem Gatewiderstand ab (vgl. Abschnitt 2.2.4). Im Allgemeinen ist die Einschaltverzögerung kürzer als die Ausschaltverzögerung und spielt somit nur eine untergeordnete Rolle.

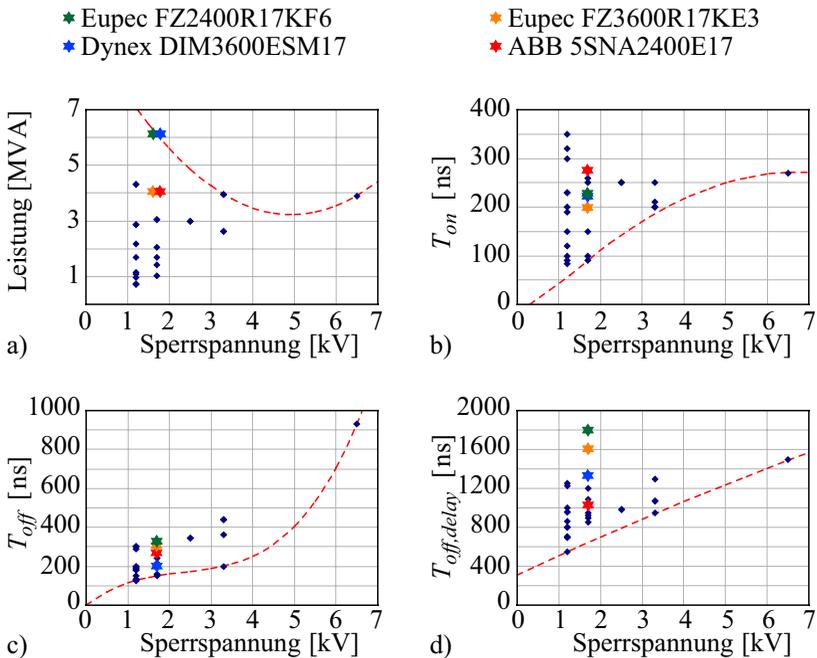
Zur Auswahl des geeignetsten IGBT-Moduls werden nun die auf dem Markt verfügbaren IGBT-Module mit einer Sperrspannung von  $U_{ce,max} \geq 1200\ \text{V}$  bezüglich den erwähnten Parameter verglichen. In Abbildung 2.5 a)-d) sind die IGBT-Module bezüglich der maximalen Schaltleistung (= Sperrspannung x DC-Nennstrom), Einschaltdauer  $T_{on}$ , Ausschaltdauer  $T_{off}$  und Ausschaltverzögerung  $T_{off,delay}$  grafisch gegenübergestellt. Die Angaben zu Abbildung 2.5 stammen aus Datenblättern der Hersteller. Jedoch lassen sich über die Schaltzeiten und Schaltverzögerungen der einzelnen IGBT-Module aufgrund der herstellereigenen Messbedingungen (Gatewiderstände  $R_{on}$  bzw.  $R_{off}$ , Schalterstrom  $I_c$ , Schalterspannung  $U_{ce}$ , Lastinduktivität) nur beschränkte Aussagen treffen.



**Abbildung 2.4:** Ein- und Ausschaltverzögerungen  $T_{on,delay}$  bzw.  $T_{off,delay}$  beim IGBT, welche die minimal erreichbare Pulsbreite mitbestimmen.

Dies wird z.B. durch die Schaltkurven in Abbildung 2.6 deutlich, wobei mit dem IGBT-Modul von ABB (5SNA2400E17) im Vergleich zu dem von EUPEC (FZ2400R17KF6) mit demselben Aufbau sowie identischem Gatetreiber (1SD536F2, 36A-Gatetreiber von CONCEPT) die schnelleren Einschaltflanken gemessen wurden, obwohl anhand der technischen Angaben die Schaltzeiten des EUPEC-Moduls kürzer sein sollten (vgl. Abbildung 2.5). Dies liegt unter anderem daran, dass bei den Messungen der Schaltflanken der Gatewiderstand beim ABB-Modul grösser gewählt wurden.

Aus Abbildung 2.5 a) ist zu erkennen, dass die Schaltleistung bei den 1700 V IGBT-Modulen maximal ist und somit für den Einsatz im Leistungsmodulator am Geeignetsten scheinen. Mit zunehmender Sperrspannung

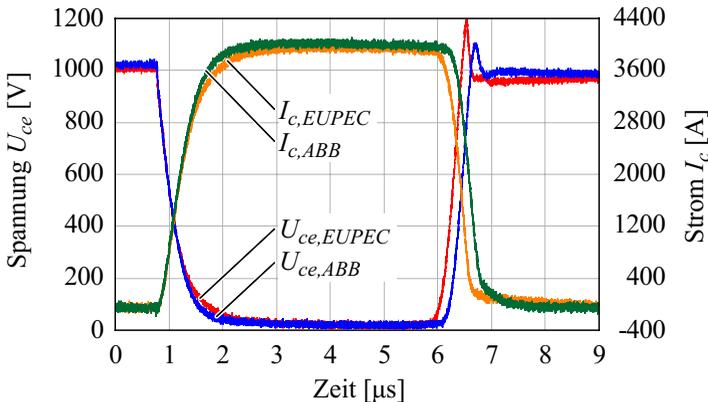


**Abbildung 2.5:** a) Schaltleistung, b) Einschaltdauer  $T_{on}$ , c) Ausschaltdauer  $T_{off}$  und d) Ausschaltverzögerung  $T_{off, delay}$  in Abhängigkeit der Sperrspannung für die verfügbaren IGBT-Module (Stand: 2005).

nung steigen zudem die Schaltzeiten an, was somit gegen den Einsatz von IGBT-Modulen mit Sperrspannungen  $> 1700\text{ V}$  spricht. Für das  $6.5\text{ kV}$ -Modul von ABB (5SNA600E65) liegen die Schaltzeiten zwar immer noch unter den maximal spezifizierten Schaltzeiten, jedoch müssen bei den bereits teureren  $6.5\text{ kV}$ -IGBTs ebenfalls teurere Hochspannungskondensatoren, bzw. -dioden eingesetzt werden [56].

Somit werden für das zu realisierende Halbleiter-Leistungsmodulator-System  $1700\text{ V}$  IGBT-Module verwendet, wobei die DC-Spannung auf  $U_{DC} = 1000\text{ V}$  gesetzt wird. Unter den leistungsfähigsten  $1700\text{ V}$  IGBT-Modulen standen vorerst die  $2400\text{ A}$ -IGBTs von EUPEC (FZ2400R17KF6), Dynex (DIM2400NSM17) und ABB (5SNA2400E17) zur Verfügung, welche sehr ähnliche Schalteigenschaften aufweisen (vgl. Abbildung 2.6). Preislich liegen jedoch das Dynex- und das ABB-Modul  $1.5$  bzw.  $2.5$  Mal über dem EUPEC-Modul, weshalb für den *Modulator I* das IGBT-Modul FZ2400R17KF6 von EUPEC verwendet wurde.

Für die beiden weiteren Leistungsmodulatoren *Modulator II, III* wurden jedoch die etwas stärkeren  $3600\text{ A}$  IGBT-Module FZ3600R17KE3 ebenfalls von EUPEC eingesetzt.



**Abbildung 2.6:** Vergleich der Pulsspannungen bzw. -ströme des IGBT-Moduls FZ2400R17KF6 von EUPEC und des IGBT-Moduls 5SNA2400E17 von ABB.

## 2.2 Gatetreiber

Durch den Gatetreiber können das Schaltverhalten sowie die Schaltverluste von Halbleiter-Schaltern wesentlich beeinflusst werden. Im Gegensatz zu Gatetreibern in Umrichtern für Traktionsanwendung, bei welchen z.B. der Schaltvorgang aufgrund von EMV-Anforderung oder zum Schutz der Motorwicklung gezielt verlangsamt werden, müssen Gate-treiber in Pulsapplikationen wegen der hohen Anforderungen bezüglich Flankensteilheit (vgl. Tabelle 1.1) den IGBT möglichst schnell ein- und ausschalten.

Die steilen Pulsflanken erfordern dabei zwar einen leistungsstarken, niederinduktiven und niederohmigen Gatetreiber, jedoch können gleichzeitig die Schaltverluste, insbesondere die Einschaltverluste, gering gehalten werden. Neben dem eigentlichen Schaltvorgang müssen, wie bei herkömmlichen Gatetreibern, zusätzliche Schutzbeschaltungen vorgesehen werden, welche den IGBT im Fehlerfall (Überstrom und Überspannung) vor einer allfälligen Zerstörung schützen.

Im Folgenden wird zuerst auf die einzelnen Schaltvorgänge *Einschaltvorgang* und *Ausschaltvorgang* eingegangen. Dabei müssen einerseits die Schaltzeiten des IGBT-Moduls unter den spezifizierten Flankenzeiten der Ausgangsspannung liegen, damit weiterhin die Spezifikationen aus Tabelle 1.1 erfüllt werden können. Andererseits begrenzen Längsinduktivitäten, wie z.B. die Kommutierungsinduktivität im Eingangskreis, aufgrund der resultierenden Überspannung die Ausschaltgeschwindigkeit des IGBT-Moduls. Jedoch zeigt sich, dass durch den Einsatz von mehrstufigen Ausschaltverfahren trotz parasitärer Induktivitäten schnelle Schaltflanken realisierbar sind. Darauf folgend werden unterschiedliche Schutzbeschaltungen untersucht, welche den IGBT vor Überlastung und allfälliger Zerstörung schützen.

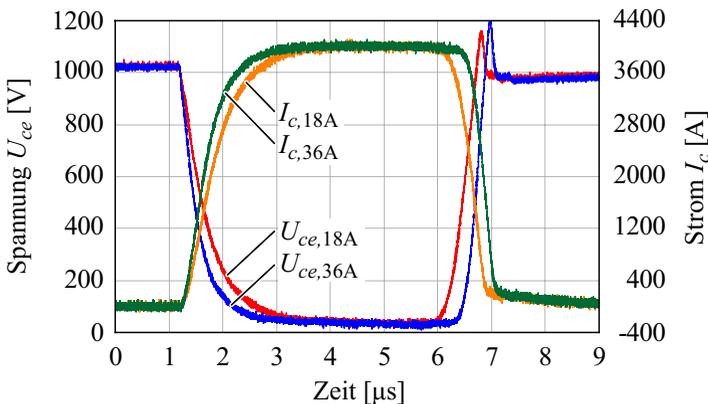
### 2.2.1 Einschaltvorgang

Zum Test der Hochleistungs-IGBTs bei zwei- bis dreifachem Nennstrom ( $\hat{I}_c = 4000\text{-}6500\text{ A}$ ) wurde zu Beginn ein kommerzieller Gate-treiber [113] verwendet, welcher allgemein in Umrichtern Einsatz findet. Dabei handelt es sich um einen 18 A-Gatetreiber mit einer Versorgungsspannung von  $\pm 15\text{ V}$  sowie den Gatewiderständen  $R_{on} = 1\ \Omega$  und  $R_{off} = 2.8\ \Omega$  (CONCEPT 1SD418F2).

In Abbildung 2.7 sind die Pulsspannung  $U_{ce,18A}$  und der Pulsstrom  $I_{c,18A}$  bei einer DC-Spannung von 1000 V und einer ohmschen Last von  $0.25 \Omega$  gezeigt. Die Einschaltdauer  $T_{on}$ , gemessen an der Spannungsflanke von 90% auf 10%, beträgt  $1.2 \mu s$  und überschreitet somit bereits ohne anschliessenden Pulstransformator die erwähnten Spezifikationen der Modulator-Ausgangsspannung.

Zur Erzielung schnellerer Spannungsflanken wurde auch der stärkere 36 A-Treiber (CONCEPT 1SD536F2) getestet, dessen Versorgungsspannung wiederum  $\pm 15 V$  beträgt. Die Werte der Gatewiderstände sind  $R_{on} = 0.6 \Omega$  und  $R_{off} = 2.7 \Omega$ . Dabei kann die Einschalt-Spannungsflanke auf 930 ns (-22%) reduziert werden, was jedoch weiterhin über den Spezifikationen liegt (vgl. Abbildung 2.7).

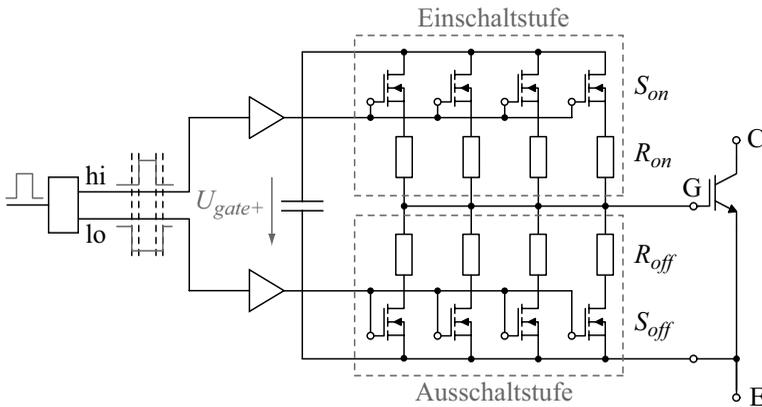
Die Gründe für die relativ langen Schaltzeiten sind einerseits die moderate Versorgungsspannung von  $\pm 15 V$ , wobei am Gate eine tatsächliche Gate-Emitter-Spannung von  $U_{ge} = 13 V$  gemessen wurde. Anhand der technischen Angaben zum IGBT-Modul FZ2400R17KF6 von EUPEC ist für einen Laststrom ab 4000 A eine Gate-Emitter-Spannung von über  $U_{ge} = 11 V$  erforderlich. Andererseits wird aufgrund des hauptsächlichlichen Einsatzgebietes in Umrichtern die Gateaufladung durch relativ grosse Gatewiderstände  $R_{on}$  und  $R_{off}$  verlangsamt und verunmöglicht somit den Einsatz in Pulsapplikationen.



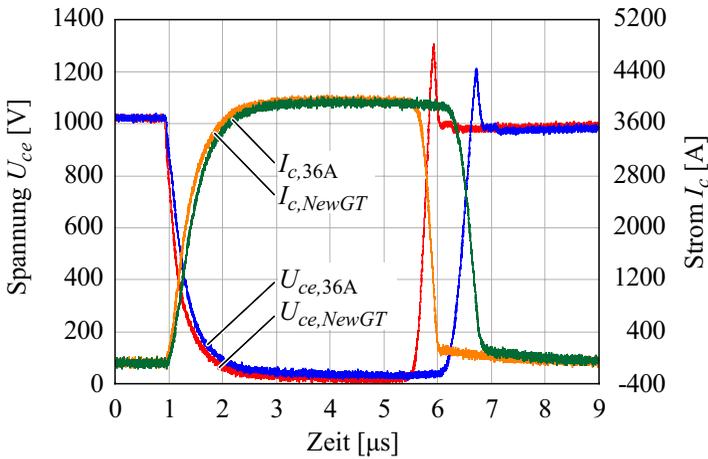
**Abbildung 2.7:** Vergleich von Pulsspannung und Pulsstrom des IGBT-Moduls FZ2400R17KF6 mit 18 A- und 36 A-Gatetreiber (CONCEPT 1SD418F2 bzw. CONCEPT 1SD536F2).

## Schaltstufe für Gatetreiber in Pulsapplikationen

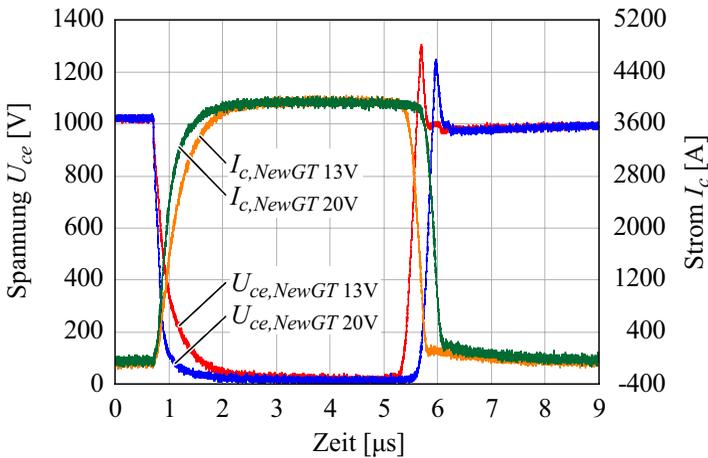
In dieser Arbeit wurde deshalb eine neue Treiberstufe mit schnelleren Schaltflanken für IGBT-Module in Pulsapplikationen realisiert, welche sich von kommerziellen Gatetreibern vor allem in der maximalen Schaltleistung unterscheidet (vgl. Abbildung 2.8). Anhand Gleichung (2.3) kann die Schaltgeschwindigkeit durch die Wahl einer grösseren Versorgungsspannung  $V_{gate+}$  sowie durch Minimierung der Gatewiderstände  $R_{on}$  und  $R_{off}$  erhöht werden. Bei einer ersten Realisierung eines leistungsstärkeren Gatetreibers konnte die Versorgungsspannung zwischen  $U_{gate+} = 10\text{ V}$  und  $U_{gate+} = 20\text{ V}$  eingestellt werden, was gerade der maximal erlaubten Gate-Emitter-Spannung  $U_{ge}$  entspricht. Die Versorgungsspannung  $U_{gate+}$  wird dabei durch Keramik Kondensatoren gestützt und niederinduktiv über eine MOSFET-Verstärkerstufe an die Anschlüsse des IGBT-Moduls geführt. Mit Hilfe der MOSFET-Verstärkerstufe ist dabei ein Spitzenstrom von  $\hat{I}_g = 120\text{ A}$  möglich (vgl. Abbildung 2.8). Das Schaltverhalten des IGBT-Moduls FZ2400R17KF6 mit dem entwickelten Gatetreiber wurde mit demjenigen des kommerziellen 36 A-Gatetreibers verglichen, wobei aus Vergleichsgründen die Gate-Emitter-Spannung ebenfalls auf  $U_{ge} = 13\text{ V}$  eingestellt wurde. Die Treiber unterscheiden sich somit einzig in den Gatewiderständen, welche auf  $R_{on} = R_{off} = 0.15\ \Omega$  gesetzt wurden (vgl. Abbildung 2.9).



**Abbildung 2.8:** Schaltschema des Gatetreibers mit MOSFET-verstärkter Ein- und Ausschaltstufe.



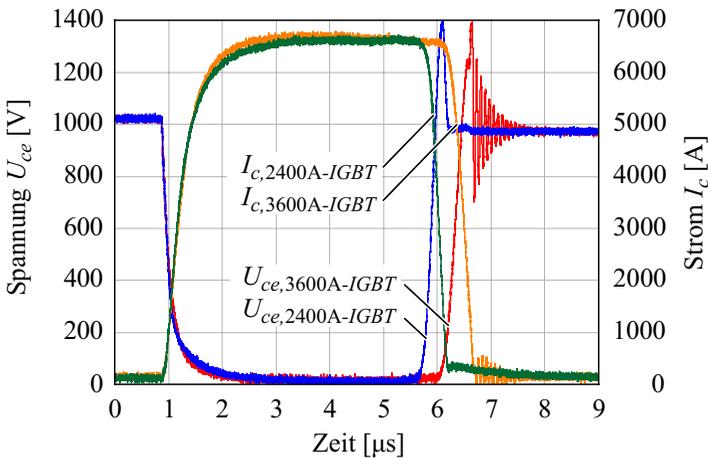
**Abbildung 2.9:** Vergleich des Schaltverhaltens des IGBT-Moduls FZ2400R17KF6 mit 36 A-Gatetreiber (CONCEPT 1SD536F2) und eigenem Gatetreiber mit  $U_{gate+} \approx 13\text{ V}$  und  $R_{on} = 0.15\ \Omega$ .



**Abbildung 2.10:** Messungen der Schaltflanken bei den Gate-Emitter-Spannungen  $U_{ge} = 13\text{ V}$  und  $U_{ge} = 20\text{ V}$ .

Durch die Verkleinerung des Gatewiderstands von  $R_{on} = 0.6 \Omega$  auf  $R_{on} = 0.15 \Omega$  konnte die Einschaltzeit lediglich von  $T_{on} = 930 \text{ ns}$  auf  $T_{on} = 780 \text{ ns}$  (-16%) verkürzt werden, da die Gate-Emitter-Spannung weiterhin knapp über den für  $I_c = 4000 \text{ A}$  nötigen  $11 \text{ V}$  liegt. Die Ausschaltflanke beträgt  $T_{off} = 230 \text{ ns}$  und liegt bereits unter dem spezifizierten Wert für  $T_{off}$ . Durch anschließende Erhöhung der Versorgungsspannung von  $U_{gate+} = 13 \text{ V}$  auf  $U_{gate+} = 20 \text{ V}$  konnte die Einschaltdauer von  $T_{on} = 780 \text{ ns}$  auf  $T_{on} = 290 \text{ ns}$  (-62%) reduziert werden (vgl. Abbildung 2.10). Die Ausschaltflanke verkürzte sich dabei unwesentlich auf  $T_{off} = 220 \text{ ns}$ .

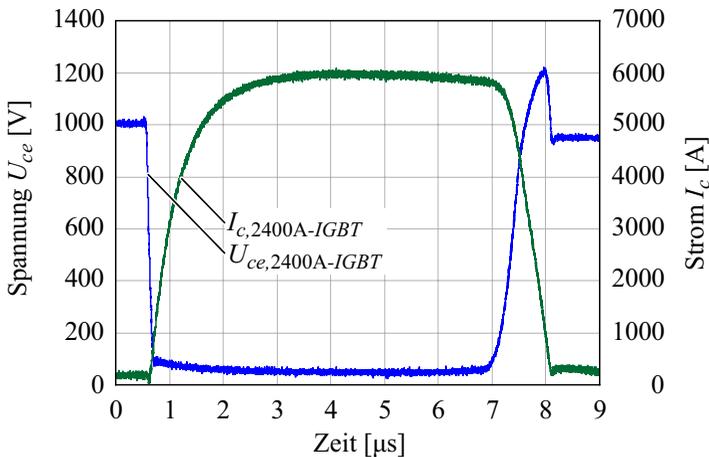
Werden für den Halbleiter-Leistungsmodulator vier parallele Pulsgeneratoren mit jeweils einem IGBT-Modul verwendet, beträgt der Pulsstrom pro IGBT-Modul zur Erzeugung des  $20 \text{ MW}$ -Pulses mindestens  $5 \text{ kA}$ , wobei zusätzlich der Magnetisierungsstrom zu berücksichtigen ist. Deshalb wird zum Vergleich der beiden IGBT Module EUPEC-FZ2400R17KF6 ( $2400 \text{ A}/1700 \text{ V}$ ) und EUPEC-FZ3600R17KE3 ( $3600 \text{ A}/1700 \text{ V}$ ) bei  $U_{DC} = 1000 \text{ V}$  und  $I_c = 6500 \text{ A}$  sowie einer Gatespannungen  $U_{gate+} = 20 \text{ V}$  das Schaltverhalten getestet. Der externe Gatewiderstand  $R_{on}$  beträgt weiterhin  $0.15 \Omega$  (vgl. Abbildung 2.11).



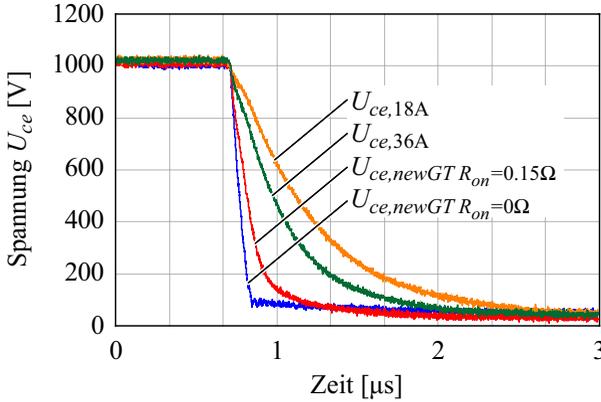
**Abbildung 2.11:** Schaltflanken der IGBT-Module FZ2400R17KF6 und FZ3600R17KE3 bei  $U_{DC} = 1000 \text{ V}$  und  $I_c = 6500 \text{ A}$ .

Die Schaltflanken der beiden IGBTs unterscheiden sich dabei nur unwesentlich, wobei mit dem 3600 A-IGBT etwas schnellere Schaltzeiten erreicht werden ( $T_{on,2400\text{ A}} = 530\text{ ns}$ ,  $T_{on,3600\text{ A}} = 450\text{ ns}$  und  $T_{off,2400\text{ A}} = 210\text{ ns}$ ,  $T_{off,3600\text{ A}} = 290\text{ ns}$ ). Jedoch neigt der 3600 A-IGBT (Trench-/Field Stop-IGBT) im Vergleich zum 2400 A-IGBT (NPT-IGBT) während dem Ausschaltvorgang zu Schwingungen, welche bei grösser werdender Sperrspannungsbelastung zunehmen. Durch Verlangsamung des Ausschaltvorganges bzw. durch Verwendung zweistufiger Ausschalttechniken kann das Schwingverhalten reduziert bzw. ganz verhindert werden (vgl. Abschnitt 2.2.3).

Schlussendlich wird eine weitere Steigerung der Schaltflanke durch Entfernen des externen Gatewiderstands  $R_{on} = 0\ \Omega$  erreicht, wobei die Gateaufladung nur noch durch den internen Gatewiderstand begrenzt wird. Anhand Herstellerangaben beträgt dieser  $0.6\ \Omega$  für das 2400 A-IGBT-Modul FZ2400R17KF6 bzw.  $0.5\ \Omega$  für das 3600 A-IGBT-Modul FZ3600R17KE3. Das Schaltverhalten des 2400 A-IGBTs mit  $R_{on} = 0\ \Omega$  ist in Abbildung 2.12 gezeigt. Durch die Eliminierung des externen Gatewiderstands  $R_{on}$  kann die Einschalt-Spannungsflanke nochmals um 59% bis auf  $T_{on} = 120\text{ ns}$  reduziert werden. Dies entspricht gerade noch 10% der Einschaltzeit des kommerziell erhältlichen 18 A-Gatetreibers.



**Abbildung 2.12:** Gemessene Schaltflanke des 2400 A-IGBT-Moduls (FZ2400R17KF6) bei  $U_{gate+} = 20\text{ V}$  und  $R_{on} = 0\ \Omega$ .



**Abbildung 2.13:** Vergleich der Einschaltflanken beim 2400 A-IGBT-Modul (FZ2400R17KF6).

**Tabelle 2.3:** Schaltzeiten der beiden IGBT-Module FZ2400R17KF6 und FZ3600R17KE3 von EUPEC mit verschiedenen Gatetreibern, Gatespannungen und Gatewiderständen.

<i>IGBT und Gatetreiber</i>	$T_{on}$	$T_{off}$
2400 A-IGBT mit 18 A-Treiber ( $U_{ge} = 13 \text{ V}$ , $I_c = 4000 \text{ A}$ , $R_{on} = 1 \Omega$ , $R_{off} = 2.8 \Omega$ )	1200 ns	540 ns
2400 A-IGBT mit 36A-Treiber ( $U_{ge} = 13 \text{ V}$ , $I_c = 4000 \text{ A}$ , $R_{on} = 0.6 \Omega$ , $R_{off} = 2.7 \Omega$ )	930 ns	400 ns
2400 A-IGBT mit eigenem Treiber ( $U_{ge} = 13 \text{ V}$ , $R_{on} = 0.15 \Omega$ , $R_{off} = 0.15 \Omega$ )	780 ns	230 ns
2400 A-IGBT mit eigenem Treiber ( $U_{ge} = 20 \text{ V}$ , $I_c = 6500 \text{ A}$ , $R_{on} = 0.15 \Omega$ , $R_{off} = 0.15 \Omega$ )	530 ns	210 ns
2400 A-IGBT mit eigenem Treiber ( $U_{ge} = 20 \text{ V}$ , $I_c = 5800 \text{ A}$ , $R_{on} = 0 \Omega$ , $R_{off,1} = 0.8 \Omega / R_{off,2} = 120 \Omega$ )	120 ns	500 ns
3600 A-IGBT mit eigenem Treiber ( $U_{ge} = 20 \text{ V}$ , $I_c = 6500 \text{ A}$ , $R_{on} = 0.15 \Omega$ , $R_{off} = 0.15 \Omega$ )	450 ns	290 ns

Die Dauer der Ausschaltflanke  $T_{off}$  in Abbildung 2.12 liegt dabei aufgrund des zweistufigen Ausschaltvorgangs (vgl. Abschnitt 2.2.3) und der IGBT-Spannungsbegrenzung  $U_{ce,max} = 1200\text{ V}$  bei  $T_{off} = 500\text{ ns}$ .

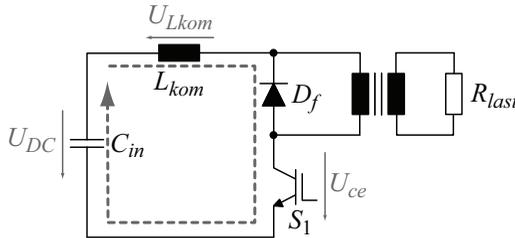
Zum Vergleich des Schaltverhaltens mit unterschiedlichen Gatetreibern sind in Abbildung 2.13 die Einschaltflanken für den 2400 A-IGBT nochmals gegenübergestellt. In Tabelle 2.3 sind die entsprechenden Schaltzeiten  $T_{on}$  und  $T_{off}$  der verschiedenen Gatetreiber aufgeführt.

### 2.2.2 Ausschaltvorgang

Wie bereits erwähnt, darf der externe Ausschalt-Gatewiderstand  $R_{off}$  aufgrund der Längsinduktivität  $L_{kom}$  im Kommutierungspfad und der dabei resultierenden Überspannung  $U_{Lkom}$  im Vergleich zum Einschaltvorgang nicht beliebig verkleinert werden (vgl. Gleichung (2.4) und Abbildung 2.14).

$$U_{Lkom} = L_{kom} \cdot \frac{dI_c}{dt} \tag{2.4}$$

Dies zeigte sich ebenfalls in den Messungen zum Abschnitt 2.2.1, insbesondere in der Abbildung 2.11, wobei die hohe Laststromänderung  $dI_c/dt$  am Ende des Ausschaltvorgangs zu einer entsprechenden Überspannung  $U_{Lkom}$  führt. Eine Reduktion der Überspannung  $U_{Lkom}$  lässt sich einerseits durch Minimierung der parasitären Induktivität  $L_{kom}$  im Kommutierungspfad erreichen, welche sich aus der Serieninduktivität der Eingangskapazitäten, der Zuleitungsinduktivität sowie der internen

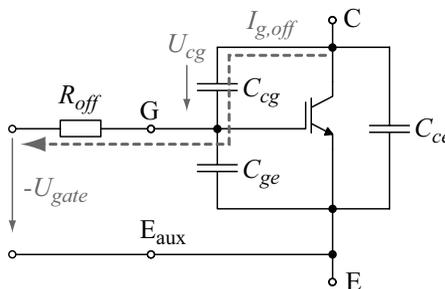


**Abbildung 2.14:** Notwendigkeit der Begrenzung der Ausschaltgeschwindigkeit aufgrund der Streuinduktivität  $L_{kom}$  im Kommutierungspfad.

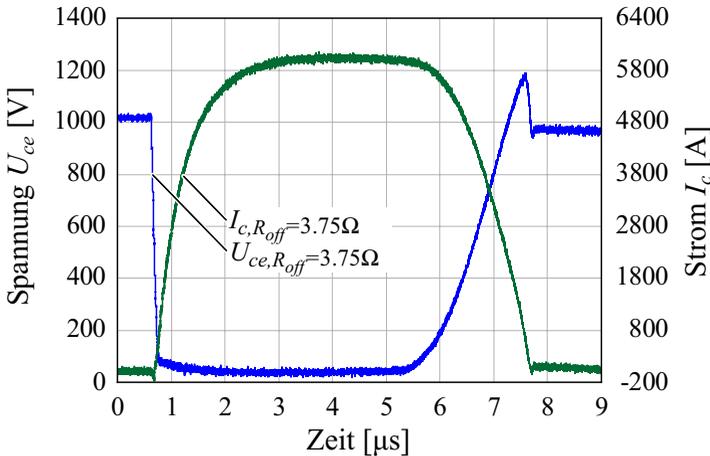
Modulinduktivität zusammensetzt. Jedoch liegt die Kommutierungsinduktivität  $L_{kom}$  bei den realisierten Leistungsmodularen *Modulator I-III* bereits unter 40 nH und kann somit durch Veränderung des Schaltungsaufbaus nicht mehr weiter reduziert werden. Andererseits, kann durch Verwendung eines grösseren Ausschalt-Gatewiderstands  $R_{off}$  die Spannungsflanke  $dU_{ce}/dt$  bzw. Stromflanke  $dI_c/dt$  verlangsamt werden, wodurch die Millerkapazität  $C_{cg}$  langsamer aufgeladen wird und somit der IGBT langsamer in den sperrenden Zustand wechselt (vgl. Millereffekt bzw. Abbildung 2.15).

Der Verbleib in der SOA (*Save Operation Area*) kann anstelle der Reduktion der Überspannung  $U_{Lkom}$  durch Verringerung der Eingangsspannung  $U_{DC}$  erreicht werden, was jedoch aufgrund der schlechteren Schalterausnutzung nicht erwünscht ist. Somit muss beim konventionellen einstufigen Ausschaltvorgang die Überspannung durch Vergrößerung des Gatewiderstandes  $R_{off}$  begrenzt werden, wobei für einen 1700 V-IGBT mit einer DC-Spannung von  $U_{DC} = 1000$  V eine Begrenzung der Überspannung auf etwa  $U_{Lkom} = 200$  V als sinnvoll erscheint. Dies führt für die gegebene Applikation bei einem Pulsstrom von  $I_c = 5000 - 6000$  A auf einen Ausschalt-Gatewiderstand von  $R_{off} = 3.75 \Omega$  (vgl. Abbildung 2.16).

Die Ausschaltzeit von 10% auf 90% der Eingangsspannung  $U_{DC}$  beträgt dabei  $T_{off} = 1548$  ns und liegt über dem spezifizierten Wert (vgl. Tabelle 1.1). Zusätzlich führt die Vergrößerung des Gatewiderstands  $R_{off}$  bzw. die Verlangsamung der Schaltflanke zu wesentlich grösseren



**Abbildung 2.15:** Einfluss des Gatewiderstandes  $R_{off}$  auf die Spannungsänderung  $dU_{ce}/dt$  durch langsamere Ent- oder Aufladung der Kapazität  $C_{cg}$ .



**Abbildung 2.16:** Messungen der Schaltflanke des 2400 A-IGBT-Moduls (FZ2400R17KF6) bei  $U_{gate+} = 20\text{ V}$  und  $R_{off} = 3.75\ \Omega$ .

Ausschaltverlusten [88]. Diese ergeben sich für die Ausschaltflanke aus Abbildung 2.16 zu  $E_{off} = 4014\text{ mJ}$ , was bei einer Puls wiederhol frequenz von  $f_{rep} = 200\text{ Hz}$  über  $800\text{ W}$  pro IGBT entspricht!

### 2.2.3 Zweistufiger Ausschaltvorgang

Die Begrenzung der Ausschaltgeschwindigkeit  $T_{off}$  bzw. der Stromänderung  $dI_c/dt$  aufgrund der resultierenden Überspannung  $U_{Lkom}$  kann durch einen zweistufigen Ausschaltvorgang verhindert werden [112, 114, 115, 117]. Bei Verwendung von mehr als zwei Stufen ist eine verfeinerte Steuerung des Ausschaltvorgangs möglich [116], wobei aufgrund des geringen Vorteils der mehrstufigen Gateansteuerungen im Vergleich zur wachsenden Komplexität der Schaltung in dieser Arbeit nur das zweistufige Ausschaltverfahren berücksichtigt wird [123–125]. Im Vergleich zum konventionellen einstufigen Ausschaltvorgang erweist das zweistufige Verfahren einen entscheidenden Vorteil bezüglich Steigerung der Schaltgeschwindigkeit und Senkung der Schaltverluste, wobei die Komplexität des Treibers nur in begrenztem Masse zunimmt.

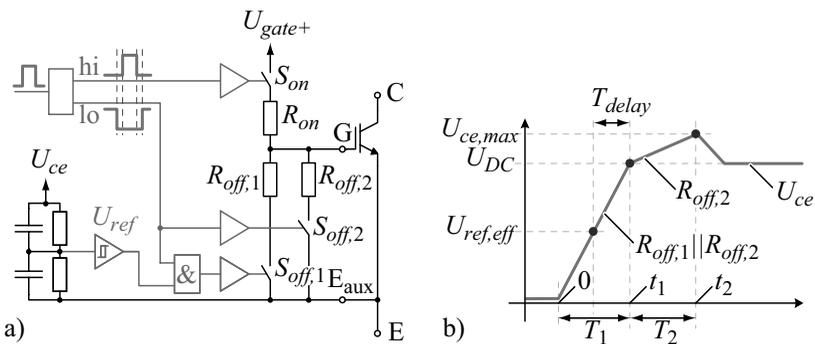
## Funktionsweise

Allgemein, wird bei zwei- und mehrstufigen Ausschaltverfahren durch aufeinanderfolgendes Zu- und Umschalten von unterschiedlichen Gatewiderständen der Ausschaltvorgang in verschiedene Schaltabschnitte aufgeteilt, wodurch die Gateentladung bzw. die Ausschalt-Spannungsflanke  $dU_{ce}/dt$  in Abhängigkeit der Spannung  $U_{ce}$  in jedem Abschnitt kontrolliert werden kann.

Der Gatetreiber mit zweistufiger Ausschaltlogik besteht dabei aus einer nieder- und einer hochohmigen Ausschaltstufe, wodurch der Ausschaltvorgang in zwei unterschiedliche Schaltabschnitte aufgeteilt wird (vgl. Abbildung 2.17).

Im ersten Abschnitt, während  $T_1$ , befindet sich die Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{ce}$  noch unterhalb einer definierten Referenzschwelle  $U_{ref}$ . Dabei soll das Gate niederohmig entladen werden damit eine hohe Ausschaltgeschwindigkeit  $dU_{ce}/dt$  mit geringen Ausschaltverlusten  $E_{off}$  resultiert. Zur Erzielung des kleinsten Ausschaltwiderstandes  $R_{off}$  während  $T_1$  werden beide Stufen  $S_{off,1}$  und  $S_{off,2}$  eingeschaltet (vgl. Abbildung 2.17 a).

$$R_{off,T1} = \frac{R_{off,1}R_{off,2}}{R_{off,1} + R_{off,2}} \quad (2.5)$$



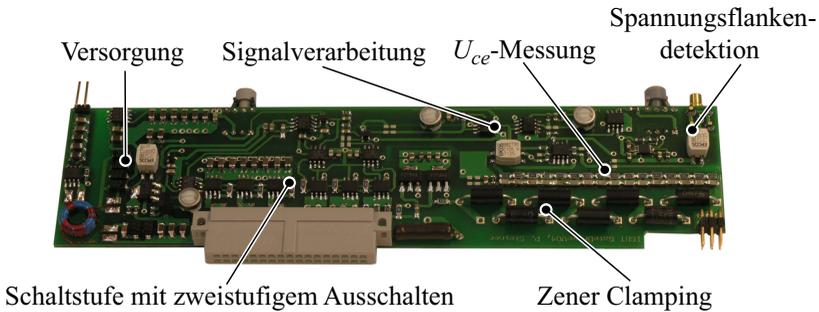
**Abbildung 2.17:** a) Blockdiagramm der Steuerlogik für den zweistufigen Ausschaltvorgang und b) Verlauf der Spannung  $U_{ce}$  während des zweistufigen Ausschaltvorgangs.

Sobald die Spannung  $U_{ce}$  die definierte Referenzspannung  $U_{ref}$  bei  $t_1$  überschreitet, wird während  $T_2$  die niederohmige Ausschaltstufe  $S_{off,1}$  ausgeschaltet und das Gate nur noch über den hochohmigen Gatewiderstand  $R_{off,2}$  entladen.

$$R_{off,T2} = R_{off,2} \quad (2.6)$$

Aufgrund der Millerkapazität  $C_{cg}$  hat die Änderung des Gatewiderstandes vom niederohmigen  $R_{off,T1}$  zum hochohmigen  $R_{off,T2}$  eine Abflachung der Spannungs-/Stromflanke zur Folge (vgl. Abbildung 2.15 bzw. 2.17 b)).

Die Referenzspannung  $U_{ref}$  wird üblicherweise nahe an die Eingangsspannung  $U_{DC}$  gelegt, damit zur Minimierung der Ausschaltzeit so lange wie möglich niederohmig ausgeschaltet werden kann. Jedoch ist die Schwelle  $U_{ref}$  für die entsprechende Applikation beliebig einstellbar, wobei eine tiefere Referenzspannung  $U_{ref}$  in weniger Überschwängen resultiert. Aufgrund von internen Verzögerungen in der Gatetreiber-Schaltung  $T_{delay}$ , wie z.B. in den Komparatoren oder den Schaltern  $S_{off,1}$  und  $S_{off,2}$ , muss die effektive Referenzspannung  $U_{ref,eff}$  auf einen Wert unterhalb der Eingangsspannung  $U_{DC}$  gesetzt werden, damit der Wechsel des Gatewiderstandes gerade bei  $U_{DC}$  erfolgt. Zur Minimierung dieses Effekts muss die Signalverzögerung  $T_{delay}$  minimiert werden, damit eine stabile Funktion bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen garantiert werden kann. In der realisierten Hardware, welche auf der Signalverarbeitung anhand Abbildung 2.17 a) basiert, beträgt die Signalverzögerung von der Detektion bis zur Widerstandsumschaltung etwa  $T_{delay} = 40$  ns. Dabei wird die IGBT-Spannung  $U_{ce}$  mittels eines abgeglichenen ohmsch-kapazitiven Spannungsteiler gemessen und die Überschreitung der Referenzspannung mit einem high-speed Komparator detektiert. Entscheidend für die Genauigkeit der Spannungsmessung  $U_{ce}$  ist dabei ein kompaktes, störunempfindliches PCB-Layout, damit Störungen auf dem Messsignal auf ein Minimum reduziert werden. Zusätzlich kann die Referenzspannung  $U_{ref}$  des high speed Komparators über ein Potentiometer auf einen beliebigen Wert eingestellt werden, wodurch die Schaltungskomplexität gering gehalten wird (vgl. Abbildung 2.17 a)). Bei komplexeren Systemen, bei denen ebenfalls eine Änderung des Einstellwertes während des Betriebes vorgenommen werden soll, kann die Referenzspannung  $U_{ref}$  auch von einem DSP mittels Digital-Analog-Konverter vorgegeben werden.



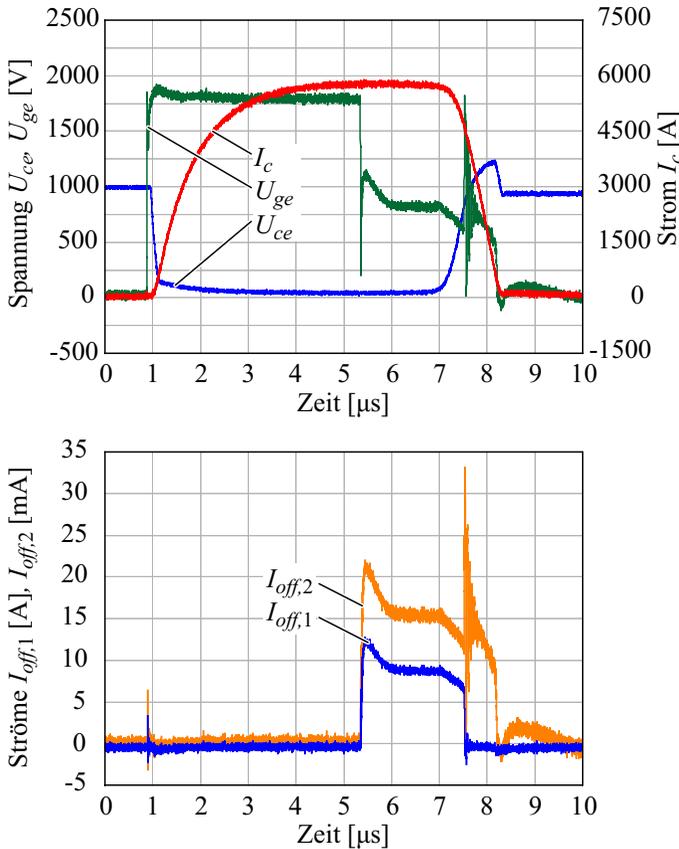
**Abbildung 2.18:** Entwickelter Gatetreiber mit zweistufiger Ausschaltlogik und zusätzlicher Schutzbeschaltung (vgl. Abschnitt 2.2.5).

## Messergebnisse

Die Referenzspannung  $U_{ref}$  sowie die Wahl der Gatewiderstände  $R_{off,1}$  und  $R_{off,2}$  hängen jeweils vom betrachteten Betriebspunkt ( $I_c$ ,  $U_{DC}$ ) ab und können aufgrund des stark nichtlinearen Verhaltens des IGBTs nicht im Voraus berechnet werden. Deshalb wurde der zweistufige Ausschaltvorgang mittels einer Messreihe am *Modulator I* ( $U_{DC} = 1000\text{ V}$  und  $I_c = 5800\text{ A}$ ) mit dem entwickelten Gatetreiber aus Abbildung 2.18 analysiert. Die Referenzspannung  $U_{ref}$  entspricht dabei der DC-Spannung  $U_{DC} = 1000\text{ V}$ . Zudem wurden die Gatewiderstände jeweils derart gewählt, dass im Mittel eine maximale Kollektor-Emitter-Spannung von  $U_{ce,max} = 1230\text{ V}$  resultiert.

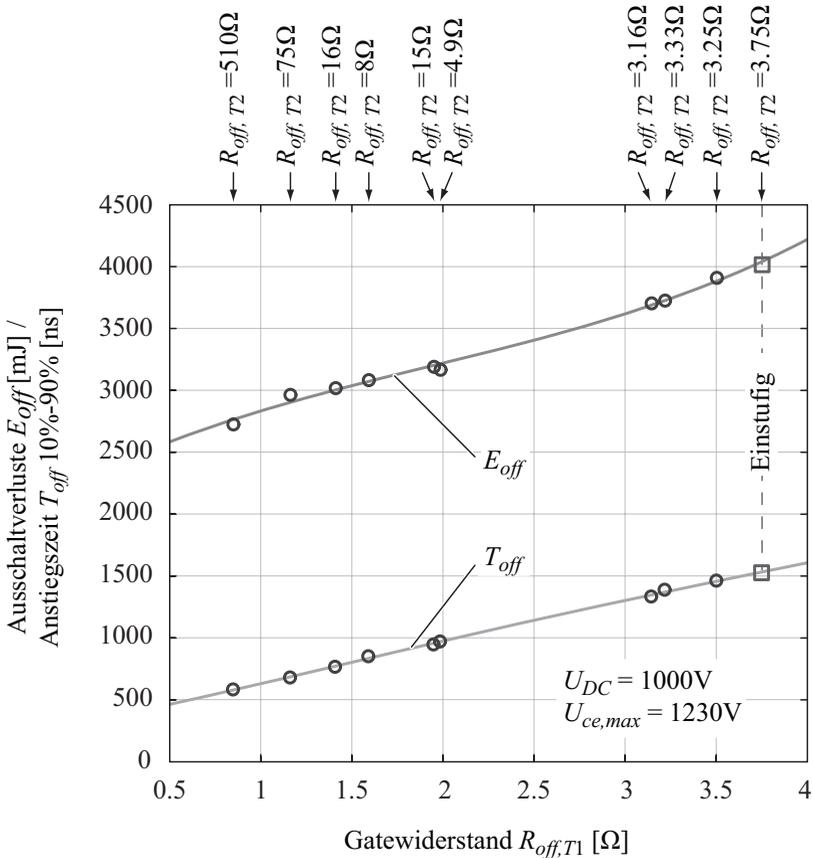
In Abbildung 2.19 sind die Spannungen  $U_{ce}$  und  $U_{ge}$  sowie die Ströme  $I_c$ ,  $I_{Roff,1}$  und  $I_{Roff,2}$  für den zweistufigen Ausschaltvorgang mit  $R_{off,1} = 0.85\ \Omega$  und  $R_{off,2} = 510\ \Omega$  gezeigt. Dabei ist ersichtlich, dass während der ersten Phase das Gate über beide Gatewiderstände  $R_{off,1}$  und  $R_{off,2}$  entladen wird. Der grösste Anteil des Gatestromes fließt dabei über den kleineren Widerstand  $R_{off,1}$  und beträgt etwa  $I_{Roff,1} = 10\text{ A}$ . Sobald  $U_{ce}$  die Schwellenspannung  $U_{ref}$  überschreitet, wird die erste Stufe mit  $R_{off,1}$  ausgeschaltet und das Gate nur noch über  $R_{off,2}$  mit  $I_{Roff,2} = 10\text{--}15\text{ mA}$  entladen.

Des Weiteren wurde der zweistufige Ausschaltvorgang für verschiedene Widerstandspaare  $R_{off,1}$  und  $R_{off,2}$  bezüglich der Schaltverluste  $E_{off}$  und der Ausschaltzeiten  $T_{off}$  untersucht. In Abbildung 2.20 sind die Ausschaltverluste  $E_{off}$  sowie die Ausschaltdauer  $T_{off}$  für das ein-



**Abbildung 2.19:** Spannungs- und Stromkurven während dem zweistufigen Ausschaltvorgang.

stufige Ausschaltverfahren mit  $R_{off,1} = 3.75 \Omega$  und für das zweistufige Ausschaltverfahren mit verschiedenen Gaterwiderständen  $R_{off,1}$  und  $R_{off,2}$  aufgetragen. Wie erwartet, führt beim zweistufigen Ausschaltverfahren ein kleinerer Ausschaltwiderstand der ersten Stufe zu schnelleren Ausschaltzeiten  $T_{off}$  und somit zu geringeren Ausschaltverlusten  $E_{off}$ . Mit dem einstufigen Ausschaltverfahren betragen die Ausschaltverluste  $E_{off} = 4014 \text{ mJ}$  und die Ausschaltdauer  $T_{off} = 1530 \text{ ns}$ . Mit dem zweistufigen Ausschaltverfahren können diese Werte bei einer maxima-

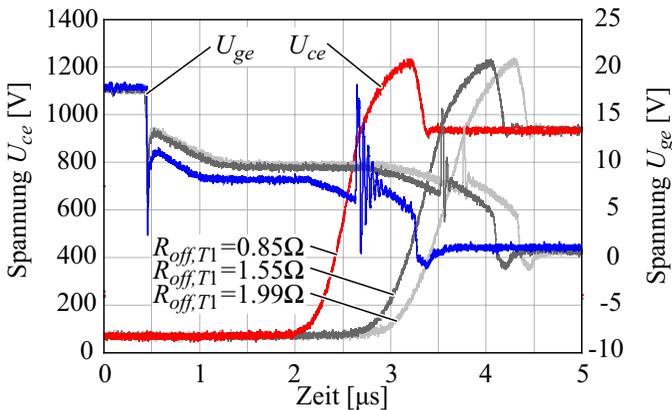


**Abbildung 2.20:** Ausschaltverluste  $E_{off}$  und Ausschaltdauer  $T_{off}$  der IGBT-Spannung  $U_{ce}$  (10%-90%) mit zweistufigem Ausschaltvorgang für verschiedene Gatewiderstände  $R_{off,T1}$  und  $R_{off,T2}$  im Vergleich zum einstufigen Treiber.

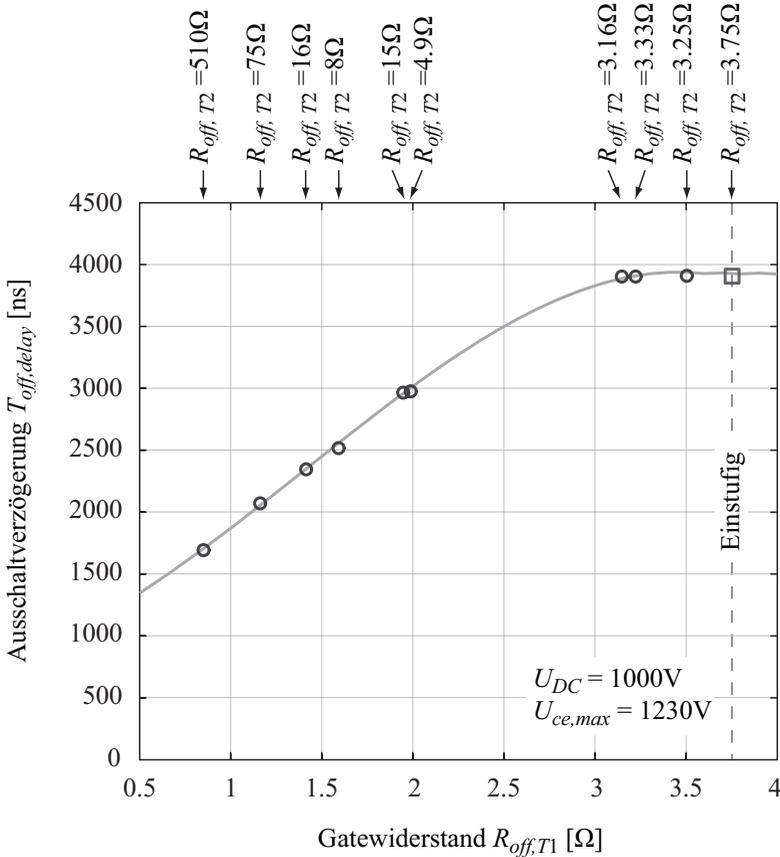
len IGBT-Spannung von  $U_{ce,max} = 1230 V$  auf  $E_{off} = 2724 mJ$  (-32%) bzw.  $T_{off} = 580 ns$  (-62%) gesenkt werden. Für kleinere Gatewiderstände kann die maximale Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{ce,max}$  nicht mehr unter 1230 V gehalten werden. Bei einer Puls wiederhol frequenz von  $f_{rep} = 200 Hz$  sinken somit die Ausschaltverluste pro IGBT-Modul von  $P_{off,max} = 803 W$  auf  $P_{off,min} = 545 W$ .

### 2.2.4 Schaltverzögerungen

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, dürfen die Ausschaltverzögerung  $T_{off,delay}$  bei vernachlässigbarer Einschaltverzögerung  $T_{on,delay}$  nicht mehr als  $2\ \mu\text{s}$  betragen, damit eine minimale Pulsdauer von  $2\ \mu\text{s}$  erreicht wird. Die Dauer  $T_{off,delay}$  hängt dabei wesentlich vom Gatewiderstand  $R_{off}$  ab, durch welchen die Kollektor-Gate-Kapazität  $C_{cg}$  geladen wird. In Abbildung 2.21 sind die Spannungen  $U_{ce}$  und  $U_{ge}$  für den zweistufigen Ausschaltvorgang mit unterschiedlichen Widerstandswerten  $R_{off,T1}$  dargestellt. Dabei zeigt sich, dass mit kleiner werdendem Gatewiderstand  $R_{off,1}$  die Ausschaltverzögerung kürzer wird, da die nichtlineare Kapazität  $C_{cg}$  während dem Millerplateau schneller geladen wird. Diese weist bei kleinen Spannungen von  $U_{ce}$  grosse Werte auf, wodurch während der Zeit des Millerplateaus ein entsprechender Gatestrom fließen muss, damit die Kapazität  $C_{cg}$  geladen wird. Folglich verkürzt die Wahl eines kleinen Gatewiderstandes diese Zeit wesentlich. Sobald die Spannung  $U_{ce}$  eine bestimmte Schwellenspannung übersteigt, wird die Kapazität  $C_{cg}$  aufgrund deren Nichtlinearität wesentlich kleiner, wodurch die Spannung  $U_{ge}$  rasch absinken bzw. die Spannung  $U_{ce}$  rasch ansteigen kann. Den Zusammenhang zwischen Gatewiderstand  $R_{off,T1}$  und der Ausschaltverzögerung  $T_{off,delay}$  wird in Abbildung 2.22 gezeigt.



**Abbildung 2.21:** Spannungen  $U_{ce}$  und  $U_{ge}$  mit unterschiedlichen Ausschaltverzögerungen beim zweistufigen Ausschaltverfahren für  $R_{off,T1} = 0.85\ \Omega$ ,  $R_{off,T1} = 1.55\ \Omega$  und  $R_{off,T1} = 1.99\ \Omega$ .



**Abbildung 2.22:** Ausschaltverzögerung beim zweistufigen Ausschaltverfahren in Abhängigkeit der Gatewiderstände  $R_{off,T1}$  und  $R_{off,T2}$ .

Dabei verringert sich die Ausschaltverzögerung  $T_{off,delay}$  in etwa linear mit dem Gatewiderstand  $R_{off,T1}$ . Für  $R_{off,T1} = 0.85 \Omega$  liegt die Ausschaltverzögerung noch bei  $T_{off,delay} = 1690 \text{ ns}$  und kann, wie im folgenden Abschnitt gezeigt, durch zusätzliche Schutzmassnahmen noch weiter gesenkt werden. Bei zu grossem Gatewiderstand wird eine maximale Ausschaltverzögerung erreicht, die sich in Abhängigkeit des Gatewiderstandes nicht mehr wesentlich verändert.

## 2.2.5 Schutzkonzepte

Im Normalbetrieb garantiert der zweistufige Ausschaltvorgang eine Begrenzung der Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{ce}$  auf erlaubte Werte. Im Fehlerfall jedoch, wie z.B. bei Überstrom bzw. Überspannung, welche als Folge des Überstromes auftritt (2.4), muss der Schalter durch zusätzliche Beschaltungen geschützt werden.

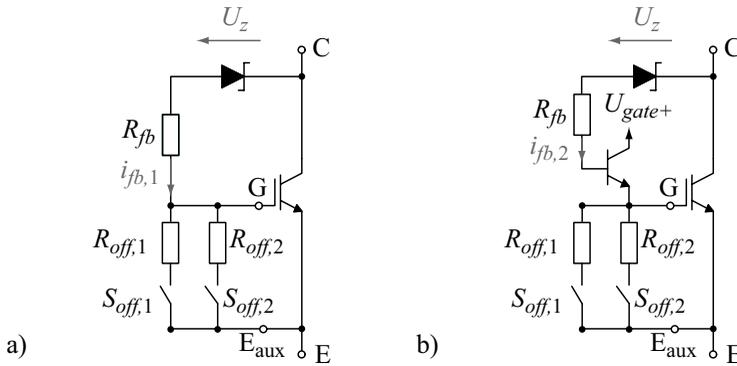
In der Literatur werden dabei verschiedene passive Dämpfungsschaltungen (engl. *Snubber Circuit*) beschrieben [114, 120, 122, 123], die jedoch zu grossen Verlusten in den zusätzlichen Komponenten führen. Des Weiteren existieren Schutzschaltungen, die wie z.B. Klemmschaltungen (engl. *Active/Zener Clamping*) direkt auf das Gate des Schalters zurückgreifen und somit den Schalter schützen [114, 120–123]. Zur Abdeckung der genannten Fehlerfälle wird somit der Gatetreiber mit zweistufigem Ausschaltvorgang durch zusätzliche Schutzschaltungen erweitert.

### Überspannungsschutz

Die Klemmschaltung (weiterhin bezeichnet als Zener Clamping), die direkt auf das Gate zurückgekoppelt wird, ist eine bekannte und häufig eingesetzte Schutzschaltung zur Unterdrückung von Überspannungen [115, 120–122]. Dabei wird mit einer Hochspannungs-Suppressordiode bzw. mit mehreren in Reihe geschalteten Niederspannungsdioden zur Realisierung einer Regelschleife eine zusätzliche Verbindung zwischen Kollektor- und Gateanschluss gebildet (vgl. Abbildung 2.23 a)).

Sobald die IGBT-Spannung  $U_{ce}$  die Zenerspannung  $U_Z$  überschreitet, fliesst ein Teil des Laststromes  $I_c$  über den Zenerpfad zurück ins Gate, wobei der Strom  $I_{fb,1}$  durch die Charakteristik der Zenerdiode sowie den Serienwiderstand  $R_{fb}$  definiert wird. In Zusammenhang mit dem zweistufigen Ausschaltvorgang muss garantiert werden, dass der Ausschaltwiderstand bereits auf  $R_{off,2}$  umgeschaltet wurde, damit der Strom  $I_{fb,1}$  klein gehalten werden kann. Dabei führt der Strom  $I_{fb,1}$  in Abhängigkeit des Gatewiderstands  $R_{off,2}$  nach Durchbruch der Zenerdiode zu einer Aufladung bzw. verlangsamt Entladung des Gates. Zusätzlich kann die Rückkopplung der Regelschleife durch den Widerstand  $R_{fb}$  eingestellt werden, damit eine stabile Regelung garantiert werden kann (vgl. Abbildung 2.23 a)).

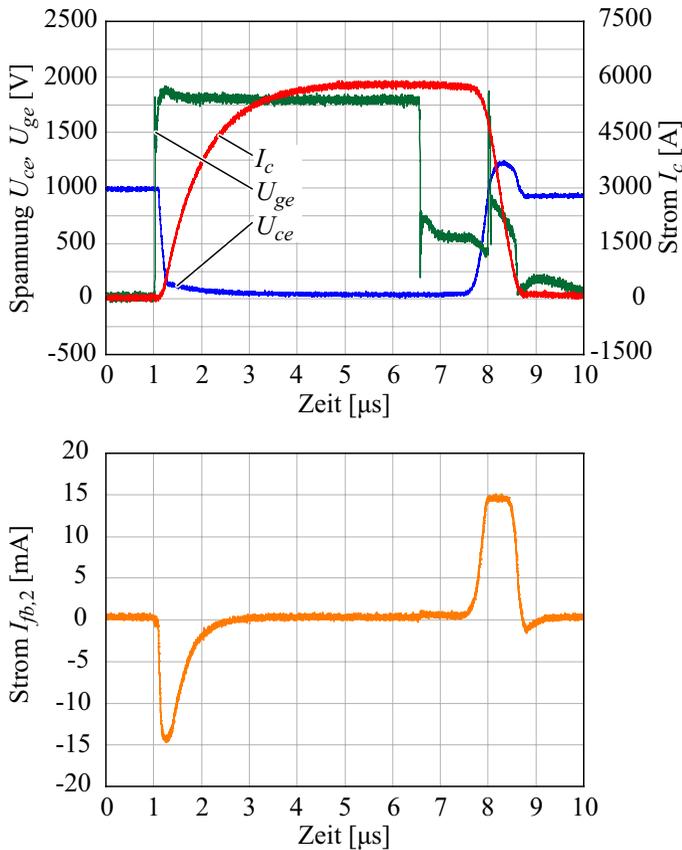
Durch die Kombination von zweistufigem Ausschaltvorgang und der Zener Clamping-Schaltung kann der Strom  $I_{fb,1}$  aufgrund des relativ



**Abbildung 2.23:** a) Realisierung der konventionellen Zener Clamping-Schaltung und b) der verbesserten Zener Clamping-Schaltung.

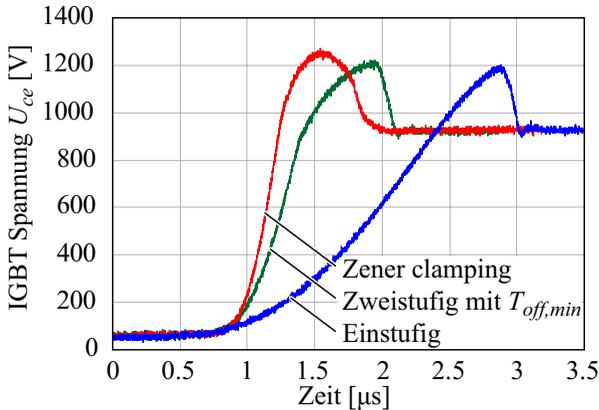
grossen Ausschaltwiderstandes  $R_{off,2}$  während  $T_2$  klein gehalten werden. Dadurch reduzieren sich die Verluste im Zenerpfad im Vergleich zu einstufigen Verfahren, in denen niederohmige Gatewiderstände eingesetzt werden, wesentlich. Die mittlere Verlustleistung liegt bei einer Klemmspannung von  $U_Z = 1100\text{ V}$  und einer Pulswiderholrate von  $f_{rep} = 200\text{ Hz}$  bei nur  $P_Z = 1.5\text{ W}$ . Jedoch beträgt die Spitzenleistung mit einem kurzzeitigen Spitzenstrom von etwa  $\hat{I}_{fb,1} = 33\text{ A}$  bei  $\hat{P}_Z = 36500\text{ W}$ !

Eine weitere Reduktion des Zenerspitzenstromes  $\hat{I}_{fb,1}$  und somit der kurzzeitigen Verluste im Zenerpfad kann durch Einfügen eines NPN-Bipolartransistors erreicht werden (vgl. Abbildung 2.23 b)). Durch die Stromverstärkung des Transistors wird der Spitzenstrom bei einem Widerstand von  $R_{fb} = 1\text{ k}\Omega$  auf maximal  $\hat{I}_{fb,2} = 160\text{ mA}$  beschränkt, was in einer Spitzenleistung von nur noch  $\hat{P}_z = 200\text{ W}$  resultiert. Die mittlere Verlustleistung liegt etwa bei  $P_z = 10\text{ mW}$  und ist somit vernachlässigbar. Folglich kann die Zener Clamping-Schaltung nicht nur für den Fehlerfall, sondern in Kombination mit dem zweistufigen Ausschaltvorgang auch für den Normalbetrieb eingesetzt werden. Dies ermöglicht eine weitere Verkürzung der Ausschaltdauer  $T_{off}$  bei gegebener Maximalspannung  $U_{ce,max}$ . Zudem ist die Zenerspannung  $U_z$  aufgrund des geringen Stromes  $I_{fb,2}$  etwa konstant, was eine besser definierbare maximale Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{ce,max}$  zulässt. Das Ausschaltverhalten mit verbessertem Zener Clamping ist in Abbildung 2.24 gezeigt.



**Abbildung 2.24:** Spannungs- und Stromkurven bei kombiniertem Ausschalten von zweistufiger Ausschaltlogik und Zener Clamping.

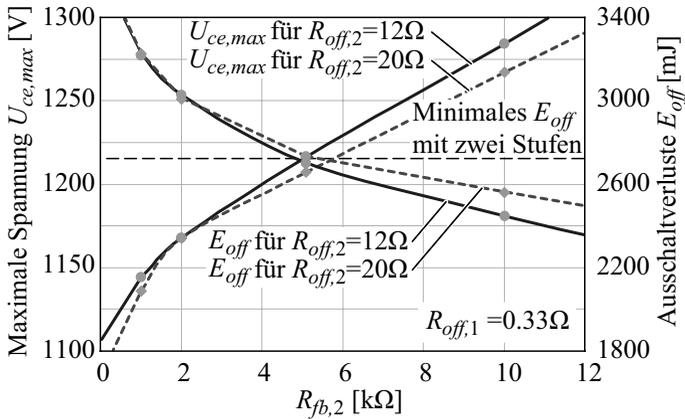
Es ist ersichtlich, dass der Strom  $I_{fb,2}$  während des Durchbruchs der Suppressordioden in etwa konstant ist und zu einer erneuten Aufladung des Gates führt. Sobald die Spannung  $U_{ce}$  die Durchbruchspannung  $U_z$  wieder unterschreitet, wird der Strom  $I_{fb,2}$  abgeklummt und das Gate über den Widerstand  $R_{off,2}$  gänzlich entladen. Durch die Kombination des zweistufigen Ausschaltvorganges und dem Zener Clamping können die Ausschaltverluste  $E_{off}$  sowie die Ausschaltzeit  $T_{off}$  weiter reduziert werden. Im vorliegenden Fall mit  $R_{off,1} = 0.33 \Omega$ ,



**Abbildung 2.25:** Ausschalt-Spannungsflanke  $U_{ce}$  für den einstufigen, zweistufigen und dem mit verbessertem Zener Clamping kombinierten Ausschaltvorgang.

$R_{off,2} = 20 \Omega$  und  $R_{fb,2} = 10 \text{ k}\Omega$  betragen die Ausschaltverluste  $E_{off} = 2565 \text{ mJ}$ , die Ausschaltzeit  $T_{off} = 360 \text{ ns}$  und die Ausschaltverzögerung  $T_{off,delay} = 1080 \text{ ns}$ . Zum optischen Vergleich der verschiedenen Schaltvorgänge sind in Abbildung 2.25 die Ausschaltflanken des einstufigen, des zweistufigen Ausschaltvorgangs und der Kombination aus zweistufigem Ausschalten mit Zener Clamping nochmals dargestellt. Ebenfalls wurde der kombinierte Ausschaltvorgang mit zweistufigem Ausschalten und verbessertem Zener Clamping für verschiedene Widerstandskonfigurationen untersucht. Dabei zeigt sich, dass bei starker Rückkopplung die Spannung  $U_{ce}$  früher geklemmt wird und somit die Ausschaltverluste  $E_{off}$  am grössten sind. Bei zunehmender zulässiger Überspannung bzw. schwächerer Rückkopplung über  $R_{fb,2}$  sinken die Ausschaltverluste  $E_{off}$  entsprechend ab (vgl. Abbildung 2.26).

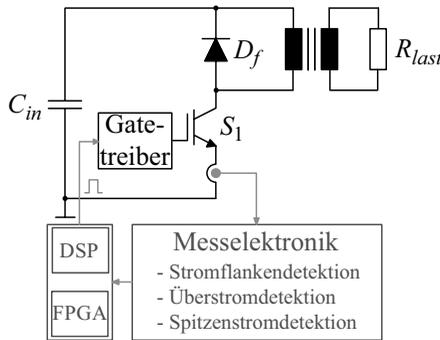
**Bemerkung:** Anstelle des Zenerpfades kann die beschriebene Überspannungsdetektion auch über einen high speed Komparator realisiert werden, wobei die Rückführung auf die Treiberstufe anstatt direkt auf das Gate erfolgt (active clamping bzw. active turn-on [114, 122]). Dies ermöglicht eine aktive Aufladung des Gates. Trotz Einsatz von schnellen Komponenten zeigte sich allerdings bei Versuchsschaltungen, dass die Reaktionszeit zur effizienten Überspannungslimitierung zu gross sind.



**Abbildung 2.26:** Ausschaltverluste  $E_{off}$  und maximale IGBT-Spannung  $U_{ce,max}$  bei Kombination von zweistufigem Ausschaltvorgang mit verbesserter Zener Clamping-Schaltung.

### Überstromschutz

Für den zugrundeliegenden Leistungsmodulator werden aufgrund der hohen Pulsleistung von 20 MW vier Pulsgeneratoren mit jeweils einem IGBT-Modul am Transformator magnetisch parallel geschaltet. Zur Balancierung und Symmetrierung der IGBT-Ströme wird jeder einzelne IGBT-Strom  $I_c$  mittels einer Rogowski-Spule und zusätzlicher Elektronik gemessen, um anschliessend das Gatesignal des entsprechenden IGBT-Moduls anzupassen [97] (vgl. Abbildung 2.27 und Abschnitt 2.3). Neben der Synchronisation der Schaltflanken ermöglicht die Strommessung auch die Detektion von Überströmen, wodurch die IGBTs direkt ausgeschaltet werden. Im Gegensatz zu den meisten aus der Literatur bekannten Schaltungen zur Überstromerkennung [115, 118, 119], welche jeweils nur eine Überwachung während eines bestimmten Intervalls ermöglichen (z.B. die Entsättigung des IGBTs, welche nur während des Leitzustandes erkannt werden kann, womit keine Aussage während der Schaltflanken möglich ist), kann der Pulsstrom mittels der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Rogowskispule ständig überwacht werden. Somit ist für den Gatetreiber keine zusätzlich Überstromerkennung notwendig, wodurch sich die Schutzfunktion des Gatetreibers auf die Begrenzung der Überspannung reduziert, die z.B. infolge Überstrom auftreten kann.

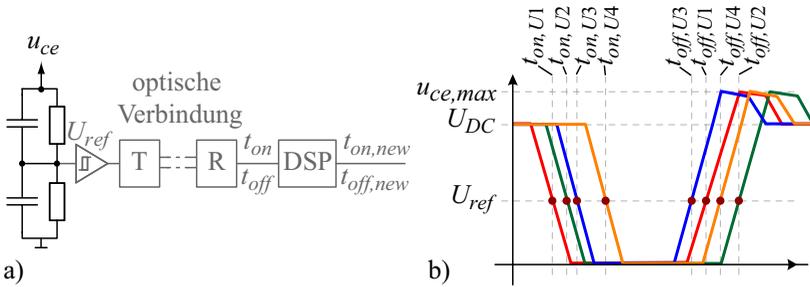


**Abbildung 2.27:** Überstromdetektion mit Rogowskispule und anschließender Auswerteelektronik.

## 2.2.6 Spannungsflankendetektion

Wie in Abschnitt 2.2.5 erwähnt und in Abschnitt 2.3 detailliert beschrieben, werden zur Stromsymmetrierung die Lastströme der vier magnetisch parallel geschalteten IGBT-Module mittels Rogowskispulen gemessen. Zur Erzielung einer symmetrischen Stromaufteilung auf alle vier IGBT-Module werden die Strompulsflanken detektiert und anschließend die Schaltzeiten der einzelnen Gatetreiber für den nächsten Puls adaptiert [97, 98].

Aufgrund des relativ langsamen Stromanstiegs  $dI_c/dt$  im Vergleich zum Spannungsabfall  $dU_{ce}/dt$ , der gegenseitigen Beeinflussung der Ströme bei asymmetrischer Stromverteilung, der zusätzlichen EMV-Störungen sowie der unterschiedlichen Laufzeiten in den Messschleifen kann trotz synchroner Stromflankendetektion eine Asymmetrie in der Strom- und Spannungsflanke auftreten (vgl. Abschnitt 2.3.5). Zur Verbesserung der Strom- und Spannungsflankensymmetrierung werden deshalb auf dem Gatetreiber zusätzlich die wesentlich steileren Spannungsflanken  $t_{on,U1} - t_{on,U4}$  und  $t_{off,U1} - t_{off,U4}$  detektiert. Die Spannungsflankendetektion erfolgt dabei mittels eines high-speed Komparators und über denselben ohmsch-kapazitiven Spannungsteiler zur Messung der Spannung  $U_{ce}$ , welcher bereits für den zweistufigen Ausschaltvorgang verwendet wird. Zusätzlich wird das Digitalsignal des Komparators zur galvanischen Trennung über eine optische Verbindung zum DSP gesendet und entsprechend verarbeitet (vgl. Abbildung 2.28). Eine



**Abbildung 2.28:** Spannungsflankendetektion der Spannung  $U_{ce}$  auf dem Gatreiber mit anschliessender optischer Verbindung zur Signalübertragung zum DSP-Board.

genauere Beschreibung zur Strom- und Spannungsflankensynchronisation bzw. zum Regelalgorithmus sowie zu den Messergebnissen ist in Abschnitt 2.3 gegeben.

### 2.3 IGBT-Parallelisierung

Die ständige Weiterentwicklung von Halbleiter-Schaltern, insbesondere von IGBTs, hat in vielen Anwendungsbereichen eine kontinuierliche Ablösung von älteren Schaltertechnologien ermöglicht. Auch im Bereich der Leistungsmodulatoren mit einer Pulsleistung von mehreren Megawatt findet ein stetiger Wechsel von Gasschaltern, wie dem häufig verwendeten Thyatron, zu Halbleiter-Schaltern statt. Jedoch müssen aufgrund der zum Thyatron vergleichsweise niedrigen Sperrspannungsfestigkeit des ausgewählten IGBT-Moduls (1.7 kV statt 30 kV) Ströme im Bereich von 20 kA geschaltet werden, damit dieselbe Pulsleistung erreichbar ist. Die stärksten momentan verfügbaren IGBT-Module (Stand 2008) ermöglichen eine Dauer- bzw. Pulsstromfestigkeit von 3600 A bzw. 7200 A (vgl. Abschnitt 2.1.2).

Beim entstehenden Leistungsmodulator werden somit vier IGBT-Module (EUPEC, FZ3600R17KE3) über den Pulstransformator magnetisch parallel geschaltet (vgl. Abschnitt 1.3.4). Aufgrund von Toleranzen in den IGBT-Parametern, wie z.B. der variablen Ein- und Ausschaltverzögerungen  $T_{on,delay}$  und  $T_{off,delay}$  oder der Sättigungsspannung  $U_{ce,sat}$ , der Modulargeometrie sowie den unterschiedlichen

Laufzeiten in Treiberschaltungen und Messkanälen kann eine symmetrische Stromaufteilung zwischen parallel geschalteten IGBT-Modulen trotz der Verwendung von NPT-IGBTs nicht immer garantiert werden. Somit dürfen die IGBT-Module zur Gewährleistung eines sicheren Betriebs nicht bis an deren Leistungsgrenze betrieben werden (engl. *Derating*) [99], was folglich zu einem überdimensionierten System mit einer grösseren Anzahl an Halbleiter-Schaltern und erhöhten Kosten führt.

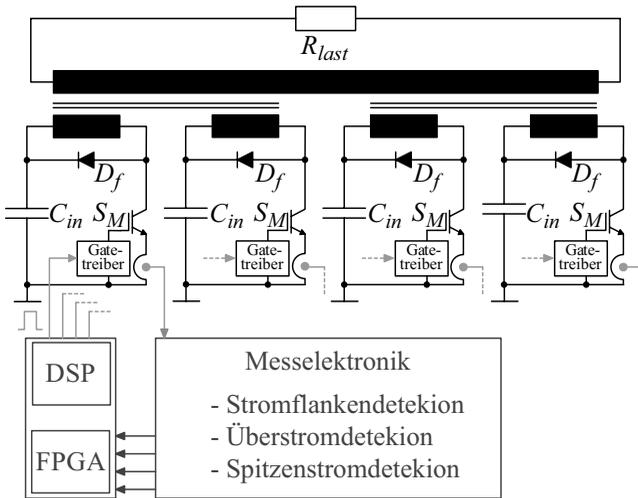
Zur Erzielung einer besseren Stromverteilung in den parallel geschalteten IGBT-Modulen, werden zum Teil die IGBT-Module bereits vom Hersteller vorselektioniert oder ausschliesslich IGBT-Module von derselben Fertigungsreihe verwendet, wodurch eine kleinere Parameterstreuung garantiert werden kann [100, 101]. Jedoch muss trotz dieser Klassifizierung die maximale Belastung der IGBT-Module reduziert werden.

In [93–95] wird ein Symmetrierungsverfahren für parallel geschaltete IGBT-Module in Umrichtern mit induktiver Last vorgestellt, bei dem keine Leistungsherabsetzung oder Vorselektionierung der IGBT-Module notwendig ist. Zur Stromsymmetrierung werden dabei alle IGBT-Ströme mit einer breitbandigen Stromsonde gemessen [102–104]. Mit Hilfe eines anschliessenden Symmetrieralgorithmus werden, in Abhängigkeit der transienten und stationären Stromverteilung, in den parallel geschalteten IGBT-Modulen die Schaltzeitpunkte sowie die Gate-Spannungen der einzelnen IGBTs abgeglichen, was schlussendlich zu einer symmetrischen Stromaufteilung in den parallel geschalteten IGBTs führt.

Dieses Verfahren, basierend auf [93–95], wird im Folgenden für den Einsatz in Halbleiter-Leistungsmodularen adaptiert. Zuerst wird dabei das Symmetrierungsverfahren für den Leistungsmodulator detailliert beschrieben. Anschliessend wird auf die Kernkomponenten, wie der Strommessung mit Rogowskispulen, die Integration des Messsignals, die Signalverarbeitung und den Regelalgorithmus auf dem DSP/FPGA-Board genauer eingegangen. Wie in Abschnitt 2.2.6 beschrieben, kann zur Verbesserung der Stromsymmetrierung das Symmetrierungsverfahren durch eine zusätzliche Detektion der Spannungsflanken erweitert werden. Ein Vergleich der beiden Verfahren sowie die experimentellen Resultate der Stromflankensymmetrierung und der Kombination aus Strom- und Spannungsflankensymmetrierung werden am Schluss dieses Unterkapitels vorgestellt.

### 2.3.1 Aktive Gateregelung

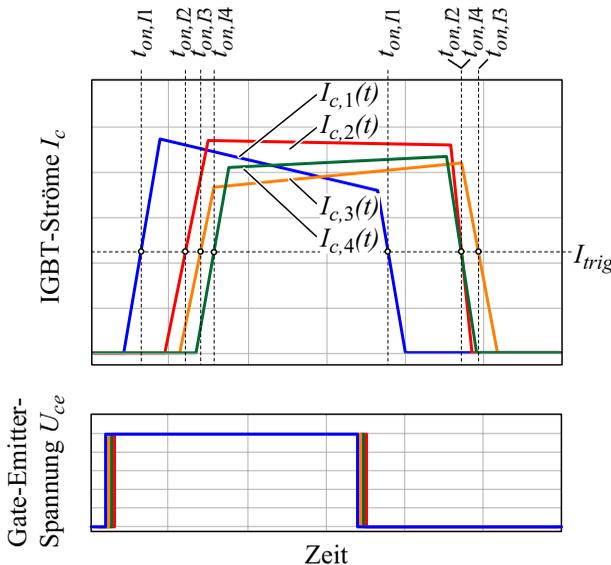
Bei der Parallelschaltung von IGBTs in Umrichtern empfehlen die Hersteller generell eine unter den Nenndaten liegende Auslastung der Halbleiter aufgrund der möglichen Asymmetrie in der Stromverteilung. Diese Leistungsherabsetzung kann jedoch mittels zweier unterschiedlicher Verfahren verhindert werden. Eine Möglichkeit ist es, zusätzliche Komponenten, wie Serienwiderstände oder Induktivitäten, in den Strompfad zu schalten. Die Serienwiderstände resultieren jedoch in zusätzlichen Verlusten und die Induktivitäten führen zu einer Verringerung der Flankenteilheiten des Ausgangspulses. Alternativ dazu können mit der aktiven Gateregelung die Ströme in den parallel geschalteten IGBTs ohne weitere Serienelemente symmetriert werden. Der einzige Nachteil der aktiven Gateregelung liegt dabei in der notwendigen Strommessung jedes einzelnen IGBTs sowie in der zum Teil komplexeren Gatetreiber-Schaltung. In Abbildung 2.29 ist das Blockdiagramm der aktiven Gateregelung für den Halbleiter-Leistungsmodulator mit den vier magnetisch parallel geschalteten Pulsenergiegeneratoren dargestellt.



**Abbildung 2.29:** Blockschaltbild des Halbleiter-Leistungsmodulators mit vier magnetisch parallel geschalteten Pulsenergiegeneratoren und der aktiven Gateregelung.

Die vier Regelkreise der aktiven Gateregelung, welche über eine gemeinsame Kontrolleinheit (DSP/FPGA-Board) geschlossen werden, bestehen dabei aus dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen Gatetreiber, der IGBT-Strommessung und der zusätzlichen Messelektronik zur Detektion der Stromflanken sowie der Stromspitzenwerte. Wie noch gezeigt wird, kann die in der Kontrolleinheit programmierte aktive Gateregelung in die beiden Regelalgorithmen *Schaltflankenregelung* und *Gate-spannungsregelung* unterteilt werden.

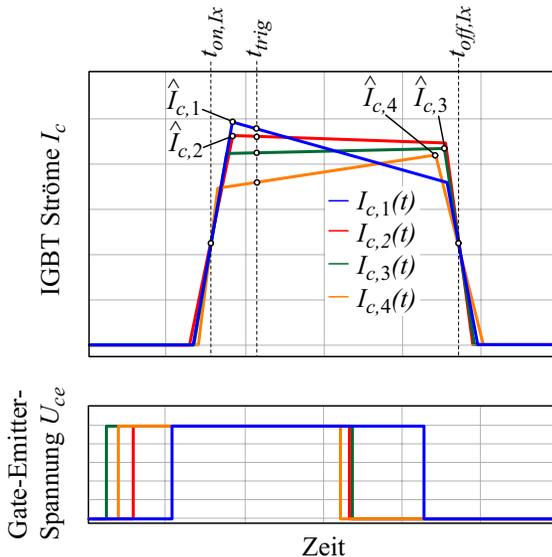
In Abbildung 2.30 ist schematisch eine mögliche asymmetrische Stromverteilung für die vier parallelen Pulsgeneratoren ohne aktive Gateregelung dargestellt, wobei alle IGBT-Module mit demselben Gate-signal angesteuert und derselben Gatespannung  $U_{gate+}$  versorgt werden. Mit Hilfe der für die aktive Gateregelung benötigte Messelektronik und dem softwaremässig einstellbaren Stromschwellenwert  $I_{trig}$  können nun die Zeitpunkte der einzelnen Ein- und Ausschaltstromflanken  $t_{on,i1}$  -



**Abbildung 2.30:** Schematische Darstellung der asymmetrischen Stromverteilung ohne aktive Gateregelung und Flankendetektion beim Stromschwellenwert  $I_{trig}$ .

$t_{on,I4}$  bzw.  $t_{off,I1} - t_{off,I4}$  detektiert werden. Bevor der nächste Puls erzeugt wird, berechnet die Kontrolleinheit in Abhängigkeit der Zeitverschiebung zum Referenzpuls (Master) die neuen Triggersignale des Gatetreibers, wobei ein beliebiger Pulsgenerator als Referenz gewählt werden kann. Damit jedoch die gewünschte Pulsdauer  $T_p$  erreicht wird, muss auch die Ausschaltzeit  $t_{off,Ix}$  des Referenz-Pulsgenerators angepasst werden. Die Regelung der Ein- und Ausschaltflankenzeiten führt schlussendlich zu einer Stromverteilung mit synchronen Stromflanken anhand Abbildung 2.31.

Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, müssen zur Erzeugung von kurzen Schaltzeiten die IGBT-Module hart ein- und ausgeschaltet werden. Ein Betrieb der IGBT-Module im aktiven Bereich (vgl. Abschnitt 2.1.1) ist somit nicht möglich, wodurch die stationäre IGBT-Stromamplitude  $I_{c,1}(t_{trig}) - I_{c,4}(t_{trig})$  nicht mehr wie in [93–95] durch die Gatespannung kontrollierbar ist und folglich nur durch die äussere Beschaltung begrenzt wird (vgl. Abbildung 2.31).

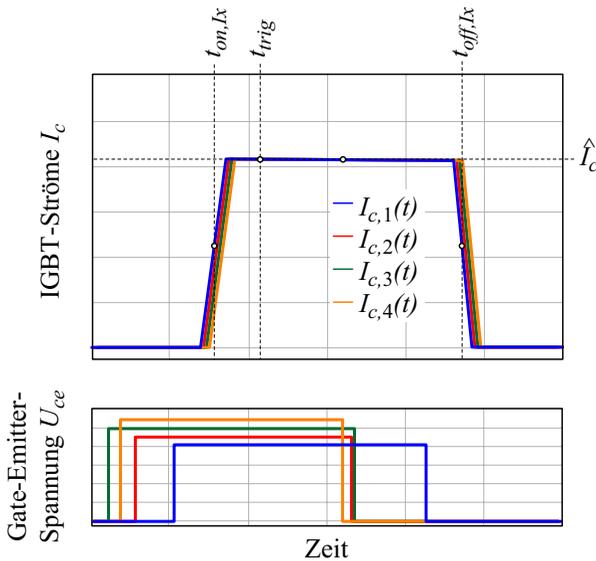


**Abbildung 2.31:** Schematische Darstellung der synchronisierten Stromflanken in den parallelen IGBT-Modulen und Stromamplitudenmessung zum Zeitpunkt  $T_{trig}$  sowie Detektion der Spitzenwerte  $\hat{I}_{c,x}$ .

Dennoch kann die Stromänderungsrate  $dI_c/dt$  während der Einschaltflanke, basierend auf Gleichung (2.7), über die Wahl der Gate-Spannung  $U_{gate+}$  kontrolliert werden.

$$\frac{dI_c}{dt} \approx g_m \frac{U_{gate+} - U_{ge,th}}{R_{on} C_{ge}} \quad (2.7)$$

Dabei entspricht in Gleichung (2.7)  $R_{on}$  dem Gatewiderstand,  $C_{ge}$  der Gate-Emitter-Kapazität und  $g_m$  der Transkonduktanz des IGBTs. Folglich, kann zu Beginn des Pulses eine symmetrische Stromverteilung durch die Regelung der Stromänderungsrate  $\frac{dI_c}{dt}$  über die Versorgungsspannung  $U_{gate+}$  in Kombination mit der *Stromflankenregelung* erreicht werden. Zur Bestimmung der nötigen Gatespannung  $U_{gate+,i}$  des entsprechenden IGBT-Moduls werden die Stromamplituden zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_{trig}$  gemessen (vgl. Abbildung 2.31).



**Abbildung 2.32:** Schematische Darstellung der symmetrischen Stromverteilung in den parallelen IGBT-Modulen bei aktiver Gateregelung bestehend aus *Schaltflankenregelung* und *Gatespannungsregelung*.

Anschliessend wird vor der nächsten Pulserzeugung die Gatespannung derart eingestellt, dass gemäss Gleichung (2.7) für alle IGBT-Module derselbe Stromanstieg resultiert. Zusätzlich werden von der Messelektronik zur Überwachung der IGBT-Module ebenfalls die Spitzenströme  $\hat{I}_{c,1}$  -  $\hat{I}_{c,4}$  erfasst. In Abbildung 2.32 ist die Stromverteilung bei aktiver Gateregelung mit *Schaltflankenregelung* und *Gatespannungsregelung* gezeigt, wobei einerseits die Stromflanken und andererseits die Stromamplituden geregelt werden.

### Bemerkungen:

- Beim Einsatz von NPT-IGBTs erübrigt sich die beschriebene Gatespannungsregelung, da sich die Ströme aufgrund des positiven Temperaturkoeffizienten (vgl. Abschnitt 2.1.1) und des symmetrischen Aufbaus automatisch gleichmässig verteilen. Dies konnte ebenfalls durch Messungen am *Modulator II* und *III* bestätigt werden (vgl. Abschnitt 2.3.4). Somit stellt die Gatespannungsregelung nur eine weitere Option dar, wobei durch die reine Schaltflankenregelung die Komplexität der Gatetreiberschaltung wesentlich reduziert werden kann.
- Die Einregelung der korrekten Schaltzeiten  $t_{on,x}$  und  $t_{off,x}$  benötigt einige Pulszyklen (vgl. Abschnitt 2.3.4) und hat somit bei reduzierter Pulsleistung zu erfolgen, damit eine Überlastung eines Pulsgeneratorzweiges verhindert werden kann. Parameterschwankungen während des Betriebes z.B. durch Temperaturzunahme im Gatetreiber oder IGBT-Modul sind Prozesse mit relativ grossen Zeitkonstante, wodurch die entsprechende Korrektur der Schaltzeiten von der aktiven Gateregelung auch bei Volllast korrigiert werden können.
- Die resultierenden Schaltzeiten bzw. gemessenen Verzögerungen zwischen den IGBT-Modulen können in einem nichtflüchtigen Speicher abgelegt werden und als Initialwerte bei der folgenden Inbetriebnahme verwendet werden.
- Zusätzlich ermöglicht die Speicherung der Schaltzeiten eine stetige Analyse über den Zustand der IGBT-Module. Dadurch sind z.B. zukünftige Ausfälle bzw. der Alterungsprozess von IGBT-Modulen stets kontrollierbar [93].

### 2.3.2 Strommessung

Ein Schlüsselement der aktiven Gateregelung ist eine zuverlässige, kostengünstige, breitbandige und genaue Strommessung, wobei aufgrund der kurzen Strom- bzw. Spannungspulse bei Leistungsmodulatoren nur eine genaue AC-Strommessung notwendig ist. Zusätzlich darf durch die Stromsonde die Streuinduktivität des Modulators (IGBT, Eingangskondensatoren, Zuleitungen, Transformator und Last) nicht weiter erhöht werden, was eine flache und kleine Bauform voraussetzt. Aus den in der Literatur bekannten Messverfahren [92] werden diese Bedingungen durch die Strommessung mit einer PCB-Rogowskispule am besten erfüllt. Der hauptsächliche Nachteil der Messung mit Rogowskispule ist die anschließende breitbandige Integration des Messsignals, die zur genauen Bestimmung des IGBT-Stromes notwendig ist.

#### Rogowskispule

Die Rogowskispule entspricht grundsätzlich einer geschlossenen Luftspule, welche auf einen elastischen oder starren nicht magnetischen Träger gewickelt ist und den stromführenden Leiter umgibt [105, 106]. Aufgrund des fehlenden magnetischen Kernmaterials tritt bei der Rogowskispule keine Sättigung auf, wodurch die untere Bandbreite, wie später noch gezeigt wird, theoretisch nur durch die anschließende Integration begrenzt wird. Zur Realisierung einer dünnen und starren Rogowskispule wird zur Messung der IGBT-Ströme im Halbleiter-Leistungsmodulator eine PCB-Rogowskispule verwendet (vgl. Abbildung 2.33).

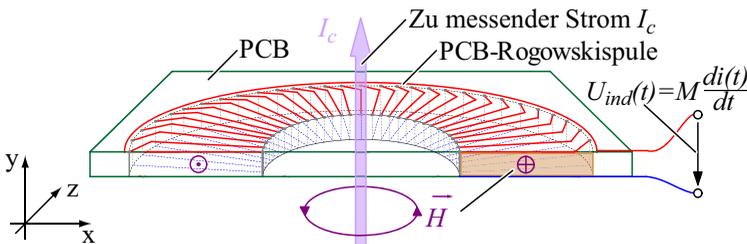


Abbildung 2.33: Messprinzip der PCB-Rogowskispule.

Diese zeichnet sich durch die flexible Formgebung aus, wobei die Leiterführung und Geometrie der Rogowskispule den gewünschten Spezifikationen und Systemdimensionen (z.B. IGBT-Modul-Gehäuse oder Leiterbahnbreite) angepasst werden können. Des Weiteren ist die PCB-Rogowskispule sehr gut reproduzierbar und es liegen aufgrund der engen Toleranzen in der PCB-Fertigung immer dieselben Signalverhältnisse vor [108].

Das Funktionsprinzip der Rogowskispule entspricht einem Lufttransformator mit Primärwindungszahl  $N_{pri} = 1$ , wobei ein Teil des magnetischen Feldes  $\vec{H}$ , welches durch den zu messenden Strom erzeugt wird, die Rogowskispule durchsetzt. Dabei wird in einem idealen System bei jeder Stromänderung bzw. Flussdichteänderung  $dB/dt = \mu \cdot dH/dt$  basierend auf dem Faraday'schen Gesetz in der Rogowskispule eine Spannung  $U_{ind}$  induziert, die proportional zur Stromänderung  $dI_c/dt$  ist [102–107].

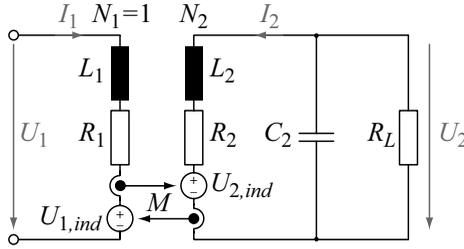
$$U_{ind} = M \cdot \frac{dI_c}{dt} \quad \Rightarrow \quad G_{rog,ideal}(s) = \frac{U_{ind}(s)}{I_c(s)} = M \cdot s \quad (2.8)$$

Die Übertragungsfunktion  $G_{rog,ideal}(s)$  aus Gleichung (2.8) entspricht dabei einem reinen Differentiator mit der Skalierung  $M$ , welche der Gegeninduktivität zwischen Rogowskispule und dem stromführenden Leiter entspricht. Die Gegeninduktivität  $M$  hängt von der Geometrie und der Anzahl Windungen  $N_2$  der Rogowskispule ab und kann für eine runde Rogowskispule mit der Wicklungshöhe  $h$ , dem Aussen- und Innenradius  $r_a$  bzw.  $r_i$  und äquidistanten Windungen mit zentriertem Leiter anhand Gleichung (2.9) berechnet werden.

$$M = N_2 \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right) \quad (2.9)$$

Zur Bestimmung des Leiterstromes  $I_c$  ist somit zusätzlich zur Verstärkung mit dem Faktor  $1/M$  noch die Integration der gemessenen Spannung  $U_{ind}$  notwendig.

$$I_c = \frac{1}{M} \int U_{ind} dt \quad (2.10)$$



**Abbildung 2.34:** Ersatzschaltbild der Rogowskispule (Quelle: [102]).

Die Herleitung der Übertragungsfunktion  $G_{rog,real}(s)$  der Rogowskispule für ein reales System erfolgt mit Hilfe des Transformator-Ersatzschaltbildes aus Abbildung 2.34 [102].

Bei Vernachlässigung der Wicklungskapazität  $C_2$  kann das System mit den Gleichungen (2.11) und (2.12) beschrieben werden.

$$U_1 = R_1 I_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + M \frac{dI_2}{dt} \quad (2.11)$$

$$U_2 = R_2 I_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt} + M \frac{dI_1}{dt} = -R_L I_2 \quad (2.12)$$

Unter weiterer Vernachlässigung des primären Widerstand  $R_1$  und der Eigeninduktivität  $L_1$ , welche aufgrund von  $N_1 = 1$  sehr gering ist, ergibt sich die reale Übertragungsfunktion  $G_{rog,real}^*(s)$  anhand Gleichung (2.13) [102].

$$G_{rog,real}^*(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{sMR_L}{sL_2 + (R_2 + R_L)} = \frac{sM}{s\frac{L_2}{R_L} + (\frac{R_2}{R_L} + 1)} \quad (2.13)$$

Bei hochohmig abgeschlossener Rogowskispule, also  $R_L \gg R_2$  und  $R_L \gg L_2$  resultiert für die Übertragungsfunktion  $G_{rog,real}^*(s)$  über den gesamten Frequenzbereich ein idealer Differentiator (vgl. Gleichung (2.14)).

$$G_{rog,real}^*(s) = M \cdot s \quad (2.14)$$

Bei Berücksichtigung der Wicklungskapazität  $C_2$  muss die Gleichung (2.12) durch Gleichung (2.15) ersetzt werden.

$$U_2 = R_2 I_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt} + M \frac{dI_1}{dt} = -\frac{1}{C_2} \int \left( I_2 + \frac{U_2}{R_L} \right) dt \quad (2.15)$$

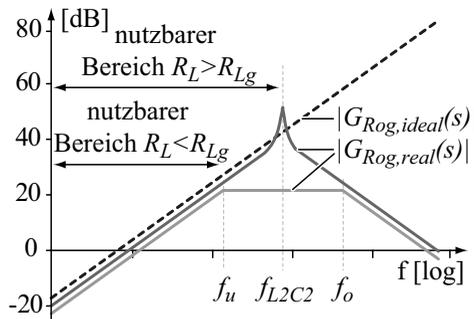
Somit berechnet sich die Übertragungsfunktion  $G_{rog,real}(s)$  des realen Systems anhand von Gleichung (2.16).

$$G_{rog,real}(s) = \frac{sMR_L}{s^2 L_2 C_2 R_L + s(C_2 R_2 R_L + L_2) + R_2 + R_L} \quad (2.16)$$

Durch den erneuten Abschluss der Rogowskispule mit einem hochohmigen Widerstand  $R_L \gg R_2$  und  $R_L \gg L_2$  vereinfacht sich die Übertragungsfunktion gemäss Gleichung (2.17), was einer Kombination aus einem Differentiator und einem Tiefpass 2. Ordnung entspricht, wobei die Eigenfrequenz  $\omega_{res}$  bei  $1/\sqrt{L_2 C_2}$  liegt (vgl. Abbildung 2.35).

$$G_{rog,real}(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{sM}{s^2 L_2 C_2 + sC_2 R_2 + 1} \quad (2.17)$$

Die Rogowskispule verhält sich somit bei hochohmigem Abschluss nur bis zur Eigenfrequenz wie ein idealer Differentiator, wodurch der nutzbare Messbereich unterhalb der Eigenfrequenz  $\omega_{res}$  liegt.



**Abbildung 2.35:** Amplitudengang der idealen und realen Rogowskispule mit nutzbarem Frequenzbereich.

Zudem ergibt sich in Abhängigkeit des Abschlusswiderstandes  $R_L$  eine Resonanzüberhöhung, die durch Wahl eines kleineren Abschlusswiderstandes  $R_L$  stärker gedämpft werden kann. Bei zu starker Dämpfung weist die Übertragungsfunktion  $G_{rog,real}(s)$  jedoch anstelle zweier konjugiert komplexer Pole zwei reelle Pole mit zwei unterschiedlichen Eckfrequenzen  $f_u$  und  $f_o$  auf, wodurch neben der zusätzlichen Signalabschwächung auch der nutzbare Messbereich auf  $f_u$  gesenkt wird (vgl. [102]). Der Grenzwiderstand  $R_{Lg}$  berechnet sich anhand Gleichung (2.18) und vereinfacht sich bei vernachlässigbarem Widerstand  $R_2 \ll \omega L_2$  und  $R_2 \ll \frac{1}{\omega C_2}$  zu (2.19).

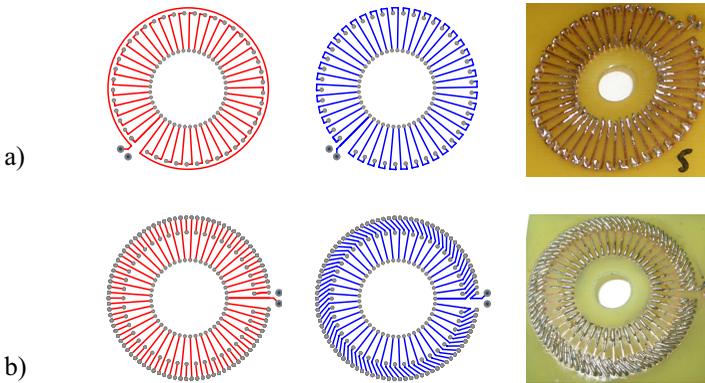
$$R_{Lg} = \frac{L_2(C_2 R_2 \pm 2\sqrt{L_2 C_2})}{C_2(R_2^2 C_2 - 4L_2)} \quad (2.18)$$

$$R_{Lg} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \quad (2.19)$$

**Störflächenreduktion:** Zur Erzielung einer hohen Messsignalqualität muss versucht werden, mögliche Störungen von anderen Leitern bereits durch ein gutes Spulenlayout zu unterdrücken. Die Störungen werden dabei vor allem durch Wicklungsflächen, die nicht in der xy-Ebene liegen, eingekoppelt (vgl. Abbildung 2.33). Diese Störflächen können jedoch durch geeignete Führung des Rückleiters minimiert werden, nämlich [102]

- durch Rückführung des Leiters direkt über/unter dem Hinleiter entlang dem inneren oder äusseren Spulenradius (vgl. Abbildung 2.36 a)), oder
- durch Verdrillung des Hin- und Rückleiter, was zusätzlich zu einer Störflächenkompensation führt [102] (vgl. Abbildung 2.36 b)).

Zum Vergleich der Störempfindlichkeit wurde von beiden Wicklungsanordnungen anhand von Abbildung 2.36 jeweils eine PCB-Rogowskispule mit den in Tabelle 2.4 gegebene Abmessungen aufgebaut. Aufgrund der unterschiedlichen Leiterführung zeigte sich bei den entsprechenden Impedanzmessungen (vgl. Abbildung 2.37) eine Variation in der Resonanzfrequenz  $f_{L_2 C_2}$ , wobei durch Verdrillung der Leiter die Wicklungskapazität  $C_2$  wesentlich vergrössert wird und somit die

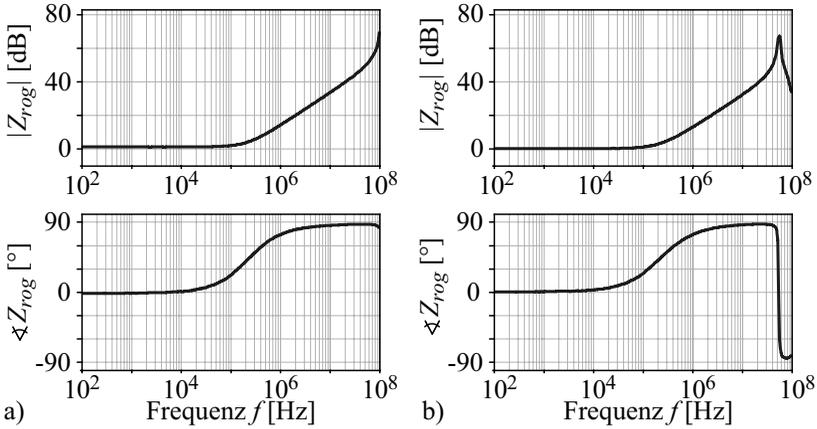


**Abbildung 2.36:** Wicklungsanordnung mit Top und Bottom Layer sowie dem PCB der getesteten runden Rogowskispulen **a)** mit Störflächenreduktion durch Führung des Rückleiters über/unter dem Hinleiter (Spule Typ A) und **b)** mit Störflächenkompensation durch zusätzliche Verdrehung der Leiter (Spule Typ B).

**Tabelle 2.4:** Abmessungen der aufgebauten runden Rogowskispulen aus Abbildung 2.36.

<i>Abmessung</i>	<i>Grösse</i>
Aussenradius $R_a$	19 mm
Innenradius $R_i$	9 mm
Wicklungshöhe $b$	1.6 mm
Windungszahl $N_2$	45
Berechnete Gegeninduktivität $M$ , Gl. (2.9)	10.7 nH

Resonanzfrequenz entsprechend sinkt (vgl. Tabelle 2.5). Da die Resonanzfrequenz  $f_{L_2C_2}$  bei hochohmigem Abschlusswiderstand  $R_L$  gerade der oberen Grenze des nutzbaren Messbereichs entspricht und bei der Strommessung kein Unterschied bezüglich Störfestigkeit festgestellt werden konnte, wird im Folgenden auf eine Verdrehung der Leiter verzichtet, damit eine breitbandigere Messspule realisierbar wird.



**Abbildung 2.37:** Impedanzverläufe der beiden Wicklungsanordnungen **a)** mit Störflächenreduktion durch Führung des Rückleiters über/unter dem Hinleiter und **b)** mit Störflächenkompensation durch zusätzliche Verdrillung der Leiter.

**Tabelle 2.5:** Resultate aus den Impedanzmessungen für die beiden Spulentypen aus Abbildung 2.36.

Grösse	Spule Typ A	Spule Typ B
Eigeninduktivität $L_2$	$\approx 650$ nH	$\approx 710$ nH
Wicklungskapazität $C_2$	$\approx 3 - 4$ pF	$\approx 12$ pF
Resonanzfrequenz $f_{L_2C_2}$	$> 110$ MHz	56.4 MHz

**Bemerkung:** Der Impedanzverlauf  $Z_{rog}(j\omega) = U_2(j\omega)/I_2(j\omega)$  aus Abbildung 2.37 entspricht nicht der Übertragungsfunktion  $G_{rog,real}(j\omega) = U_2(j\omega)/I_1(j\omega)$ . Somit wird die Impedanzmessung nur zur Bestimmung der Resonanzfrequenz  $f_{L_2C_2}$  verwendet. Der flache Frequenzgang bei tiefen Frequenzen in der Impedanzmessung ist deshalb in der Übertragungsfunktion nicht auszumachen!

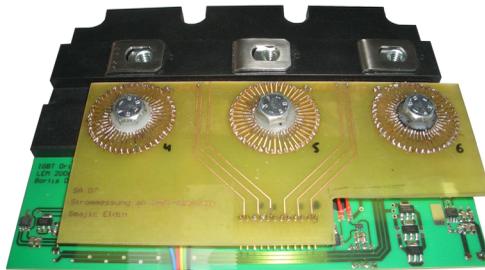
Die untere Grenzfrequenz der Messsonde wird, wie bereits erwähnt, nicht durch die Rogowskispule selber, sondern durch die untere Grenzfrequenz  $f_{u,int}$  des Integrators definiert. Aufgrund des schlussendlich fehlenden niederfrequenten Anteils (DC bis  $f_{u,int}$ ) wird somit bei län-

geren Pulsen eine Dachschräge ersichtlich, die sich anhand Gleichung (2.20) approximativ bestimmen lässt [102].

$$f_{u,int} = -\frac{\ln(1 - err_{rel})}{2\pi T_p} \quad (2.20)$$

Wird für die zu entstehende Messsonde ein relativer Fehler von  $err_{rel} = 0.01\%$  über eine Pulsbreite von  $10\ \mu\text{s}$  zugelassen, so ergibt sich die nötige untere Grenzfrequenz der Messsonde zu  $f_{u,int} = 160\text{Hz}$ .

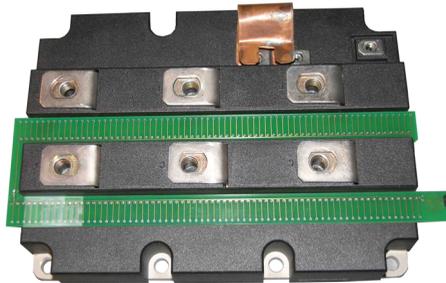
**Dimensionierung:** Allgemein ist bei der Dimensionierung der Rogowskispule eine maximale Bandbreite ( $f_{u,int} \rightarrow 0\text{Hz}$  und  $f_{L_2C_2} \rightarrow \infty$ ) der Messsonde erwünscht. Dies erfordert einerseits zur Erzielung einer möglichst hohen Resonanzfrequenz  $f_{L_2C_2}$  eine Wicklungsgeometrie mit minimaler Induktivität  $L_2$  und minimaler Wicklungskapazität  $C_2$  bzw. eine Wicklung mit niedriger Windungszahl  $N$ . Andererseits sinkt für eine runde Spulenanordnung die Gegeninduktivität  $M$  proportional mit der Windungszahl  $N$  ab (vgl. Gleichung (2.9)), was ein geringeres Messsignal zur Folge hat und somit eine Erhöhung der unteren Bandgrenze mit sich ziehen kann (vgl. Abschnitt 2.3.2). Somit ist eine Bandbreite mit gleichzeitiger Senkung der unteren und Steigerung der oberen Bandgrenze nur durch eine resultierende Signalabschwächung erreichbar, was jedoch nur bis zu einem begrenzten Mass gewünscht wird.



**Abbildung 2.38:** IGBT-Modul mit drei in Serie geschalteten PCB-Rogowskispulen, wobei jede Spule einen (Emitter-)Anschluss des IGBT-Moduls umfasst.

Bei der Dimensionierung der Rogowskispule muss also ein Kompromiss bezüglich oberer Bandgrenze  $f_{L_2C_2}$  und der resultierenden Signalabschwächung eingegangen werden. Bei einem neuen Spulendesign müssen zur Abschätzung der resultierenden Resonanzfrequenz  $f_{L_2C_2}$  die erwähnten Komponenten  $L_2$  und  $C_2$  bestimmt werden. Diese lassen sich jedoch meistens bei komplexen Spulengeometrien nicht mehr mit analytischen Gleichungen oder Näherungsformeln berechnen. Eine genaue Bestimmung der Feldenergien bzw. der Elemente  $L_2$  und  $C_2$  ist somit nur durch aufwendige 3D FEM-Simulationen möglich. Zur Messung der IGBT-Ströme des Leistungsmodulators mit Flankenzeiten von circa  $T_r = 500$  ns wird für die Rogowskispulen eine Resonanzfrequenz von etwa  $f_{L_2C_2} = 20$  MHz =  $1/50$  ns vorausgesetzt. Wie bereits in Tabelle 2.5 gezeigt wurde, kann mit der Spule vom Typ A eine Resonanzfrequenz von  $f_{L_2C_2} > 100$  MHz erreicht werden. Deshalb wurde in einem ersten Schritt die Spule vom Typ A zur Messung der IGBT-Ströme verwendet, wobei aufgrund der IGBT-Modul-Geometrie sowie der drei Leistungsanschlüsse drei in Reihe geschaltete Rogowskispulen eingesetzt wurden [137] (vgl. Abbildung 2.38). Dabei ist zu bemerken, dass sich die Resonanzfrequenz  $f_{L_2C_2}$  aufgrund der Serien-/Parallelschaltung gleicher Rogowskispule nicht bzw. unwesentlich ändert, da die Streuinduktivität  $L_2$  in gleichem Masse zu-/abnimmt wie die Wicklungskapazität  $C_2$  ab-/zunimmt.

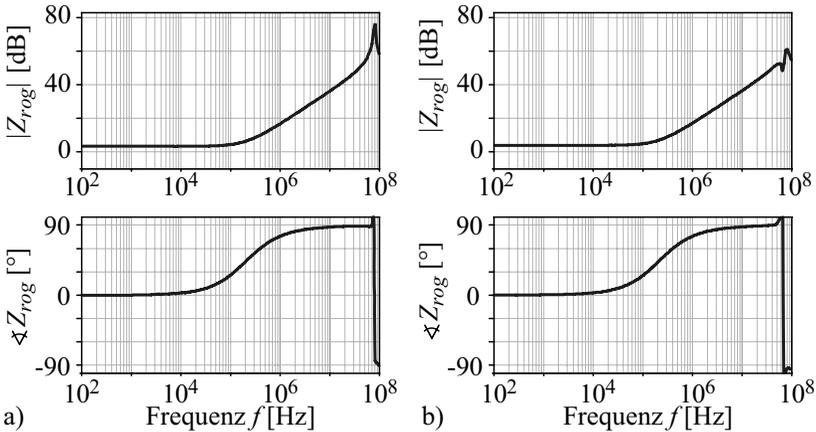
Trotz guter Messergebnisse (vgl. Abschnitt 2.3.4) zieht der Spulenaufbau einige Nachteile mit sich. Da die runden Rogowskispule direkt zwischen das IGBT-Modul und die Verschienung eingespannt wird, besteht einerseits über die Kontaktlaschen des IGBT-Moduls kein direkter



**Abbildung 2.39:** IGBT-Modul mit rechteckiger Spule.

Kontakt zu den Zuleitungen, wodurch der Strom ausschliesslich durch die Schrauben fliesst. Andererseits ist die eingefügte Messsonde schlecht zugänglich und kann nur über Demontage des Pulsgenerators entfernt werden. Somit wurden in einem weiteren Schritt die drei runden in Reihe geschalteten Rogowskispulen durch eine rechteckige seitlich offene Spule ersetzt, welche alle drei Leistungsanschlüsse des IGBT-Moduls umfasst. Die Rogowskispule kann folglich von der Seite in den rechteckigen Kanal zwischen den Kontakten des IGBT-Moduls eingeführt werden, ohne dass eine Demontage des Pulsgenerators notwendig ist (vgl. Abbildung 2.39).

Die Spulenanordnung besteht dabei aus zwei geraden Schenkeln, auf denen sich die Wicklungen befinden. Damit eine ähnliche Bandbreite wie mit der Spule vom Typ A erreicht wird, wurde die Fläche pro Windung beibehalten. Ebenfalls wurde die Windungszahl anhand der drei in Reihe geschalteten Spulen gewählt ( $3 \cdot 45$  Windungen = 135 Windung), wobei für die symmetrische Anordnung mit zwei Schenkeln eine Windungszahl von  $N = 138$  Windungen gewählt wurde. Der resultierende Impedanzverlauf der rechteckigen Spule ist in Abbildung 2.40 gezeigt. Dabei wurde jeweils die Impedanz eines Schenkels sowie die Impedanz der gesamten Rogowskispule gemessen.



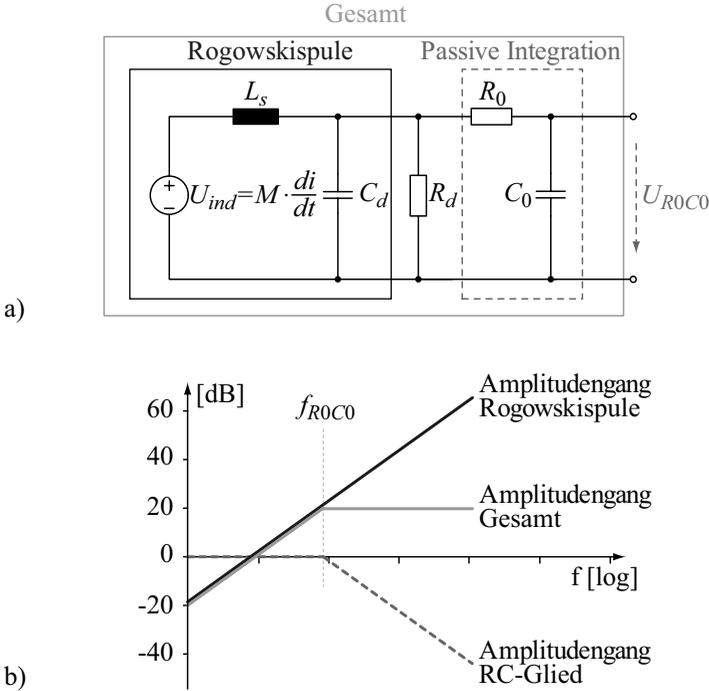
**Abbildung 2.40:** Impedanzverlauf **a)** eines Schenkels und **b)** der gesamten rechteckigen Rogowskispule.

Die Resonanzfrequenz der Rogowskispule liegt bei etwa  $f_{L_2C_2} = 82$  MHz. Im Vergleich zur Impedanz eines Schenkels weist diejenige der gesamten Rogowskispule eine zusätzliche Resonanz bei etwa  $f_{L_2C_2} = 57$  MHz auf, was möglicherweise von den durch das Design hervorgerufenen Reflexionen der bereits im MHz-Bereich auftretenden Wellenausbreitung in den Schenkel der Rogowskispule herrührt.

## Messelektronik

Da die Rogowskispule ein zur Stromänderung  $dI_c/dt$  proportionales Spannungssignal  $U_{ind}$  liefert, muss mit Hilfe der Messelektronik die Integration des Spannungssignals implementiert werden, damit eine genaue Pulsstrommessung möglich wird. Zudem müssen zur Realisierung der aktiven Gateregelung die Stromflanken, die Amplitudenwerte und die Spitzenwerte detektiert werden. Letztere erlauben dabei zusätzlich eine rasche und andauernde Überstromerkennung. Bei der Integration des Spannungssignals bestehen grundsätzlich drei Möglichkeiten: eine passive Integration, eine aktive Integration oder eine Kombination aus beiden Verfahren. Die passive Integration bildet die einfachste Variante der Integration, wobei eine breitbandige Integration in einer starken Signalabschwächung resultiert. Bei der aktiven Integration ist die obere Bandbreite durch die Eigenschaften des verwendeten Operationsverstärkers begrenzt, wodurch eine Kombination aus beiden Verfahren die besten Ergebnisse liefert.

**Passive Integration:** Die einfachste Form der passiven Integration stellt ein Tiefpass 1. Ordnung dar, welcher oberhalb der Knickfrequenz  $f_{R_0C_0}$  ein integrierendes Verhalten zeigt (vgl. Abbildung 2.41 a)). Somit kann bei der Messung mit einer Rogowskispule durch anschließende Tiefpassfilterung in der Gesamtübertragungsfunktion oberhalb der Knickfrequenz des RC-Tiefpasses  $f_{R_0C_0}$  und unterhalb der Resonanzfrequenz der Rogowskispule  $f_{L_2C_2}$  ein flacher Amplitudengang erreicht werden (vgl. Abbildung 2.41 b)). Zur Dämpfung der Resonanzüberhöhung bei  $f_{L_2C_2}$ , welche bei Abschluss mit einem hochohmigen Widerstand  $R_L$  aufgrund des komplex konjugierten Polpaares resultiert, kann zusätzlich ein Dämpfungswiderstand  $R_d$  zwischen der Rogowskispule und dem RC-Glied eingefügt werden (vgl. Abbildung 2.41 a)). Aus [126,127] berechnet sich der optimale Dämpfungswiderstand  $R_{d,opt}$  anhand Gleichung (2.21). Der Dämpfungswiderstand  $R_{d,opt}$  liegt dabei

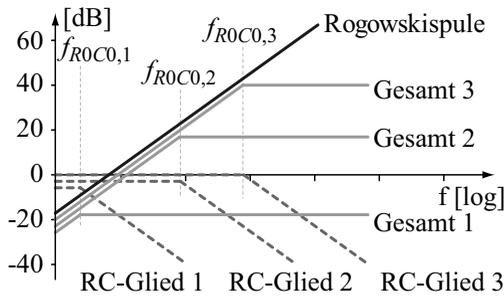


**Abbildung 2.41:** a) Schaltschema mit Rogowskispule und RC-Tiefpass und b) Amplitudengang der Rogowskispule, des RC-Tiefpasses und der Reihenschaltung beider Übertragungsfunktionen.

über dem in [102] berechneten Grenzwiderstand  $R_{Lg}$  und ebenfalls über der charakteristischen Impedanz  $Z_0 = \sqrt{L_2/C_2}$ .

$$R_{Lg} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \tag{2.21}$$

Zur Erzielung einer breitbandigen Messsonde sind die Elemente  $R_0$  und  $C_0$  derart zu wählen, sodass eine tiefe Knickfrequenz  $f_{R_0C_0}$  erreicht wird. Bei passiver Integration mit tieferer Knickfrequenz  $f_{R_0C_0}$  führt dies jedoch unweigerlich zu einer stärkeren Signalabschwächung. Zur Illustration dieser Signaldämpfung sind in Abbildung 2.42 die Übertragungsfunktionen von drei unterschiedlichen RC-Gliedern mit den Knickfrequenzen  $f_{R_0C_0,1}$ ,  $f_{R_0C_0,2}$  und  $f_{R_0C_0,3}$  gezeigt. Somit muss bei rein



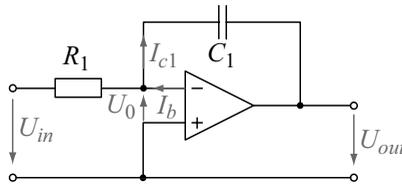
**Abbildung 2.42:** Amplitudengang der RC-Glieder, der Rogowskispule und der Gesamtamplitudengang für die drei unterschiedlichen RC-Glieder mit den Knickfrequenzen  $f_{R_0C_0,1}$ ,  $f_{R_0C_0,2}$  und  $f_{R_0C_0,3}$ .

passiver Integration ein Kompromiss zwischen breitbandiger Messsonde und resultierender Signalabschwächung gemacht werden. Die Signalabschwächung  $I_c/U_{R_0C_0}$  kann mit Gleichung (2.22) aus [127,131] berechnet werden.

$$U_{R_0C_0} = \frac{M}{R_0C_0} I_1 \quad \Rightarrow \quad \frac{I_1}{U_{R_0C_0}} = \frac{R_0C_0}{M} = \frac{1}{f_{R_0C_0} M} \quad (2.22)$$

Wird für die zu entwerfende Messschaltung eine Ausgangsspannung von  $U_{R_0C_0} = 10 \text{ V}$  für  $I_c = 10000 \text{ A}$  vorausgesetzt (Signalabschwächung 1000:1), so darf die Knickfrequenz des RC-Gliedes bei Verwendung von drei runden Rogowskispulen vom Typ A mit einer berechneten Gegeninduktivität von  $M = 10.7 \text{ nH}$  nicht tiefer als  $f_{R_0C_0} = 4958 \text{ Hz}$  liegen, was bei einer Pulsbreite von  $T_p = 10 \text{ } \mu\text{s}$  aufgrund der Dachschräge einen Fehler von etwa 27% ergibt. Folglich muss zur Erzielung einer tieferen Grenzfrequenz  $f_{u,int}$  die Spannung  $U_{ind}$  z.B. aktiv integriert werden, damit eine höhere Messgenauigkeit erreicht wird.

**Aktive Integration:** Ein aktiver Integrator bzw. Umkehrintegrator kann am einfachsten mit einem Operationsverstärker und dem Kondensator  $C_1$  im Gegenkopplungspfad anhand Abbildung 2.43 aufgebaut werden [132], dessen Genauigkeit fast ausschliesslich vom eingesetzten Operationsverstärker abhängt.



**Abbildung 2.43:** Aktive Integratorschaltung mit Operationsverstärker (invertierend).

Dabei kann bei realen Operationsverstärker z.B. der Eingangsruhestrom  $I_b$  sowie die Offsetspannung  $U_0$  aufgrund des resultierenden Stromes  $I_{c1} = I_b + \frac{U_0}{R}$  zu einer Aufladung der Kapazität  $C_1$  und somit zur Selbstintegration führt [132].

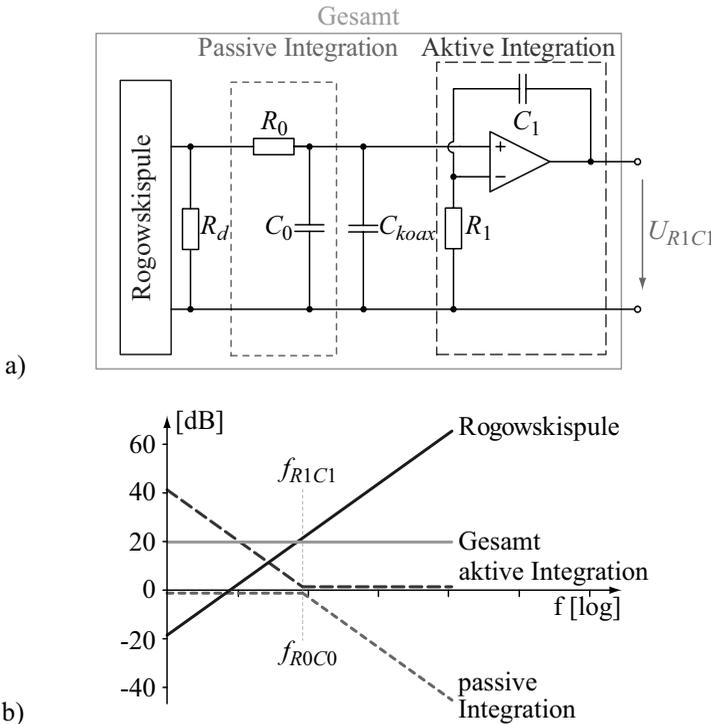
$$\frac{dU_{out}}{dt} = \frac{1}{C_1} \left( I_b + \frac{U_0}{R_1} \right) \quad (2.23)$$

Bei einer Kapazität von  $C_1 = 1 \mu\text{F}$  und einem Fehlerstrom von  $I_b = 1 \mu\text{A}$  steigt die Spannung  $U_{out}$  um  $1 \text{ V/s}$ .

Des Weiteren ist die Genauigkeit der Schaltung aus Abbildung 2.43 durch die obere Bandgrenze des realen Operationsverstärkers begrenzt. Im Allgemeinen nimmt diese mit sinkendem Eingangsstrom  $I_b$  und sinkender Eingangsoffsetspannung  $U_0$  ebenfalls ab. Zusätzlich ist bei der Wahl des Operationsverstärkers auf einen passenden Ein- und Ausgangsbereich, eine hohe Slew Rate für schnelle Änderungen des Ausgangssignals, eine genügend starke Ausgangsstufe mit optionaler Kurzschlussfestigkeit, eine passende Betriebsspannung und eine hohe Bandbreite zu achten. Der *OPA727* von Burr-Brown hat z.B. lediglich eine Offsetspannung von  $U_0 = 15 \mu\text{V}$ , einen Eingangsruhestrom von  $I_b = \pm 85 \text{ pA}$  mit einer Slew-Rate von  $30 \text{ V}/\mu\text{s}$ . Einzig die Durchtrittsfrequenz liegt bereits bei  $20 \text{ MHz}$ .

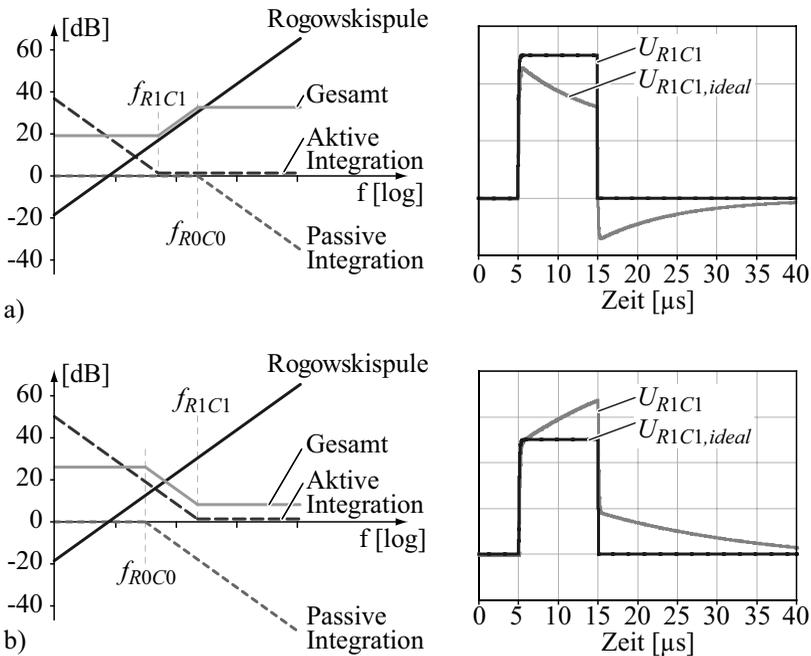
Neben dem Operationsverstärker kann auch der verwendete Kondensator einen Einfluss auf die Genauigkeit haben, da die Kapazität bei verschiedenen Kondensatortypen, wie z.B. Elektrolytkondensatoren oder zum Teil bei Keramik Kondensatoren, in Abhängigkeit der anliegenden Spannung schwanken kann. Vorzugsweise sind Folienkondensatoren zu wählen, die nahezu ein lineares Verhalten aufweisen, wobei jedoch ein größeres Bauvolumen in Kauf genommen werden muss.

**Kombinierte Integration:** Wie in den letzten beiden Abschnitten beschrieben wurde, ist einerseits bei der passiven Integration die untere Bandgrenze aufgrund der starken Signalabschwächung beschränkt und andererseits kann bei aktiver Integration mit einem realen Operationsverstärker nur eine limitierte obere Bandbreite erreicht werden. Jedoch können die beiden Integrationsmethoden aufgrund ihrer gegenläufigen Eigenschaften für eine breitbandige Integration kombiniert werden [126–131, 133–135]. Dabei werden die hochfrequenten Anteile des Eingangssignals passiv und die niederfrequenten Anteile aktiv integriert, wobei die Integration in zwei Stufen erfolgt. In Abbildung 2.44 ist das Blockschaltbild der kombinierten Integration und den zugehörigen Amplitudengängen dargestellt.



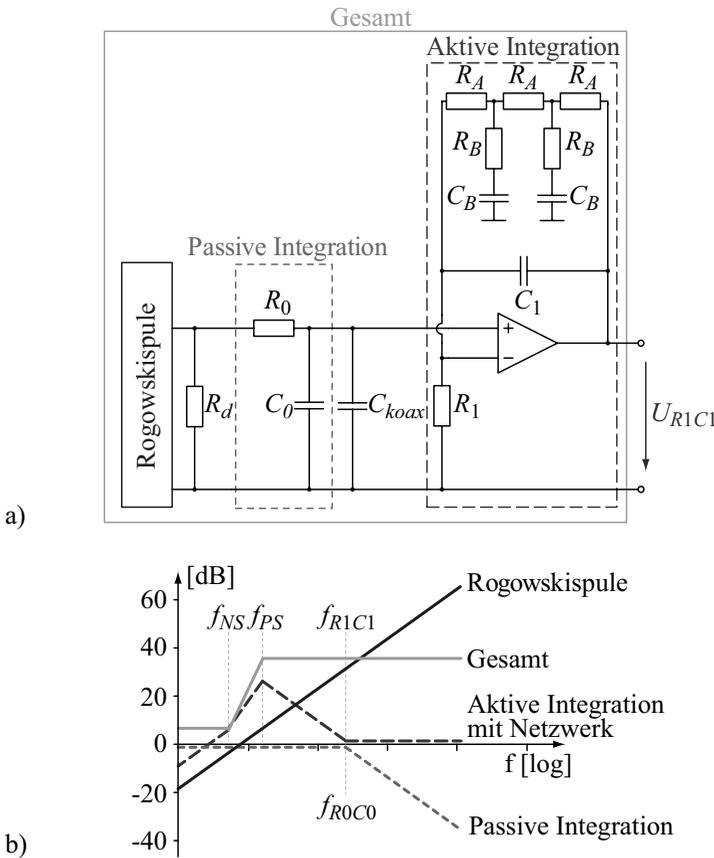
**Abbildung 2.44:** a) Schaltschema der kombinierten Integration und b) die zugehörigen Amplitudengänge.

Das RC-Glied weist dabei erst oberhalb der Knickfrequenz  $f_{R_0C_0}$  einen integrierenden Amplitudengang auf. Folglich kann durch die Verschaltung des Operationsverstärkers mit den Elementen  $R_1$  und  $C_1$  anhand Abbildung 2.44 die Übertragungsfunktion der zweiten Stufe derart verändert werden, sodass die Verstärkerschaltung nur unterhalb der Frequenz  $f_{R_1C_1}$  als Integrator wirkt und oberhalb von  $f_{R_1C_1}$  einem Verstärker mit Verstärkung  $V = 1$  entspricht. Zur Erzielung eines flachen Amplitudengangs der gesamten Übertragungsfunktion  $U_{R_1C_1}/I_1$  müssen anhand Abbildung 2.44 die beiden Knickfrequenzen  $f_{R_0C_0}$  und  $f_{R_1C_1}$  übereinstimmen. Abweichungen der Knickfrequenzen durch z.B. die parasitäre Kapazität des Koaxialkabels  $C_{koax}$  zwischen Rogowskispule und Messelektronik oder Toleranzen in verwendeten Bauelementwerten führen in jedem Fall ( $f_{R_0C_0} > f_{R_1C_1}$  bzw.  $f_{R_0C_0} < f_{R_1C_1}$ ) unweigerlich zu Messfehlern, wie Abbildung 2.45 zeigt.



**Abbildung 2.45:** Qualitativer Amplitudengang und Simulation des Messsignals  $U_{R_1C_1}$  für a)  $R_0C_0 < R_1C_1$  und für b)  $R_0C_0 > R_1C_1$ .

- Mit  $f_{R_0C_0} > f_{R_1C_1}$  bzw.  $R_0C_0 < R_1C_1$  anhand Abbildung 2.45 a) erfahren die hochfrequenten Anteile eine grössere Verstärkung als die niederfrequenten Anteile, was während den Spannungsflanken zu einem Überschwingen führt.
- Mit  $f_{R_0C_0} < f_{R_1C_1}$  bzw.  $R_0C_0 > R_1C_1$  anhand Abbildung 2.45 b) werden die niederfrequenten Signalanteile entsprechend mehr verstärkt, was in einer zusätzlichen Integration während dem Puls resultiert.



**Abbildung 2.46:** Kombinierte Integration mit zusätzlichem Netzwerk zur Verhinderung der Selbstintegration durch den Operationsverstärker.

Aufgrund des beschriebenen Verhaltens in den beiden Fehlerfällen können mit Hilfe von zusätzlichen Bauelementen bzw. Potentiometer die Knickfrequenzen einfach abgeglichen/kalibriert werden. Eine weitere bereits erwähnte Herausforderung stellt der Eingangsruhestrom  $I_b$  sowie die Eingangsoffsetspannung  $U_0$  des realen Operationsverstärkers dar, welche eine Selbstintegration zur Folge haben können [132] (vgl. Abschnitt 2.3.2). Dabei besteht die Möglichkeit z.B. den Integrator durch Entladung des Kondensators jeweils kurz vor der Pulserzeugung durch eine zusätzliche Beschaltung zurückzusetzen [131,132] oder, wie in Abbildung 2.46 gezeigt, die Selbstintegration mittels eines zusätzlichen Netzwerks direkt zu verhindern [128,133].

Durch das Netzwerk anhand [133] werden in der Übertragungsfunktion des aktiven Integrators bei der Frequenz  $f_{NS}$  eine zusätzliche doppelte Nullstelle sowie bei Frequenz  $f_{PS}$  eine dreifache Polstelle eingefügt (vg. Abbildung 2.46), wodurch die niederfrequenten Anteile unterhalb von  $f_{NS}$  bis hin zu den DC-Anteilen stark gedämpft werden und somit eine Selbstintegration verhindert. Eine entsprechende Dämpfung kann dabei ebenfalls mit anderen Netzwerken erreicht werden. Zudem kann diese Massnahme auch bei rein aktiver Integration angewendet werden. Jedoch weist die kombinierte Integration gegenüber der aktiven Integration trotz der beschriebenen Herausforderungen neben der grossen Bandbreite den entscheidenden Vorteil auf, dass durch die passive In-

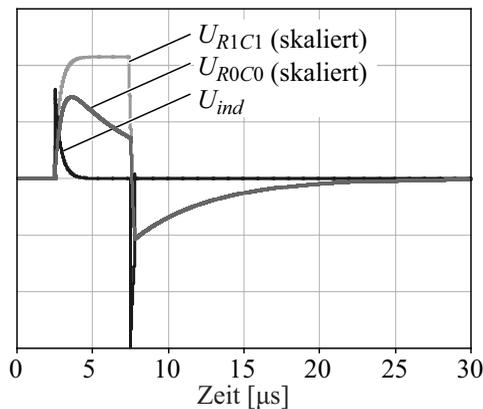
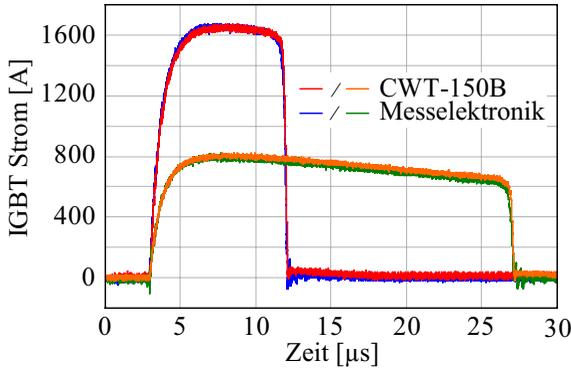


Abbildung 2.47: Simulation der Spannungen  $U_{ind}$ ,  $U_{R_0C_0}$  und  $U_{R_1C_1}$ .



**Abbildung 2.48:** Vergleich der realisierten Stromsonde und der kommerziell erhältlichen PEM-Sonde *CWT 150B* für zwei unterschiedliche Pulsströme.

tegration mit das Messsignal  $U_{ind}$  bereits auf eine dem Ausgangspuls  $U_{R_1C_1}$  ähnliche Form gebracht werden kann und somit die anschliessende aktive Integration für den Operationsverstärker aufgrund der fehlenden hochfrequenten Anteile vereinfacht wird (vgl. Abbildung 2.47).

Zudem ist zu beachten, dass aufgrund der hohen Stromsteilheiten  $dI_c/dt$ , insbesondere beim Ausschaltvorgang, trotz geringer Gegeninduktivität  $M$  bereits grosse Spannungen  $U_{ind}$  induziert werden können. Bei der Annahme einer Gegeninduktivität von  $M = 10 \text{ nH}$  und einer Ausschaltstromänderung von  $dI_c/dt = 7000 \text{ A}/500 \text{ ns}$  ergibt sich eine induzierte Spannung von  $U_{ind} = 140 \text{ V}$ , welche vollständig am Widerstand  $R_0$  anliegt. Zum Vergleich der realisierten Messsonde, bestehend aus drei Rogowskispulen vom Typ A und der kombinierten Integratorschaltung, mit der kommerziell erhältlichen Stromsonde *CWT 150B* der Firma PEM [136], sind in Abbildung 2.48 die Verläufe von zwei unterschiedlichen Pulsströmen gezeigt.

**Signalverarbeitung:** Zur Regelung bzw. Symmetrierung der IGBT-Ströme muss das gemessene Stromsignal in entsprechende Digitalsignale weiterverarbeitet werden. Zusätzlich erfordert die IGBT-Symmetrierung die Detektion der Stromflanken  $t_{on, Ix}$  und  $t_{off, Ix}$  und der Stromspitzenwerte  $\hat{I}_{cx}$ , wodurch zum Schutz der IGBT-Module ebenfalls Überströme schnell erkannt werden (vgl. Abbildung 2.49 a)).

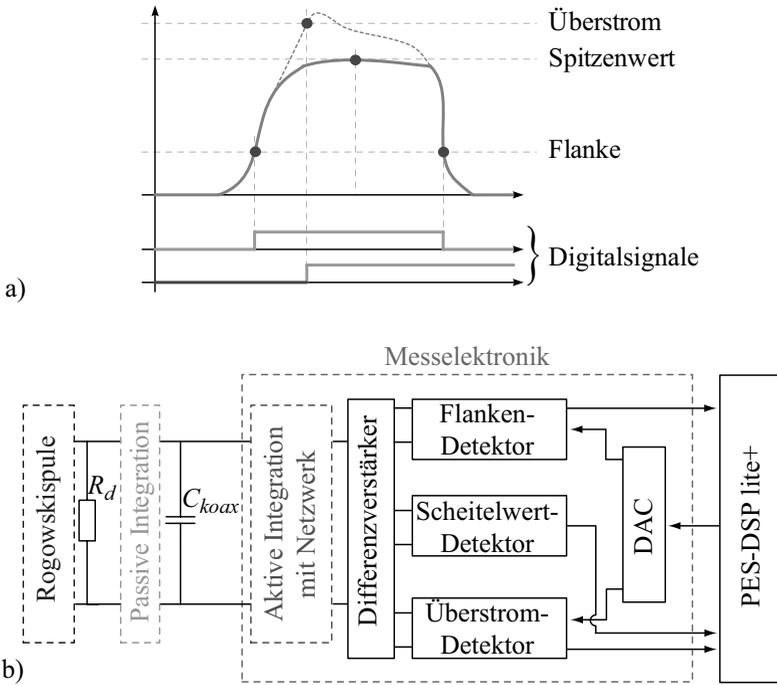
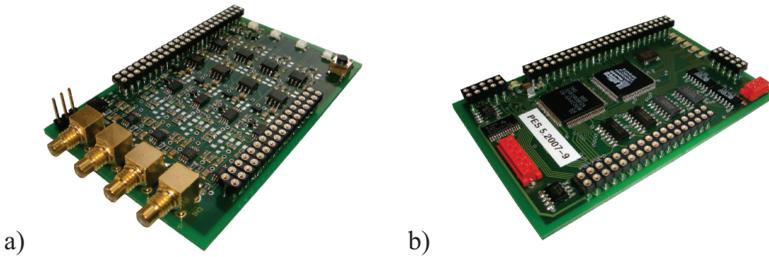


Abbildung 2.49: a) Strompuls mit Digitalsignalen zur Detektion von Flanken- und Spitzenwerten sowie von Überströmen und b) Blockschaltbild der Messelektronik.

In Abbildung 2.49 b) ist das entsprechende Blockschaltbild der Messelektronik mit der aktiven Integration und den zu detektierenden Ereignissen gezeigt. Dabei verarbeitet die Messelektronik die vier IGBT-Ströme parallel und gibt die resultierenden Digitalsignale an das DSP/FPGA-Board weiter.

Die Flanken- sowie die Überstromdetektion erfolgt mit einem high-speed Komparator, welcher das Messsignal mit der vom DAC festgelegten Referenzspannung vergleicht und das entsprechende Digitalsignal an das DSP/FPGA-Board weiterleitet, wobei eine Auflösung von 10 ns erreicht wird. Der Scheitelwertdetektor wurde mit einer Operationsverstärkerschaltung anhand [132] aufgebaut, dessen Ausgangsspannung anschliessend vom DSP internen ADC abgetastet wird.



**Abbildung 2.50:** a) Messelektronik für vier IGBT-Ströme und b) DSP/FPGA-Board im Kreditkartenformat.

In Abbildung 2.50 a) ist die Messelektronik für vier IGBT-Ströme gezeigt [137]. Zur Minimierung der Signalleitungen/-verzögerungen kann die Messelektronik direkt auf das DSP/FPGA-Board aufgesteckt werden (2.50 b)). Dabei ist zu erwähnen, dass für die aktive Gateregelung die Signalverzögerung von der Rogowskispile bis zum DSP nicht kritisch ist, solange die Verzögerung für alle Kanäle gleich ist.

### 2.3.3 Regelalgorithmus

Der eigentliche Regelalgorithmus zur Symmetrierung der IGBT-Ströme ist auf dem DSP/FPGA-Board implementiert, wobei die in etwa zeitgleich eintreffenden Digitalsignale der Messelektronik zuerst vom FPGA verarbeitet werden. Aufgrund der Taktfrequenz von 100 MHz sind für die Regelung der Gatesignale jeweils Zeitschritte von 10 ns möglich.

Initiiert wird die aktive Gateregelung durch den DSP, wobei zuerst die Flankenzeiten  $t_{on,new,Ix}$  und  $t_{off,new,Ix}$  via SPI vom DSP zum FPGA in die Register  $Reg\ t_{on,new,Ix}$  und  $Reg\ t_{off,new,Ix}$  geschrieben werden (vgl. Abbildung 2.51). Beim ersten Puls können für die IGBT-Module entweder identische Flankensignale oder bereits abgespeicherte Flankenzeiten verwendet werden. Anschliessend wird auf dem FPGA ein Zähler gestartet, dessen Wert mittels Komparator mit den Flankenzeiten  $t_{on,new,Ix}$  und  $t_{off,new,Ix}$  verglichen wird. Bei Gleichheit des Zählerwertes und des Registerinhaltes wird die entsprechende ansteigende oder abfallende Flanke des Gatesignals ausgegeben. Sobald die Stromflanken  $t_{on,Ix}$  und  $t_{off,Ix}$  der entsprechenden Strompulse von der Messelektronik detektiert werden, speichert das FPGA den aktuellen Zählerwert

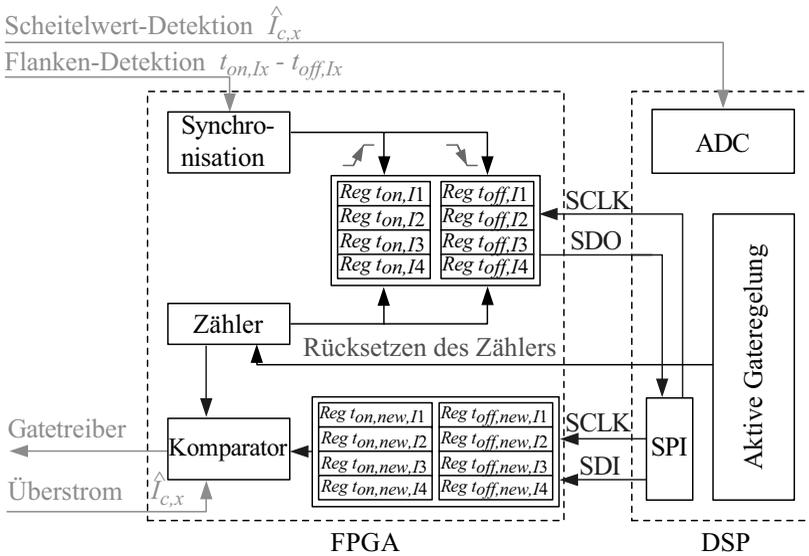
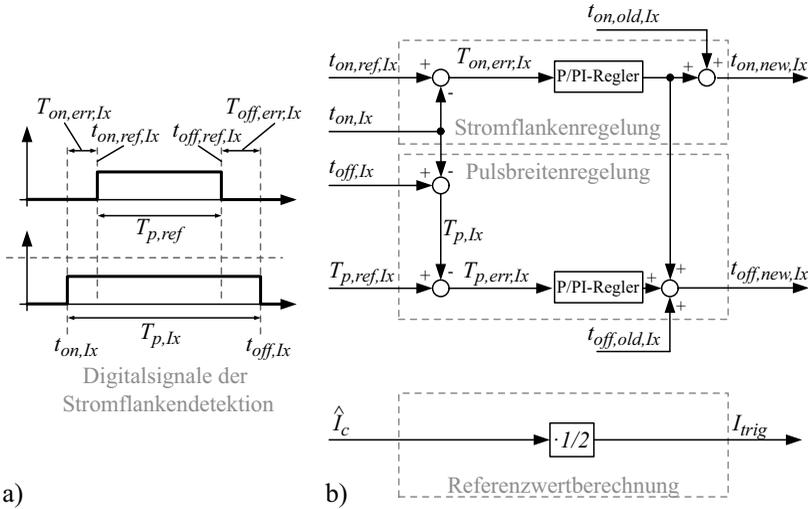


Abbildung 2.51: Blockschaltbild der implementierten aktiven Gateregelung im FPGA und DSP.

für das jeweilige Ereignis in das entsprechende Register  $Reg\ t_{on,Ix}$  oder  $Reg\ t_{off,Ix}$ . Zusätzlich tastet der im DSP integrierte AD-Wandler die Scheitelwerte der IGBT-Ströme  $\hat{I}_{c,x}$  sowie die aktuellen Werte zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_{trig}$  ab. Sobald alle Flanken detektiert wurden bzw. alle Register neu beschrieben sind, können die gemessenen Flankenzeiten  $t_{on,x}$  und  $t_{off,x}$  aus den Registern des FPGAs über die SPI-Schnittstelle an den DSP weitergeleitet werden.

Anschliessend werden durch die im DSP implementierte aktive Gateregelung die neuen Ein- und Ausschaltzeiten  $t_{on,new,Ix}$  bzw.  $t_{off,new,Ix}$  für das jeweilige IGBT-Modul berechnet (vgl. Abbildung 2.52).

Zur Bestimmung der neuen Einschaltzeit  $t_{on,new,Ix}$  wird die aktuelle Einschaltflanke mit der Referenz  $t_{on,ref,Ix}$  verglichen und daraus der Fehler  $T_{on,err,Ix}$  bestimmt. Aus der Summe des durch den P/PI-Regler gewichteten Fehlers  $T_{on,err,Ix}$  und dem alten Einschaltzeitpunkt  $t_{on,old,Ix}$  resultiert der neue Einschaltzeitpunkt  $t_{on,new,Ix}$ . Der neue Ausschaltzeitpunkt  $t_{off,new,Ix}$  berechnet sich auf dieselbe Weise wie der neue Einschaltzeitpunkt  $t_{on,new,Ix}$ , wobei zuerst aus den Schaltzeiten



**Abbildung 2.52:** a) Eintreffende Digitalsignale der Messelektronik und b) der im DSP implementierte Regelkreis der aktiven Gateregelung.

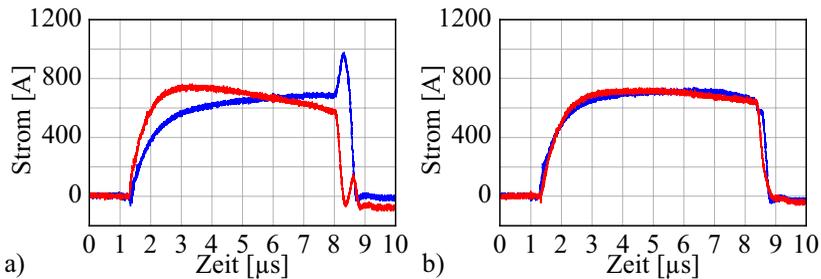
$t_{on,Ix}$  und  $t_{off,Ix}$  die aktuelle Pulsbreite  $T_{p,Ix}$  und daraus mit der Referenzpulsbreite  $T_{p,ref,Ix}$  der Pulsbreitenfehler  $T_{p,err,Ix}$  bestimmt wird.

Der Referenzwert  $I_{trig}$  zur Flankendetektion wird vor jedem Puls neu eingestellt, wobei dieser auf die halbe Pulshöhe ( $= \hat{I}_c/2$ ) gelegt wird. Optional, jedoch nicht implementiert, stellt die aktive Gateregelung die Versorgungsspannung  $U_{gate+}$  der einzelnen Gatetreiber neu ein. Zum Schluss werden vor der nächste Pulserzeugung die neuen Flankenzeiten via SPI in den Registern  $Reg\ t_{on,new,Ix}$  und  $Reg\ t_{off,new,Ix}$  abgelegt (vgl. Abbildung 2.51).

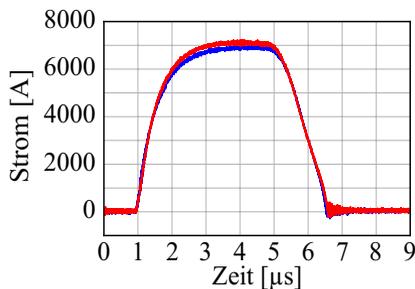
Sollte zudem während der Pulserzeugung in einem IGBT-Modul ein Überstrom detektiert werden, schaltet das FPGA alle IGBT Module direkt aus und meldet das Ereignis dem DSP. Damit auch bei Überstrom simultanes Ausschalten garantiert wird, werden die IGBT-Module mit den gleichen relativen Verzögerungszeiten wie im normalen Betriebsfall ausgeschaltet.

### 2.3.4 Messergebnisse der Stromflankensymmetrierung

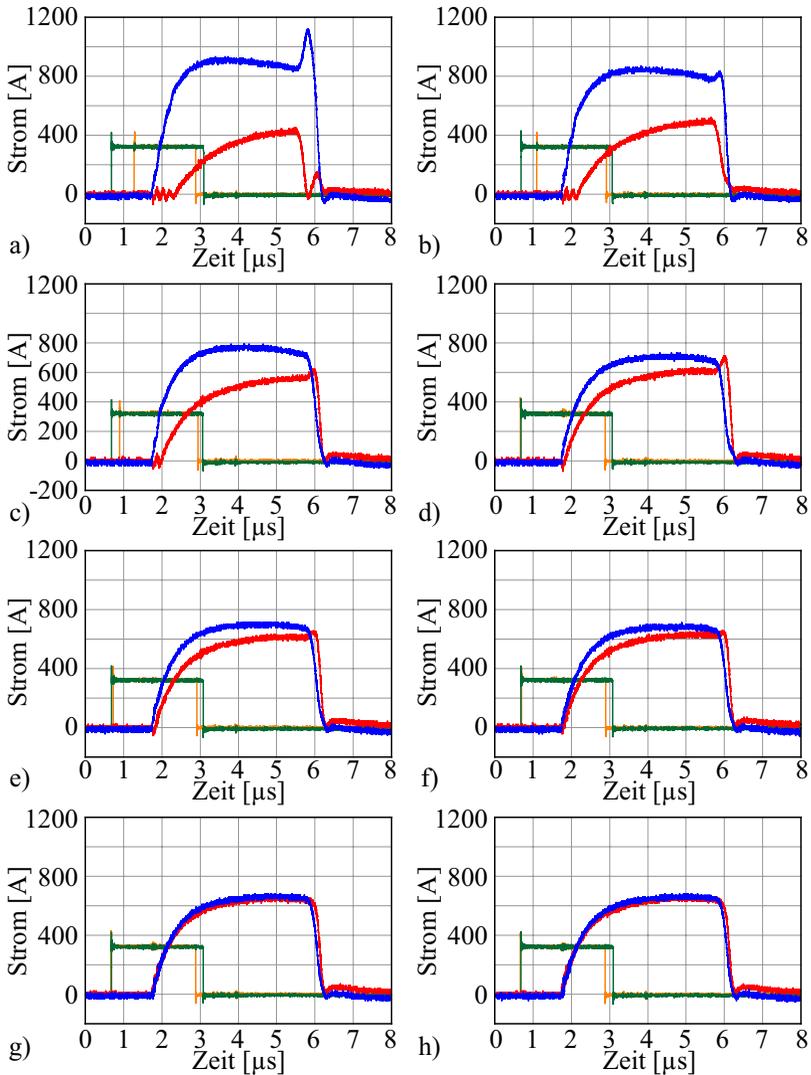
Das Ergebnis der aktiven Gateregelung mit Stromflankensymmetrierung ist in Abbildung 2.53 gezeigt, wobei einerseits in a) die Stromverteilung für zwei hart parallel geschaltete IGBT-Module ohne und in b) mit aktiver Gateregelung gezeigt sind. Mit Hilfe der aktiven Gateregelung lassen sich die vom IGBT-Modul bedingten Asymmetrien, wie z.B. die Ausschaltverzögerung, ausgeglichen, womit schlussendlich eine symmetrische Stromverteilung erreicht wird. Ebenfalls bei Volllast ( $U_{DC} = 1 \text{ kV}$  und  $\hat{I}_c = 7 \text{ kA}$  pro IGBT) lassen sich die IGBT-Ströme von hart parallel



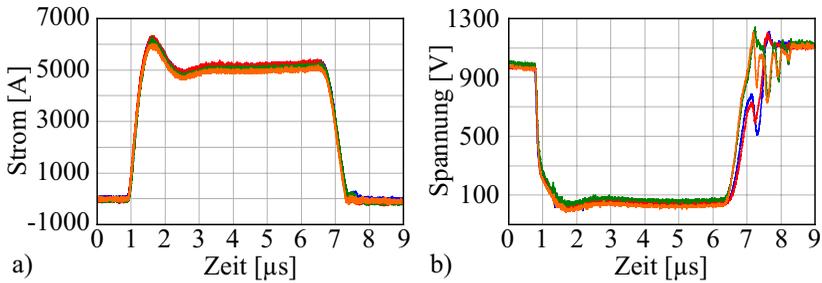
**Abbildung 2.53:** Verlauf der IGBT-Ströme von zwei hart parallel geschalteten IGBT-Modulen a) ohne bzw. b) mit Stromflankensymmetrierung.



**Abbildung 2.54:** Verlauf der IGBT-Ströme von zwei hart parallel geschalteten IGBT-Modulen mit Stromflankensymmetrierung bei Volllast von  $\hat{I}_c = 7 \text{ kA}$  pro IGBT-Modul.



**Abbildung 2.55:** a)-h) Einregelung bei Stromflankensymmetrierung nach erzwungener Einschaltverzögerung von 600 ns während der Pulsfolge.

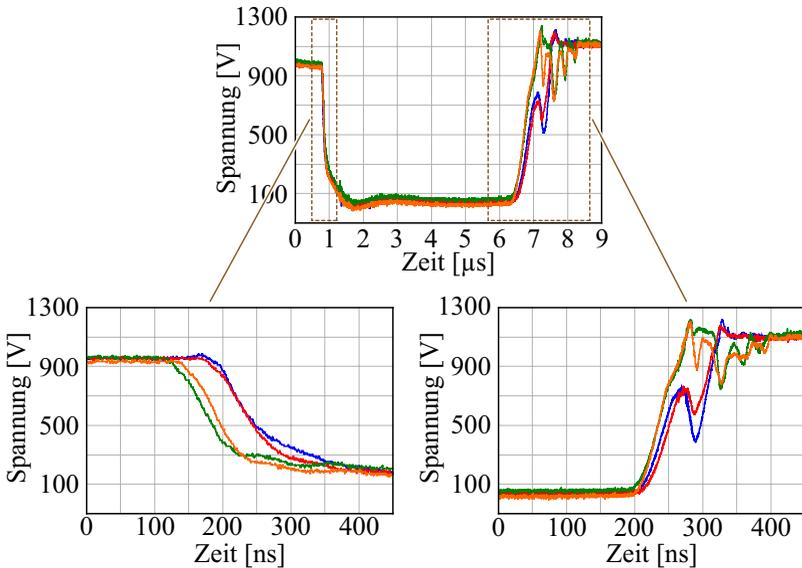


**Abbildung 2.56:** Verlauf der IGBT-Ströme und IGBT-Spannungen bei reiner Stromflankensymmetrierung.

geschalteten IGBT-Modulen durch die aktive Gateregelung mit Stromflankensymmetrierung bis auf einen relativen Fehler von  $\pm 5\%$  einregeln (vgl. Abbildung 2.54).

Die Einregelung der IGBT-Ströme mittels aktiver Gateregelung veranschaulicht die Pulsfolge in Abbildung 2.55 a)-h), wobei vor der ersten Pulserzeugung eine erzwungene Einschaltverzögerung von  $T_{on,err} = 600\text{ ns}$  hinzugefügt wurde. Bereits nach vier Pulsen kann die Stromverteilung zwischen den IGBT-Modulen wesentlich verbessert werden, nach acht Pulsen ist das System vollends eingeregelt.

In Abbildung 2.56 a) ist die Stromverteilung für vier über den Puls- transformator magnetisch parallel geschaltete IGBT-Module bei Voll- last gezeigt. Die Kollektor-Emitter-Spannungen der vier IGBT-Module sind in Abbildung 2.56 b) dargestellt. Dabei ist erkennbar, dass trotz der über aktive Gateregelung implementierten Stromflankensymmetrie- rung eine Asymmetrie in den Spannungsflanken, hauptsächlich während dem Ausschaltvorgang, auftreten kann. Eine nähere Betrachtung zeigt zudem, dass auch sogar bei der Einschaltflanke eine Asymmetrie besteht (vgl. Abbildung 2.57).

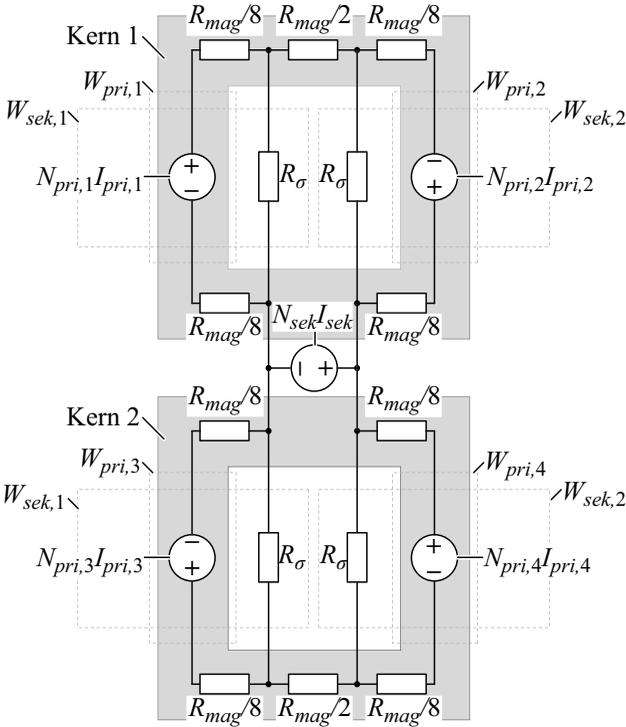


**Abbildung 2.57:** Zoom der IGBT-Spannungsflanken bei reiner Stromflankensymmetrierung.

### 2.3.5 Erweiterung auf Spannungsflankendetektion

Wie Abbildung 2.56 und 2.57 veranschaulicht, kann bei magnetisch verkoppelten Eingangskreisen trotz Stromflankensymmetrierung keine synchronen Spannungsflanken garantiert werden. Umgekehrt hat sich in Messungen und Simulationen jedoch gezeigt, dass bei Abweichungen in den Einschalt- bzw. Ausschaltspannungsflanken unterhalb von etwa  $\pm 100$  ns bereits simultane Stromflanken garantiert werden können, da sich die Stromflanken unter diesen Bedingungen quasi unabhängig von der Reihenfolge der Spannungsflanken selber synchronisieren.

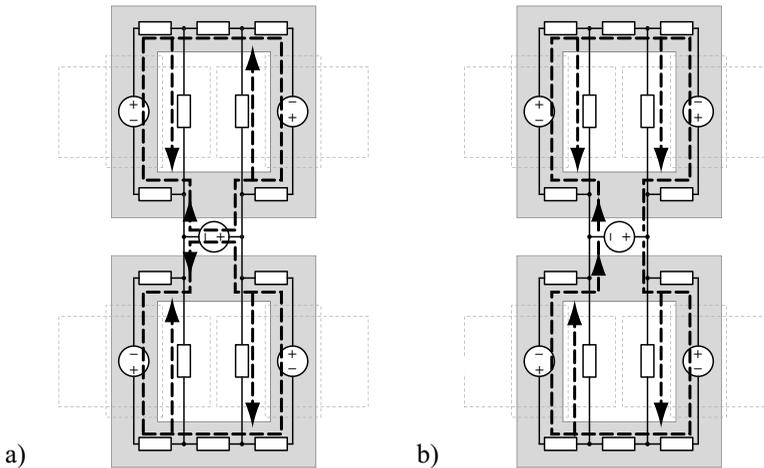
Dieser eigenartige Effekt kann dabei auf den verwendeten *Split Core Transformer* bzw. *Fractional Turn Transformer* und dessen indirekte magnetische Verkopplung der vier Pulsgeneratoren zurückgeführt werden (vgl. Abschnitt 1.3.3 und Kapitel 3). Zur Analyse der selbständigen Symmetrierung der IGBT-Ströme muss das Reluktanzmodell des in Abschnitt 1.3.3 beschriebenen Pulstransformators genauer betrachtet werden.



**Abbildung 2.58:** Vereinfachtes Reluktanzmodell des *Split Core Transformer* zur Analyse der selbständigen Stromflankensymmetrierung.

Basierend auf Abbildung 1.14 kann der in der Aufsicht gezeigte Puls-*transformator* mit zwei Kernen durch Aufklappen der beiden Kerne auch anhand Abbildung 2.58 in der Seitenansicht dargestellt werden. Dabei ist jeweils eine der vier Primärwicklungen  $W_{pri,1}$ - $W_{pri,4}$  mit einem Puls-*generator* verbunden, wobei die beiden Sekundärwicklungen  $W_{sek,1}$  und  $W_{sek,2}$  parallel geschaltet sind und jeweils zwei Primärwicklungen -  $W_{sek,1}$  und  $W_{sek,3}$  bzw.  $W_{sek,2}$  und  $W_{sek,4}$  - umfassen.

Dadurch ergeben sich die in Abschnitt 1.3.3 beschriebenen direkten und indirekten magnetischen Verkopplungen der Eingangskreise, indem zwischen Wicklungen auf demselben Kern eine direkte und zwischen Wicklungen auf unterschiedlichen Kernen eine indirekte magnetische Verkopplung besteht. Zusätzlich ist in Abbildung 2.58 das vereinfachte



**Abbildung 2.59:** Magnetische Flüsse **a)** bei synchroner Ansteuerung aller Eingangskreise und **b)** bei ausschliesslicher Ansteuerung des ersten Eingangskreises mit  $N_{pri}I_{pri}$ .

Reluktanzmodell eingezeichnet, welches das entsprechende magnetische Verhalten des Pulstransformators wiedergibt. Dabei entspricht der magnetische Widerstand  $R_{mag}$  gerade dem Widerstand des Kernmaterials  $R_{mag} = N^2/L_{mag}$  und  $R_{\sigma}$  dem Widerstand für den Streufluss zwischen Primär- und Sekundärwicklung. Des Weiteren werden die durch den Aufbau des Transformators bedingten Kopplungen über zusätzliche Streupfade zwischen Primärwicklungen auf unterschiedlichen Kernen, aufgrund deren geringen Einflusses, vernachlässigt.

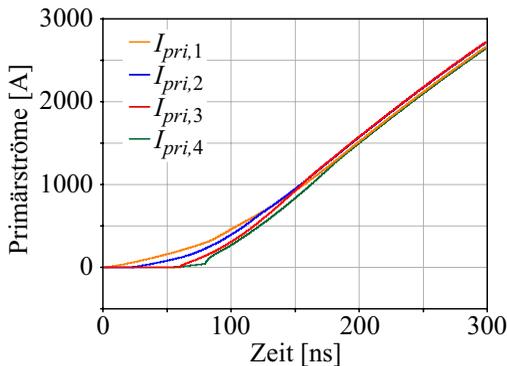
Unter Annahme einer synchronen Ansteuerung aller Eingangskreise und symmetrischem Aufbau bilden sich die in Abbildung 2.59 a) gezeigten Flüsse aus. Dabei sind die Wicklungen auf jedem Kern derart angeordnet, dass sich deren primären magnetischen Spannungen  $N_{pri,x}I_{pri,x}$  sowie die resultierenden Hauptflüsse der beiden Kerne in der sekundären magnetischen Spannungsquelle  $N_{sek}I_{sek}$  addieren. Zudem erzeugt jede Wicklung einen Streufluss, der aufgrund des symmetrischen Aufbaus für alle Wicklungen identisch ist.

Aufgrund von unterschiedlichen Einschaltverzögerungen werde nun der erste Eingangskreis mit der magnetischen Spannung  $N_{pri}I_{pri}$  we-

sentlich früher als die anderen Eingangskreise eingeschaltet, sodass sich die magnetischen Flüsse gemäss Abbildung 2.59 b) ausbilden. Da nun der vom ersten Eingangskreis erzeugte Fluss ebenfalls indirekt über die Sekundärwicklung mit dem zweiten Kern verkoppelt wird, resultiert ein kleiner magnetischer Widerstand bzw. eine grössere Induktivität. Dabei ist ersichtlich, dass einerseits die Richtung des Streuflusses in der zweiten Wicklung und andererseits die Richtung des Hauptflusses im zweiten Kern umdrehen. Jedoch weisen die Streuflüsse der Wicklungen auf dem zweiten Kern wegen der indirekten Verkopplung immer noch in dieselbe Richtung. Für die später einschaltenden Eingangskreise an den Wicklungen  $W_{pri,3}$  und  $W_{pri,4}$  bedeutet dies, dass bereits ein entsprechender Streufluss bzw. magnetisches Feld ausgebildet wurde und somit die für diese Kreise sichtbare Streuinduktivität kleiner ist. Folglich kann sich in den beiden Wicklungen  $W_{pri,3}$  und  $W_{pri,4}$  der Primärstrom  $I_{pri,3}$  und  $I_{pri,4}$  schneller aufbauen und dem Primärstrom  $I_{pri,1}$  folgen (vgl. Abbildung 2.60).

In Abhängigkeit der Grösse der Streuinduktivität und der Längsinduktivität des Freilaufpfades baut sich, wie in Abschnitt 1.3.3 erwähnt, wegen der indirekten magnetischen Kopplung und den resultierenden induzierten Spannungen an den Wicklungen  $W_{pri,3}$  und  $W_{pri,4}$  ein Strom durch die Freilaufdioden auf.

Umgekehrt wurde durch die direkte Verkopplung zwischen der ersten

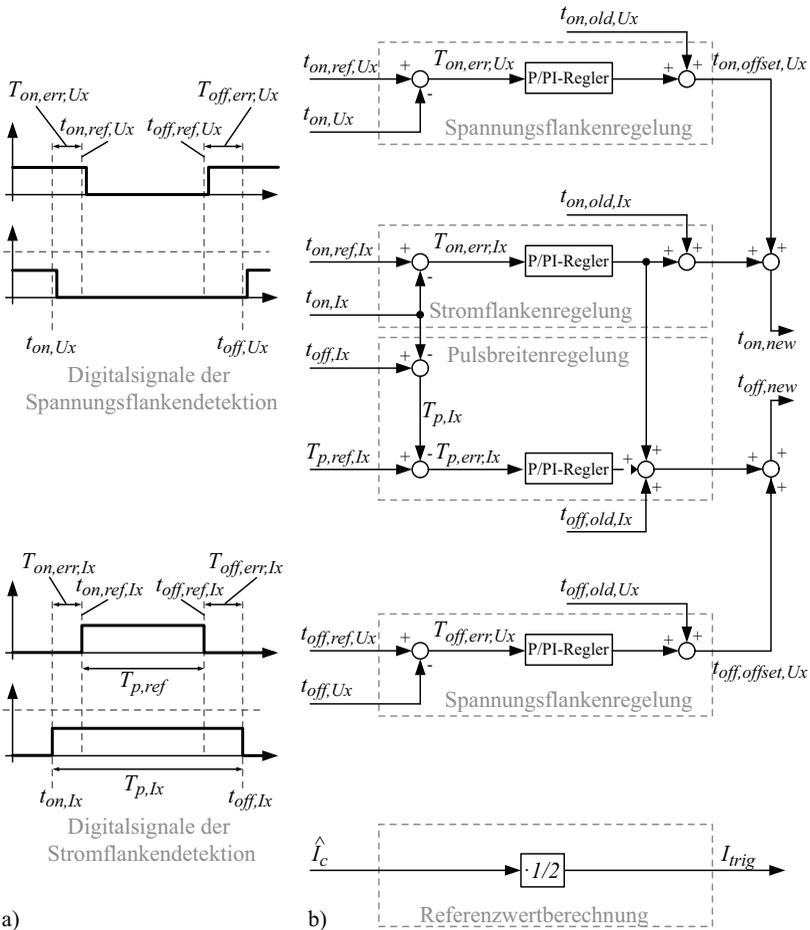


**Abbildung 2.60:** Selbständige Einregelung der Primärströme bei Simulation der Stromflanken mit den Einschaltzeiten  $t_{on,1} = 0$  ns,  $t_{on,2} = 20$  ns,  $t_{on,3} = 60$  ns und  $t_{on,4} = 80$  ns.

und zweiten Wicklung in der Wicklung  $W_{pri,2}$  ein Streufeld in die entgegengesetzte Richtung aufgebaut, welches zuerst vom später einschaltenden Eingangskreis an der Wicklung  $W_{pri,2}$  abgebaut werden muss, bevor ein Feld in die Gegenrichtung aufgebaut werden kann. Dies führt entsprechend zu einer Verzögerung des Stromes  $I_{pri,2}$  in der zweiten Wicklung  $W_{pri,2}$ , der dem Strom  $I_{pri,1}$  nicht mehr folgen kann. Mit Hilfe der Stromflankensymmetrierung kann diese Verzögerung zwischen dem Strom  $I_{pri,1}$  und  $I_{pri,2}$  gemessen und für den nächsten Puls entsprechend korrigiert werden. Die Einschaltzeiten der Eingangskreise an den Wicklungen  $W_{pri,3}$  und  $W_{pri,4}$  werden jedoch nicht korrigiert, da die Stromflankenregelung trotz versetzter Spannungsflanken symmetrische Stromflanken detektiert.

Dadurch besteht einerseits die Möglichkeit neben der aktiven Gateregulierung mit Stromflankensynchronisation zusätzlich die Spannungsflanken mittels softwaremässig eingefügter Zeitverzögerung  $t_{on,offset,U1} - t_{on,offset,U4}$  und  $t_{off,offset,U1} - t_{off,offset,U4}$  zu synchronisieren. Jedoch zeigt sich, dass die eingefügten Verzögerungen wesentlich von der Betriebsspannung  $U_{DC}$  (und Temperatur der IGBT-Module) abhängen und somit durch eine einmalige Einstellung nur für eine Betriebsspannung befriedigende Ergebnisse liefert. Folglich muss entweder eine Tabelle mit den Verzögerungen für alle Betriebsbereiche/Temperaturen abgespeichert werden oder es müssen die IGBT-Spannungen  $U_{ce}$ , welche bereits auf dem Gatetreiber für den Überspannungsschutz bzw. für das zweistufige Ausschalten überwacht werden, zur Detektion der Spannungsflanken  $t_{on,U1} - t_{on,U4}$  und  $t_{off,U1} - t_{off,U4}$  genutzt werden. (vgl. Abbildung 2.28). Die Spannungsflanken  $t_{on,U1} - t_{on,U4}$  und  $t_{off,U1} - t_{off,U4}$  können somit zur zusätzlichen Spannungsflankensynchronisation verwendet werden, wodurch die Verzögerungen  $t_{on,offset,U1} - t_{on,offset,U4}$  und  $t_{off,offset,U1} - t_{off,offset,U4}$  bei jedem Arbeitspunkt softwaremässig angepasst werden können.

Die Schaltzeiten der IGBT-Module sowie die nötigen Zeitverzögerungen zur Strom- und Spannungsflankensynchronisation werden dabei mittels einer kombinierten Regelstruktur berechnet (vgl. Abbildung 2.61). Wie bis anhin werden die IGBT-Module zuerst mittels Stromflankensymmetrierung synchronisiert. Sobald die Ströme in den IGBT-Modulen eingeregelt sind, werden die entsprechenden Verzögerungszeiten  $t_{on,offset,U1} - t_{on,offset,U4}$  und  $t_{off,offset,U1} - t_{off,offset,U4}$  aus den Spannungsflanken mittels zusätzlicher Spannungsflankenregelung berechnet. Die Gatesignale  $t_{on,new}$  und  $t_{off,new}$  ergeben sich schlussend-

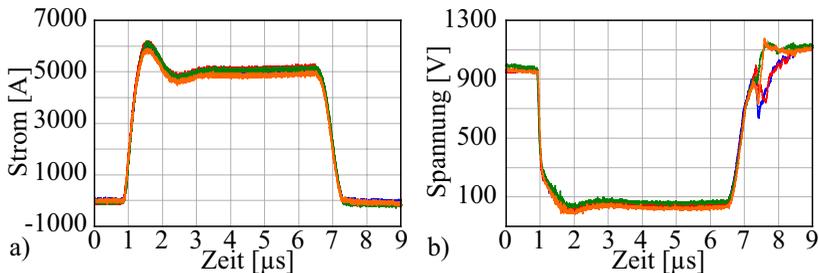


**Abbildung 2.61:** Kombinierte Regelung mit Strom- und Spannungsfankendetektion zur Symmetrierung von parallel geschalteten IGBT-Modulen.

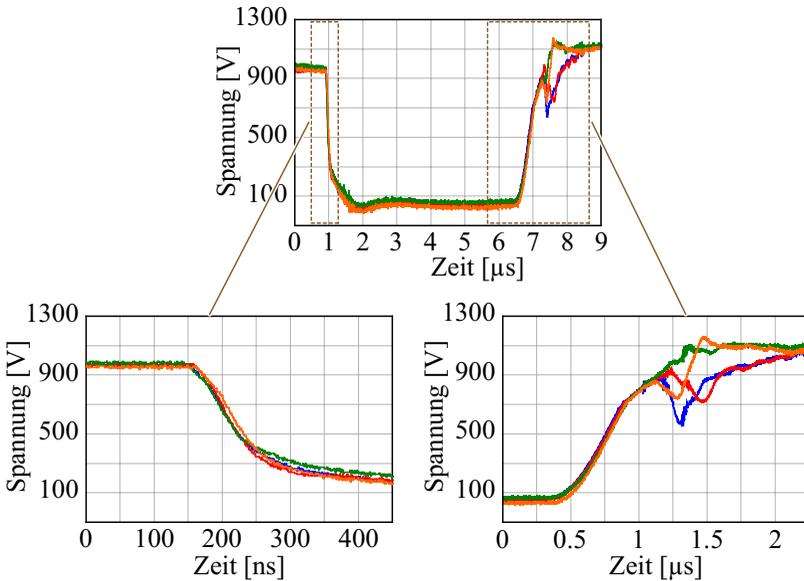
lich aus den berechneten Schaltzeiten der Stromfankenregelung und den zusätzlichen Zeitverzögerungen der Spannungsfankenregelung. Dabei werden die Zeitverzögerungen erst ausserhalb des Regelkreises der Stromfankensymmetrierung hinzugefügt, damit die Stromfankenregelung nicht beeinflusst wird.

Allgemein können die IGBT-Module ebenfalls ausschliesslich mit Spannungsflankenregelung synchronisiert werden. Jedoch wird beim betrachteten Leistungsmodulator das Ausschaltverhalten und somit die Ausschaltflanke aufgrund der parasitären Kapazität  $C_d$  wesentlich vom Transformator und der Klystronlast beeinflusst (vgl. Abschnitt 2.4). Da jedoch der Transformator auf die Stromflanken nur eine beschränkte Auswirkung hat, erfolgt die Parallelisierung der IGBT-Module hauptsächlich mittels Stromflankenregelung, wobei die Spannungsflankenregelung nur einen begrenzten Einfluss (lediglich Offsetabgleich) auf die IGBT-Symmetrierung nimmt. Zusätzlich steigert die Kombination von Strom- und Spannungsflankenregelung die Zuverlässigkeit des Systems, da z.B. der Zeitpunkt jeder Pulsflanke jeweils im Strom sowie in der Spannung detektiert wird und somit Fehler aufgrund von Signalverzerrungen minimiert werden.

In Abbildung 2.62 a) und b) ist der Verlauf der IGBT-Ströme sowie der IGBT-Spannungen bei kombinierter Strom- und Spannungsflankenregelung gezeigt. Im Vergleich zur reinen Stromflankenregelung (vgl. Abbildung 2.56) resultieren durch die zusätzliche Spannungsregelung ebenfalls symmetrische IGBT-Spannungsverläufe. Analog zu Abbildung 2.57 sind in Abbildung 2.63 wieder die Spannungsschaltflanken bei kombinierter Strom- und Spannungsflankenregelung mit hoher zeitlicher Auflösung gezeigt. Dabei zeigt sich, dass mit der kombinierten Regelung weitgehend synchrone Spannungsflanken erreicht werden. Einzig beim Ausschaltvorgang zeigt sich bei steigender IGBT-Spannung  $U_{ce}$  ein grösser werdender Einfluss der parasitären Kapazität  $C_d$  des Transformators, wie im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben wird.



**Abbildung 2.62:** Verlauf der IGBT-Ströme und IGBT-Spannungen bei Strom- und Spannungsflankensymmetrierung.



**Abbildung 2.63:** Zoom der IGBT-Spannungsflanken bei Strom- und Spannungsflankensymmetrierung.

## 2.4 Schaltverhalten bei kapazitiver Last

In Abschnitt 2.2.2 wurde das Schaltverhalten von IGBT-Modulen bei resistiver Last untersucht. Dabei zeigte sich, dass aufgrund der Streuinduktivität  $L_{kom}$  im Kommutierungspfad während des Ausschaltvorganges eine Überspannung  $U_{Lkom}$  resultiert und daher die Ausschaltgeschwindigkeit begrenzt werden muss. Als Folge der reduzierten Ausschaltgeschwindigkeit steigen entsprechend die Ausschaltverluste  $E_{off}$  im IGBT-Modul, welche sich jedoch mit Hilfe des zweistufigen Ausschaltvorganges (vgl. Abschnitt 2.2.2) gegenüber dem konventionellen einstufigen Ausschaltvorgang verkleinern lassen.

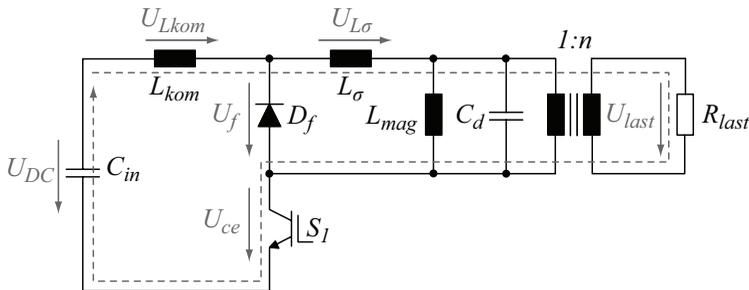
Dabei wurden die Gatewiderstände  $R_{off,1}$  und  $R_{off,2}$  für den Betrieb im Leistungsmodulator derart eingestellt, dass beim Schalten auf eine ohmsche Last die Ausschaltverluste  $E_{off}$  minimiert werden und die maximale IGBT-Spannung von  $U_{ce,max} = 1230$  V nicht überschritten wird.

Beim Leistungsmodulator handelt es sich jedoch aufgrund der Nich-

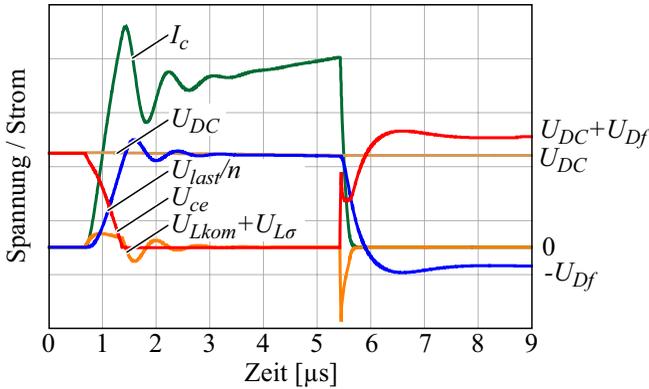
idealitäten des Pulstransformators nicht mehr um eine rein ohmsche Last, wodurch das Ausschaltverhalten des IGBT-Moduls wesentlich verändert wird (vgl. Ausschaltverhalten in Abbildung 2.57 bzw. Abbildung 2.63). In Abbildung 2.64 ist das vereinfachte Ersatzschaltbild des Leistungsmodulators gezeigt. Dabei werden beim Pulstransformator die für das Schaltverhalten wichtige Streuinduktivität  $L_\sigma$  und die verteilte Kapazität  $C_d$  berücksichtigt (vgl. Kapitel 3). Die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  spielt für die Schaltflanken nur eine untergeordnete Rolle.

Wie aus Abbildung 2.64 ersichtlich ist, addiert sich die Streuinduktivität  $L_\sigma$  zur Kommutierungsinduktivität  $L_{kom}$ , solange sich die Freilaufdiode  $D_f$  im sperrenden Zustand befindet. Anhand des in Abschnitt 2.2.2 untersuchten Ausschaltverhaltens bei ohmscher Last, müsste bei gleichbleibender Stromflankensteilheit  $dI_c/dt$  die Überspannung  $U_{Lkom}$  aufgrund von  $L_{kom} + L_\sigma$  proportional steigen (vgl. Gleichung (2.4)). Abbildung 2.57 bzw. Abbildung 2.63 zeigen jedoch, dass die IGBT-Spannung  $U_{ce}$  während des Ausschaltvorgangs nochmals einbricht und erst in einer zweiten Phase die Spannung  $U_{DC} + U_f$  erreicht (vgl. Abbildung 2.65).

Dieser Effekt kann auf die verteilte Kapazität  $C_d$  des Pulstransformators sowie auf die parasitäre Kapazität der Last (z.B. Klystron) zurückgeführt werden. Die Abbildung 2.65 zeigt dabei das simulierte Schaltverhalten für die in Abbildung 2.64 angegebene vereinfachte Ersatzschaltung des Leistungsmodulators. Während dem Ausschaltvorgang wird in Folge der verteilten Kapazität  $C_d$  die Ausgangsspannung länger gestützt bzw. die Spannungsänderung  $dU_{last}/dt$  verlangsamt/verzögert.



**Abbildung 2.64:** Ersatzschaltbild des Leistungsmodulators mit Berücksichtigung der Nichtidealitäten  $L_\sigma$  und  $C_d$  des Pulstransformators.



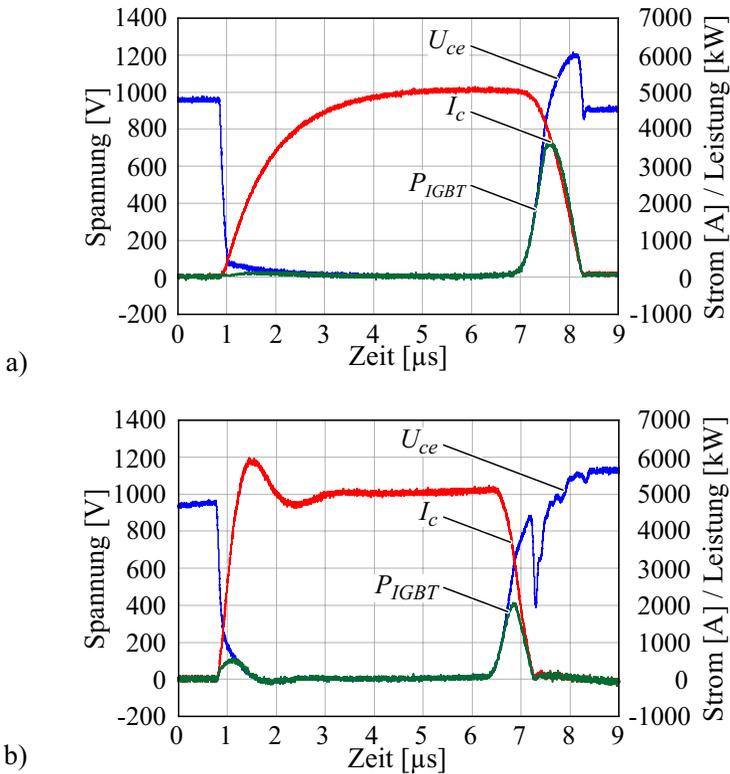
**Abbildung 2.65:** Simulation des Ausschaltverhalten bei kapazitiver Last, wie z.B. bei einem Pulstransformator.

Aufgrund der gleichbleibenden Spannungsänderung  $dU_{ce}/dt$  am IGBT resultiert an der Längsinduktivität, bestehend aus Kommutierungsinduktivität  $L_{kom}$  und der Streuinduktivität  $L_{\sigma}$ , bereits bevor  $U_{ce}$  die Eingangsspannung  $U_{DC}$  erreicht, eine Gegenspannung  $U_{Lkom} + U_{L\sigma}$  (vgl. Abbildung 2.65).

$$U_{Lkom} + U_{L\sigma} = U_{DC} - U_{ce} - U_{last} \quad (2.24)$$

Da die Energie in der Längsinduktivität noch vor dem Ende der Ausschaltflanke abgebaut wird und die verteilte Kapazität  $C_d$  die Ausgangsspannung noch immer aufrecht hält, entsteht am IGBT-Modul die Differenzspannung  $U_{DC} - U_{last}$ , was zu einem Spannungseinbruch in  $U_{ce}$  führt. Anschliessend nimmt die IGBT-Spannung  $U_{ce}$  in demselben Masse zu, wie die Lastspannung  $U_{last}$  abnimmt und steigt in Abhängigkeit des Magnetisierungsstromes  $I_{mag}$  und der resultierenden Gegenspannung  $U_f$  auf  $U_{DC} + U_f$  an.

Durch die bereits zu Beginn des Ausschaltvorganges auftretende Gegenspannung an der Längsinduktivität wird der Laststrom grösstenteils schon vor dem Erreichen der Eingangsspannung  $U_{DC}$  abgebaut, was sich zusätzlich positiv auf die resultierenden Ausschaltverluste auswirkt. In Abbildung 2.66 a) und b) ist das Schaltverhalten sowie die Schaltverlustleistung  $P_{IGBT}$  des IGBT-Moduls für ohmsche und kapazitive Last gezeigt.



**Abbildung 2.66:** Schaltverhalten und Verlustleistung  $P_{IGBT}$  des IGBT-Moduls a) bei ohmscher Last und a) bei Transformatorlast.

Dabei ist zu erkennen, dass während dem Einschaltvorgang durch die kapazitive Last eine höhere Stromflankensteilheit  $di_c/dt$  erreicht wird, was sich im Vergleich zum ohmsch-induktiven Schaltverhalten in größeren Einschaltverlusten  $E_{on}$  niederschlägt. Jedoch findet, wie bereits erwähnt, durch die parasitäre Kapazität  $C_d$  ein schnellerer bzw. frühzeitiger Stromabbau statt, wodurch die Ausschaltverluste  $E_{off}$  im Vergleich zum ohmschen Ausschaltvorgang wesentlich gesenkt werden. Die Schaltverluste bei ohmscher Last betragen bei der vorliegenden Messung aus Abbildung 2.66 a)  $E_{on} + E_{off} = 3042 \text{ mJ}$ , wobei  $E_{off} = 2756 \text{ mJ}$  ( $\approx 90\%$ ) den Ausschaltverlusten entsprechen. Bei Verwendung des Pulstransformators sinken die Schaltverluste auf  $E_{on} + E_{off} = 1243 \text{ mJ}$ , wo-

bei nur noch  $E_{off} = 964 \text{ mJ}$  ( $\approx 78 \%$ ) während dem Ausschaltvorgang anfallen. Die Schaltverluste können somit beim Leistungsmodulator um  $1800 \text{ mJ}$ , bzw. um  $360 \text{ W}$  bei  $f_{rep} = 200 \text{ Hz}$ , pro IGBT-Modul gesenkt werden. Folglich betragen die Schaltverluste des Leistungsmodulators beim Einsatz von vier parallel geschalteten IGBT-Modulen insgesamt noch etwa  $996 \text{ W}$  im Vergleich zur ohmschen Last mit  $2434 \text{ W}$ .

## 2.5 Realisierung von Pulsgeneratoren

### 2.5.1 Pulsgenerator-Spezifikationen

Da anhand Abschnitt 2.1.2 gegenwärtig (Stand 2008)  $1700 \text{ V}$  IGBT-Module über die höchste Schaltleistung verfügen (theoretisch  $12.24 \text{ MW}$  mit  $\hat{I}_c = 7200 \text{ A}$ ), werden für die Realisierung des  $20 \text{ MW}$  Halbleiter-Leistungsmodulator-Systems diese IGBT-Module eingesetzt. Die Eingangsspannung des Leistungsmodulators wird auf  $U_{DC} = 1000 \text{ V}$  gelegt, d.h. etwas höher als die für die technischen Angaben vom IGBT-Hersteller verwendete DC-Spannung von  $U_{DC} = 900 \text{ V}$ . Jedoch existieren Traktionsanwendungen, in denen die DC-Spannung bei  $U_{DC} = 1100 \text{ V}$  liegt. Das Spannungsübersetzungsverhältnis des anschließenden Pulstransformator liegt somit bei  $U_{pri} : U_{sek} = 1 : 170$  und der primärseitige Pulsstrom beträgt  $I_c = 20 \text{ kA}$ , wodurch vier magnetisch parallel geschaltete IGBT-Module bzw. Pulsgeneratoren benötigt werden. Unter Berücksichtigung des zusätzlichen Magnetisierungsstromes von  $\approx \pm 1000 \text{ A}$  liegt der IGBT-Spitzenstrom bei etwa  $\hat{I}_c = 5500 \text{ A}$ .

Die niedrige Eingangsspannung von  $U_{DC} = 1000 \text{ V}$  ermöglicht zusätzlich den Einsatz von Niederspannungskondensatoren, welche im Vergleich zu den Hochspannungskondensatoren (mehrere  $\text{kV}$ ) kostengünstiger sind [15]. Jedoch werden die primärseitigen Bauelemente einerseits aufgrund des hohen Pulsstromes stark belastet und andererseits muss die Serieninduktivität im Pulsgenerator wegen der nötigen Anstiegsgeschwindigkeit (vgl. Kapitel 3) klein gehalten werden. Durch Parallelschaltung mehrerer Kondensatoren können jedoch beide Effekte minimiert werden. Die benötigte gesamte Speicherkapazität  $C_{in}$  für einen maximalen Spannungsabfall von  $1 \%$  ( $= 10 \text{ V}$ ) während einer Pulsdauer von  $7.5 \mu\text{s}$  beträgt  $C_{in} = 15 \text{ mF}$  (vgl. 1.4). Wie in Kapitel 1 bereits erwähnt wurde, kann bei Einsatz zusätzlicher Kompensationsnetzwerke oder passive Netzwerke der Spannungsabfall am Kondensator  $C_{in}$  bis

zu etwa 10 % erhöht werden, ohne dass dadurch der Spannungsabfall an der Last vergrößert wird. Damit ergibt sich bei einem zulässigen Spannungseinbruch von 10 % (=100 V) die minimale Speicherkapazität von etwa  $C_{in} = 1.5 \text{ mF}$ , was  $C_{in} = 375 \text{ } \mu\text{F}$  pro Pulsgenerator entspricht.

Ebenfalls kann für die Freilaufdiode  $D_f$  aufgrund der niedrigen Eingangsspannung eine konventionelle 1700 V-Diode eingesetzt werden. Der Freilaufstrom entspricht im Minimum gerade dem Magnetisierungsstrom nach dem Puls, welcher bei etwa  $I_{mag} = 1 \text{ kA}$  ( $I_{mag} = 250 \text{ A}$  pro Pulsgenerator) liegt. Im schlimmsten Fall muss aufgrund der Streuinduktivität  $L_\sigma$  des Pulstransformators zusätzlich kurzzeitig der Laststrom geführt werden. Durch die resultierende Gegenspannung an der Streuinduktivität  $L_\sigma$  wird der Laststrom jedoch rasch abgebaut. Zudem zeigte sich in Abschnitt 2.4, dass bei kapazitiver Last die Energie/Strom in der Streuinduktivität bereits vor Beginn der Leitphase der Freilaufdiode  $D_f$  abgebaut ist und somit nur noch der Magnetisierungsstrom geführt werden muss. Dabei erfordert eine rasche Kommutierung des Magnetisierungsstromes auf die Freilaufdiode  $D_f$  einen niederinduktiven Aufbau des Freilaufpfads. Damit hohe Pulswiederholraten erreicht werden können, muss im Freilaufpfad eine entsprechende Gegenspannung aufgebaut werden. Mögliche Varianten sind die Serieschaltung von Dioden, Verwendung eines Serienwiderstandes oder eines Kondensators (vgl. Kapitel 4). In Tabelle 2.6 sind die Spezifikationen eines einzelnen Pulsgenerators nochmals aufgelistet.

**Tabelle 2.6:** Spezifikationen der vier parallelen primärseitigen Pulsgeneratoren. Die Angaben beziehen sich auf einen Pulsgenerator.

<i>Kenngrösse</i>	<i>Wert</i>
Eingangsspannung $U_{DC}$	410-1000 V
Laststrom $I_c$	5 kA
Magnetisierungsstrom $I_{mag}$	$\approx \pm 250 \text{ A}$
Freilaufstrom $I_{Df}$	$\approx 250 \text{ A}-5.25 \text{ kA}$
Speicherkapazität $C_{in}$	640 $\mu\text{F}$
Übersetzungsverhältnis $U_{pri} : U_{sek}$	1:170

## 2.5.2 Komponentenauswahl, Designkriterien und Realisierung

Die Wahl der niedrigen Eingangsspannung resultiert in den Pulsgeneratoren in hohe Lastströme, weshalb ein niederinduktiver Aufbau mit niederinduktiven Bauelementen realisiert werden muss. Für die Speicherkondensatoren zeichnen sich vor allem Folienkondensatoren durch deren geringen ESR- und ESL-Werte sowie hoher Strombelastbarkeit aus. Pro Pulsgenerator wurden vier parallel geschaltete 160  $\mu\text{F}$ -1350 V-Folienkondensatoren von Vishay ausgewählt, wobei die gesamte Eingangskapazität nun bei  $C_{in} = 2.54 \text{ mF}$  liegt und somit einen Pulsabfall von  $\Delta S = 6\%$  ergibt. Der äquivalente Serienwiderstand pro Kondensator liegt bei  $ESR < 3 \text{ m}\Omega$  bei 1 kHz bzw.  $ESR < 8 \text{ m}\Omega$  bei 100 kHz und die Serieninduktivität bei  $ESL < 50 \text{ nH}$ , wobei ein maximaler Pulsstrom von  $\hat{I} = 10 \text{ kA}$  spezifiziert ist.

Zur Minimierung der Längs- bzw. Leitungsinduktivität des Pulsgenerators wird die Verschiebung dreilagig (+,-,+) über die gesamte IGBT-Modulbreite von  $b_{leit,gen} = 190 \text{ mm}$  ausgeführt, wobei die Kupferleiter nur durch eine  $d_{iso,leit} = 0.1 \text{ mm}$  starke Mylarfolie isoliert werden. Der mittlere Abstand zwischen den Lagen beträgt somit etwa  $d_{leit,gen} = 0.2 \text{ mm}$ . Mit einer Leitungslänge des Pulsgenerators von  $l_{leit,gen} = 300 \text{ mm}$  berechnet sich die Leitungsinduktivität pro Pulsgenerator anhand Gleichung (2.25) zu  $L_{leit,gen} = 0.2 \text{ nH}$  (sekundärseitig =  $6 \mu\text{H}$ ).

$$\begin{aligned} L_{leit,gen} &= \mu_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{h_{leit,gen} l_{leit,gen}}{b_{leit,gen}} \\ &= \mu_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{0.2 \text{ mm} 300 \text{ mm}}{190 \text{ mm}} = 0.2 \text{ nH} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Beim *Modulator III* wurde zur einfacheren Montage sowie einfacheren Durchführung durch den Tank die Verbindung zwischen Pulsgenerator und Transformator als flexible Zuleitung mit einer Länge von ebenfalls  $l_{leit} = 300 \text{ mm}$  und einer Breite von  $b_{leit} = 80 \text{ mm}$  realisiert. Aufgrund der flexiblen Leiterführung beträgt der Abstand zwischen den Leitern im Mittel etwa  $d_{leit} = 1\text{-}2 \text{ mm}$ , woraus sich die Zuleitungsinduktivität zwischen Pulsgenerator und Transformator zu  $L_{leit} = 5\text{-}10 \text{ nH}$  berechnet (sekundärseitig =  $144\text{-}288 \mu\text{H}$  pro Pulsgenerator)!

Analog dazu lässt sich die parasitäre Kapazität der Verschiebung des Pulsgenerators und der Verbindung zwischen Pulsgenerator und Transformator berechnen; es folgt jeweils eine parasitäre Kapazität von  $C_{leit,gen} = 15 \text{ nF}$  (sekundärseitig =  $0.5 \text{ pF}$ ) und  $C_{leit} = 1.3 \text{ nF}$ , wobei für Mylar eine relative Permittivität von  $\varepsilon_r = 3$  angenommen wurde. Die parasitäre Kapazität des Pulsgenerators kann somit wie erwartet für die Dimensionierung des Pulstransformators vernachlässigt werden (vgl. Kapitel 3).

$$\begin{aligned} C_{leit,gen} &= \varepsilon \cdot 2 \cdot \frac{b_{leit,gen} \cdot l_{leit,gen}}{h_{leit,gen}} \\ &= \varepsilon \cdot 2 \cdot \frac{190 \text{ mm} \cdot 300 \text{ mm}}{0.2 \text{ mm}} = 15 \text{ nF} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Mit einer internen Induktivität des IGBT-Moduls von  $L_{IGBT} = 10 \text{ nH}$  und den vier parallelen Speicherkondensatoren liegt die Längsinduktivität des Pulsgenerators somit bei etwa  $L_{gen} \approx 30 \text{ nH}$  bzw. für den *Modulator III* aufgrund der flexiblen Zuleitung bei  $L_{gen} = 35\text{-}40 \text{ nH}$ . Für vier magnetisch parallel geschaltete Pulsgeneratoren entspricht dies einer resultierenden Pulsgeneratorinduktivität von  $L_{gen} \approx 8 \text{ nH}$  (sekundärseitig =  $231 \text{ }\mu\text{H}$ ) bzw.  $L_{gen} = 9\text{-}10 \text{ nH}$  (sekundärseitig =  $260\text{-}290 \text{ }\mu\text{H}$ ).

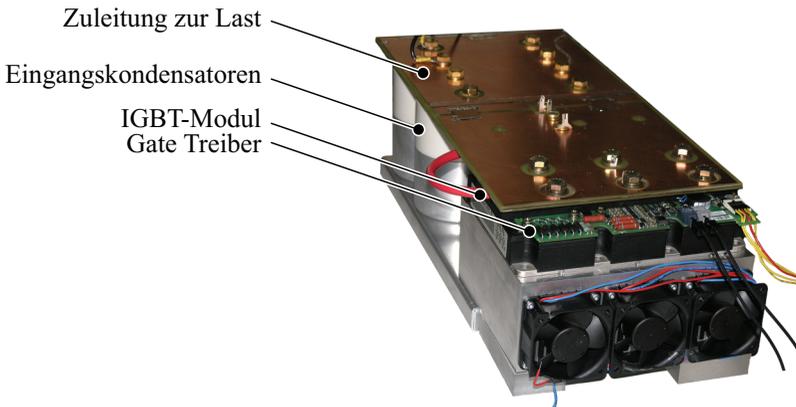


Abbildung 2.67: Realisierung des Pulsgenerators *Modulator I*.

Insgesamt wurden in dieser Arbeit drei Pulsgeneratoren, *Modulator I-III*, aufgebaut. Der in Abbildung 2.67 gezeigte *Modulator I* diente hauptsächlich als Teststand für die IGBT-Module und die Gatetreiber zur Optimierung des Schaltverhaltens mit hohen Flankensteilheiten. Des Weiteren wurde der Aufbau zur Messung von Kernverlusten an Muster-

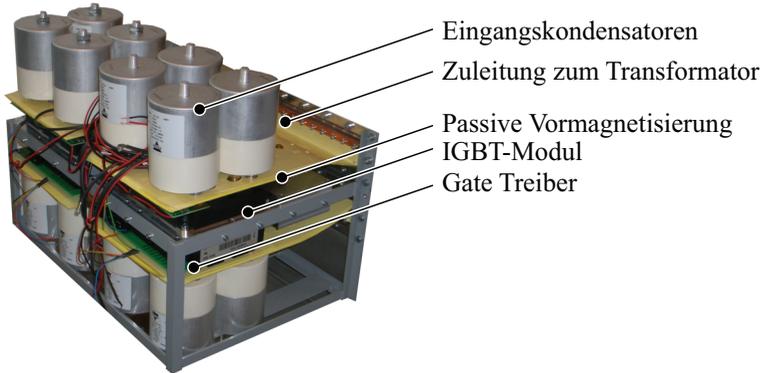


Abbildung 2.68: Realisierung des Pulsgenerators *Modulator II*.

Tabelle 2.7: Eingesetzte Bauelemente im Pulsgenerator *Modulator I*.

Bauelement	Typ	Hersteller
IGBT-Modul $S_M$	FZ2400R17KF6C_B2	EUPEC
Diode $D_f$	SKKE 330F	Semikron
Kondensator $C_{in}$	HDMKP 1.35-160	Vishay
Entwärmung	forcierte Luftkühlung	

Tabelle 2.8: Eingesetzte Bauelemente im Pulsgenerator *Modulator II*.

Bauelement	Typ	Hersteller
IGBT-Modul $S_M$	FZ3600R17KE3	EUPEC
Diode $D_f$	APTDF430U100G	Microsemi
Entwärmung	Wasserkühlung	

kernen (vgl. Abschnitt 3.8) und Inbetriebnahme der aktiven Vormagnetisierung (vgl. Abschnitt 4.3) eingesetzt. Die verwendeten Bauelemente von *Modulator I* sind in Tabelle 2.7 aufgelistet.

Anschliessend wurde der erste Prototyp des Gesamtsystems, bestehend aus *Modulator II* mit vier parallelen IGBT-Modulen (vgl. Abbildung 2.68) und dem Pulstransformator, realisiert. Dabei wurden für den *Modulator II* bis auf die Freilaufdioden  $D_f$  dieselben Bauelemente wie für den *Modulator I* verwendet (vgl. Tabelle 2.8). Mit Hilfe des Gesamtsystems konnte die Dimensionierung des Pulstransformators (vgl. Kapitel 3), die Funktion der passiven Vormagnetisierung (vgl. Kapitel 4) sowie die Parallelisierung der IGBT-Module (vgl. Abschnitt 2.3) analysiert und verifiziert werden.

Durch den Aufbau des schlussendlichen *Modulators III* aus Abbildung 2.69 konnte der mechanische Aufbau, die Montage und die Leiterisolation wesentlich verbessert und vereinfacht werden. Zusätzlich wurde das System durch eine aktive Vormagnetisierungsschaltung erweitert, wodurch auch die Regelung zur symmetrischen Kernaussteuerung getestet werden konnte.

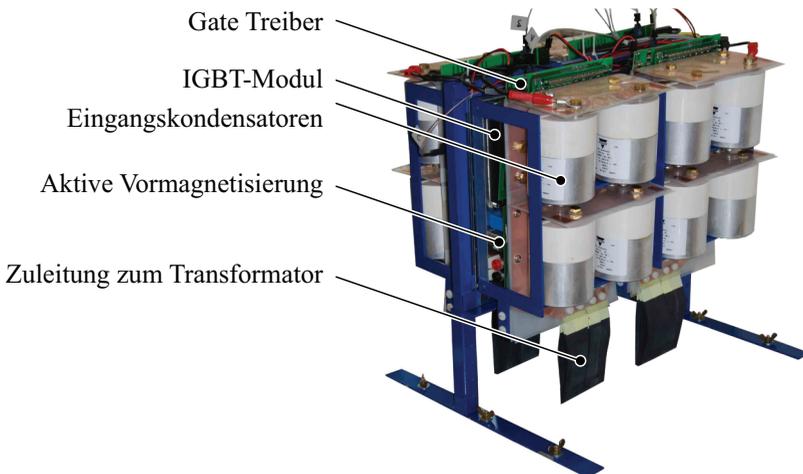


Abbildung 2.69: Realisierung Pulsgenerator *Modulator III*.

# Kapitel 3

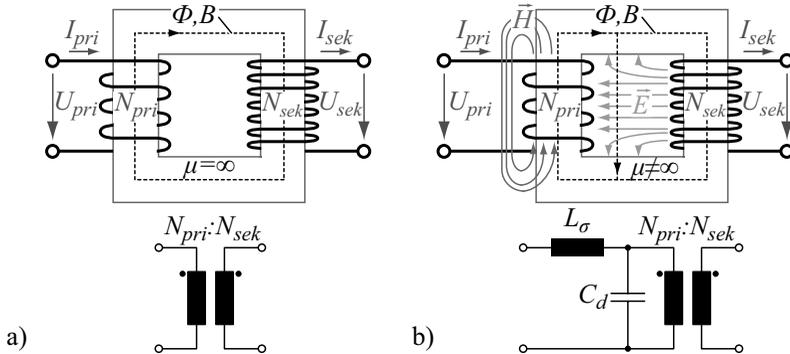
## Pulstransformator

Durch magnetische Verkopplung von zwei oder mehreren Wicklungen, beruhend auf dem Induktionsgesetz, ermöglicht der ideale Transformator in Abhängigkeit der Windungsverhältnisse die Übersetzung von Spannungen und Strömen, wobei deren Produkt konstant bleibt (vgl. Abbildung 3.1 a) und Gleichung (3.1)).

$$U_{sek} = \frac{N_{sek}}{N_{pri}} U_{pri}, \quad P_{sek} = P_{pri} \quad \Rightarrow \quad I_{sek} = \frac{N_{pri}}{N_{sek}} I_{pri} \quad (3.1)$$

Dadurch findet der Transformator beispielsweise Anwendung in der Energieübertragung zum Hoch-/Tiefsetzen der Spannung, zur Impedanzanpassung mit maximaler Energieübertragung, zum Einstellen der korrekten abgegebenen Leistung an eine Last mit definierten Spannungs- und Stromwerten oder zur Vorzeichenumkehr (positive und negative Spannungen) und galvanischen Trennung zwischen Quelle und Last.

In der Realität aber, werden die Übertragungseigenschaften des idealen Transformators einerseits aufgrund von nichtidealen Materialeigenschaften, wie der begrenzten magnetischen Leitfähigkeit  $\mu \neq \infty$  oder der durch die Sättigung limitierten Flussdichte  $B$  auf eine maximale Spannungszeitfläche bzw. auf eine untere Grenzfrequenz  $f_u$  eingeschränkt. Andererseits ist bei realen Transformatoren keine ideale magnetische Verkopplung der einzelnen Wicklungen erreichbar, wodurch sich der nicht verkoppelte Fluss als Serieninduktivität bzw. Streuinduktivität  $L_\sigma$  bemerkbar macht (vgl. Abbildung 3.1 b)). Des Weiteren



**Abbildung 3.1:** Konstruktiver Aufbau und Ersatzschaltbild **a)** eines idealen Transformators mit idealen Materialeigenschaften ( $\mu = \infty$ ) und **b)** eines realen Transformators mit nichtidealen Materialeigenschaften ( $\mu \neq \infty$ ) sowie teilweise resultierenden elektrischen und magnetischen Streufeldern  $\vec{E}$  bzw.  $\vec{H}$ .

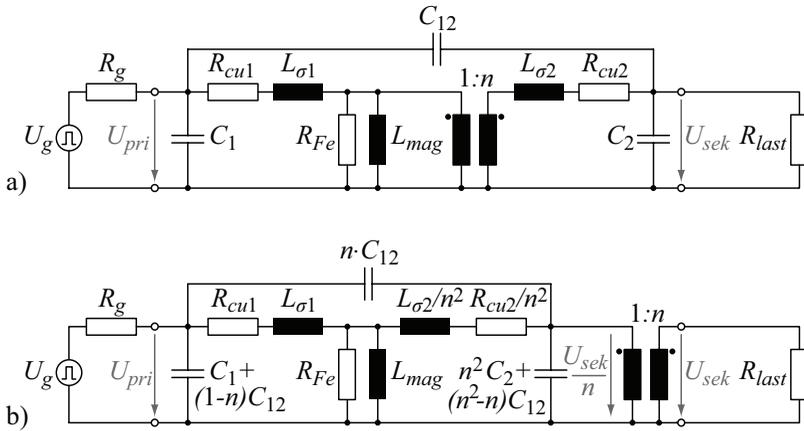
muss z.B. beim Anlegen einer Eingangsspannung zwischen den Windungen/Wicklungen und Umgebung eine bestimmte Spannungsverteilung aufgebaut bzw. ein elektrisches Feld ausgebildet werden, wobei die entsprechende nötige Ladungsverschiebung einer parasitären verteilten Kapazität  $C_d$  entspricht und in Kombination mit der Streuinduktivität  $L_\sigma$  eine obere Bandgrenze  $f_o$  des Transformators bildet (vgl. Abbildung 3.1 b)). Somit liegt basierend auf den soeben erwähnten Gründen der Arbeitsbereich des realen Transformators in Abhängigkeit der entsprechenden Dimensionierung in einem bestimmten Frequenzbereich von  $f_u$  bis  $f_o$ .

Bei Leistungsmodulatoren weisen die vom Pulsgenerator erzeugten Spannungspulse aufgrund der quasi rechteckigen Form ein breites Spektrum auf. Damit dabei der Spannungspuls möglichst ideal bzw. breitbandig an die Last übertragen wird und somit die Verformung des Spannungspulses, insbesondere der Spannungsfanken, gering bleibt, müssen beim Pulstransformator alle vorhin erwähnten Eigenschaften des realen Transformators minimiert werden. Somit stellt der Pulstransformator bei der zugrundeliegenden Modulator-topologie eine Schlüsselkomponente dar, welche schlussendlich über das Erreichen der gestellten Spezifikationen bezüglich Pulsform und Flankenzeiten des Ausgangspulses entscheidet.

Im folgenden Kapitel wird deshalb der Pulstransformator umfassend untersucht. Beginnend mit einem standardisierten Pulstransformator-Ersatzschaltbild wird anschliessend der Einfluss der parasitären Elemente  $L_\sigma$  und  $C_d$  auf die Pulsform analysiert. Nach Vereinfachung des Ersatzschaltbildes lassen sich dabei bereits erste allgemeine Grundsätze/Grundgleichungen zur Dimensionierung des Transformators bezüglich Flankenzeiten und Schwingeeigenschaften herleiten. Diese Grundgleichung erlauben es dann, verschiedene Wicklungstopologien bezüglich Pulseigenschaften gegeneinander abzuschätzen. Zur Bestimmung der mechanischen Abmessungen der geeignetsten Wicklungstopologie müssen danach die verteilte Kapazität  $C_d$  sowie die Streuinduktivität  $L_\sigma$  aus der elektrischen und magnetischen Energie bestimmt werden. Dabei wird ein analytisches Modell hergeleitet, welches es erlaubt die parasitären Elemente  $C_d$  und  $L_\sigma$  in Abhängigkeit der mechanischen Grössen auszudrücken. Nach Verifizierung der berechneten Ergebnisse durch FEM-Simulationen wird das zu Beginn eingeführte einfache Pulstransformator-Ersatzschaltbild auf das 6C-Ersatzschaltbild erweitert, welches es erlaubt gemessene Impedanz- und Spannungsverläufe in der Simulation zu reproduzieren. Bei Erdung der Primär- und Sekundärwicklungen zeigt sich anschliessend, dass das allgemeine 6C-Modell wiederum auf das zu Beginn eingeführte vereinfachte 1C-Modell zurückgeführt werden kann. Nach der Analyse der geometrisch bedingten elektrischen Parametern folgt die Untersuchung von Kernmaterialien mit deren Eigenschaften wie Permeabilität, Sättigungsflussdichte und Kernverluste. Zum Schluss wird die Dimensionierung des Pulstransformators unter Berücksichtigung der dämpfenden Wirkung des Wicklungswiderstandes, der begrenzten Einschaltdauer des IGBT-Moduls und dem nichtlinearen Lastverhalten des Klystrons durchgeführt.

### 3.1 Ersatzschaltbild des Pulstransformators

Zur Nachbildung des realen Pulstransformators durch ein elektrisches Netzwerk mit Berücksichtigung sämtlicher nieder- und hochfrequenten Eigenschaften wurden in der Literatur bereits unzählige Ersatzschaltbilder angegeben [138–140, 142–148, 156–161]. Deshalb wurde zur Vereinheitlichung 1987 das in Abbildung 3.2 gezeigte IEEE standardisierte Ersatzschaltbild für Pulstransformatoren eingeführt, welches ebenfalls für Transformatoren in breitbandigen Anwendungen verwendet werden



**Abbildung 3.2:** a) IEEE standardisiertes Ersatzschaltbild eines Pulstransformators und b) die entsprechende Alternative.

kann [141]. Dabei muss im Ersatzschaltbild zwischen Elementen unterschieden werden, welche abhängig bzw. unabhängig vom Kernmaterial sind. Zu den Letzteren zählen z.B. das Übersetzungsverhältnis  $n = N_{sek}/N_{pri}$ , die Wicklungswiderstände  $R_{cu1}$  und  $R_{cu2}$  sowie die Streuparameter  $L_{\sigma 1}$ ,  $L_{\sigma 2}$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_{12}$ , welche rein durch die mechanischen Abmessungen gegeben sind. Konsequenterweise sind im Gegensatz dazu die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  sowie der Widerstand des Kernmaterials  $R_{Fe}$  zusätzlich vom Kernmaterial abhängig.

Das alternative Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.2 b) lässt sich aus a) herleiten. Erstens können durch Impedanztransformation die sekundärseitige Streuinduktivität  $L_{\sigma 2}$  und der Wicklungswiderstand  $R_{cu2}$  auf die Primärseite gebracht werden. Anschliessend muss bei der Umrechnung der Kapazitäten die im Transformator gespeicherte elektrische Energie konstant gehalten werden. Dabei lässt sich die gespeicherte elektrische Energie  $E_{elek}$  mit den Spannungen  $U_{pri}$  und  $U_{sek}$  wie folgt durch Gleichung (3.2) und Gleichung (3.3) beschreiben.

$$\begin{aligned}
 E_{elek} &= \frac{1}{2} C_1 U_{pri}^2 + \frac{1}{2} C_2 U_{sek}^2 + \frac{1}{2} C_{12} (U_{sek} - U_{pri})^2 \\
 &= \frac{1}{2} (C_1 + C_{12}) U_{pri}^2 + \frac{1}{2} (C_2 + C_{12}) U_{sek}^2 - C_{12} U_{pri} U_{sek} \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

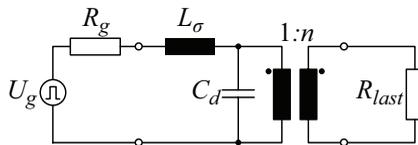
$$\begin{aligned}
 E_{elek,eq} &= \frac{1}{2}C'_1 U_{pri}^2 + \frac{1}{2}C'_2 \left( \frac{U_{sek}}{n} \right)^2 + \frac{1}{2}C'_{12} \left( \left( \frac{U_{sek}}{n} \right) - U_{pri} \right)^2 \\
 &= \frac{1}{2}(C'_1 + C'_{12})U_{pri}^2 + \frac{1}{2} \frac{(C'_2 + C'_{12})}{n^2} U_{sek}^2 - \frac{C'_{12}}{n} U_{pri} U_{sek} \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

Nun können die Kapazitäten  $C'_1$ ,  $C'_2$  und  $C'_{12}$  des alternativen Ersatzschaltbildes durch Koeffizientenvergleich bestimmt werden.

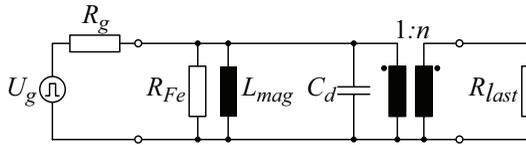
Zur vereinfachten Analyse des Pulsverhaltens bei Anregung des Pulstransformators mit einer idealen Rechteckspannung kann das Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.2 während der Anstiegszeit, dem Pulsdach und der Abfallzeit in drei unabhängige Ersatzschaltbilder aufgeteilt werden. Durch die schnelle Spannungsänderung während der Anstiegsflanke  $T_r$ , welche den hochfrequenten Anteilen des Frequenzspektrums entspricht, ist eine Vernachlässigung der niederfrequenten Reaktanzen, wie z.B. der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ , erlaubt. Das entsprechende Ersatzschaltbild bei Annahme von  $n \gg 1$  und vernachlässigbaren Wicklungsverlusten ist in Abbildung 3.3 dargestellt [138–143]. Da das Einschwingverhalten vor allem durch die erste Resonanzfrequenz des Pulstransformator bestimmt wird (vgl. Abschnitt 3.7), ist das wesentlich einfachere Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.3 vorerst ausreichend.

Nach dem Einschwingvorgang wird das Verhalten des Pulstransformators durch die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  dominiert. Somit vereinfacht sich das Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.2 während dem Pulsdach gemäss Abbildung 3.4 (vgl. [141]).

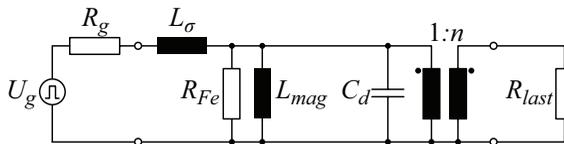
Für das Ersatzschaltbild während der Abfallzeit  $T_f$  müssen wiederum alle Komponenten berücksichtigt werden, da jede Induktivität stromführend bzw. jede Kapazität geladen ist und somit einen Einfluss auf das Ausschaltverhalten hat (vgl. Abbildung 3.5). Der tatsächliche Ver-



**Abbildung 3.3:** Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Pulstransformators während der Einschaltflanke  $T_r$ .



**Abbildung 3.4:** Das durch die niederfrequenten Komponenten bestimmte Ersatzschaltbild des Pulstransformators während dem Pulsdach.



**Abbildung 3.5:** Ersatzschaltbild des Pulstransformators während der Abfallzeit  $T_f$ .

lauf der Lastspannung während dem Ausschaltvorgang und der Entmagnetisierungsdauer wird in der Realität jedoch zusätzlich durch die äussere Beschaltung - Freilaufpfad und Schaltelement - bestimmt (vgl. Abschnitt 2.4).

## 3.2 Einfluss des Pulstransformators auf die Pulsform

Zur Analyse des Einschwingverhaltens während der Einschaltflanke wird das Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.3 verwendet [138–143]. Das Ersatzschaltbild kann dabei als gedämpften Schwingkreis oder als eine verlustlose Leitung mit Abschlusswiderstand  $R_{last}$  betrachtet werden, wobei die Flankensteilheit und das Überspringen fast ausschliesslich von  $L_\sigma$  und  $C_d$  bestimmt werden. Bei Anregung durch einen idealen Rechteckpuls kann das System durch die entsprechenden Maschen- und Knotengleichungen sowie mit Hilfe der Laplace-Transformation einfach beschrieben werden [138, 141].

$$\frac{U_g(s)}{s} = R_g I_{pri}(s) + s L_\sigma I_{pri}(s) + \frac{1}{s C_d} (I_{pri}(s) - n I_{sek}(s)) \quad (3.4)$$

$$\frac{n}{s C_d} (I_{pri}(s) - n I_{sek}(s)) = R_{last} I_{sek}(s) \quad (3.5)$$

Nach einigen Umformungen und Rücktransformation in den Zeitbereich kann die Lastspannung  $u_{last}(t)$  bei Annahme von  $n = 1$  anhand Gleichung (3.6) beschrieben werden.

$$u_{last}(t) = \frac{R_{last}}{R_g + R_{last}} U_g \left[ 1 - \exp^{-at} \left( \frac{a}{k} \sinh(kt) + \cosh(kt) \right) \right] \quad (3.6)$$

wobei  $k^2 = a^2 - b$  und

$$2a = \frac{R_g}{L_\sigma} + \frac{1}{C_d R_{last}}, \quad b = \frac{1}{L_\sigma C_d} \left( 1 + \frac{R_g}{R_{last}} \right)$$

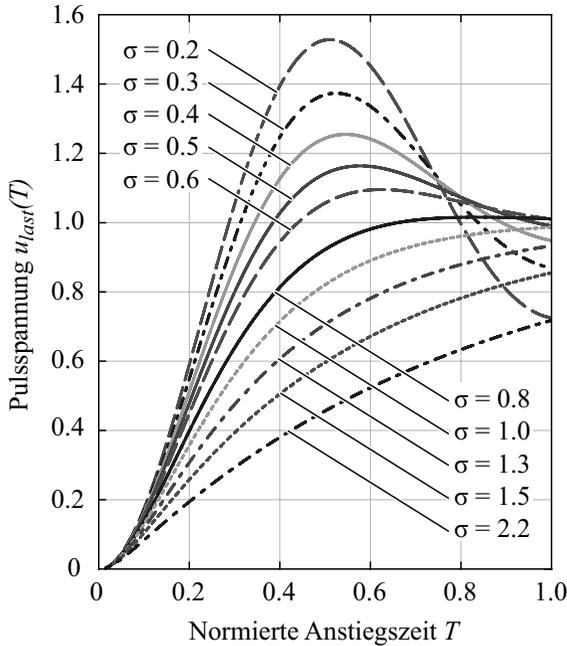
Die Dämpfungskonstante  $\sigma$  für die Gleichung (3.6) berechnet sich anhand Gleichung (3.7) und lässt sich für einen vernachlässigbaren Quellenwiderstand ( $R_g = 0 \Omega$ ) zu Gleichung (3.8) vereinfachen.

$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{b}} = \frac{C_d R_g R_{last} + L_\sigma}{2 \sqrt{R_{last} L_\sigma C_d (R_g + R_{last})}} \quad (3.7)$$

$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{b}} = \frac{1}{2 R_{last}} \sqrt{\frac{L_\sigma}{C_d}} \quad (3.8)$$

In Abbildung 3.6 ist das Einschwingverhalten bei verschiedenen Dämpfungskonstanten  $\sigma$  für vernachlässigbaren Quellenwiderstand  $R_g$  über  $T = \frac{\sqrt{b}}{2\pi} t$  aufgetragen, wobei zwischen überkritisch gedämpft ( $\sigma > 1$ ), kritisch gedämpft ( $\sigma = 1$ ) und unterkritisch gedämpft ( $\sigma < 1$ ) unterschieden wird.

Aus dem Einschwingverhalten ist ersichtlich, dass mit abnehmender Dämpfungskonstante  $\sigma$  die Anstiegszeit  $T_r$  kürzer wird, wodurch jedoch das Überschwingen zunimmt. Zur Erzielung einer kurzen Anstiegszeit  $T_r$  muss somit der schlussendliche Pulstransformator derart dimensioniert werden, dass das resultierende Überschwingen gerade noch unterhalb des spezifizierten Maximalwerts liegt.



**Abbildung 3.6:** Einschwingverhalten in Abhängigkeit der Dämpfungskonstante  $\sigma$  für vernachlässigbaren Quellenwiderstand  $R_g$  und  $T = \frac{\sqrt{L}}{2\pi} t$ .

### 3.2.1 Überspringen

Für eine angepasste Leitung bzw. angepasste Last am Transformator ( $R_{last} = \sqrt{L_\sigma/C_d}$ ) findet der grösste Leistungstransfer an die Last statt, was anhand Gleichung (3.8) in einer Dämpfungskonstante  $\sigma = 0.5$  resultiert [138]. Maximaler Leistungstransfer bedeutet zugleich, dass nur ein Minimum an Energie im Transformator gespeichert wird. Dabei lässt sich das Verhältnis der im Transformator gespeicherten Energie und der übertragenen Energie mittels der Grösse  $\beta$  gemäss Gleichung (3.9) beschreiben [138].

$$\beta = \frac{\frac{1}{2}L_\sigma I_{last}^2 + \frac{1}{2}C_d U_{last}^2}{U_{last} I_{last} T_p} \quad (3.9)$$

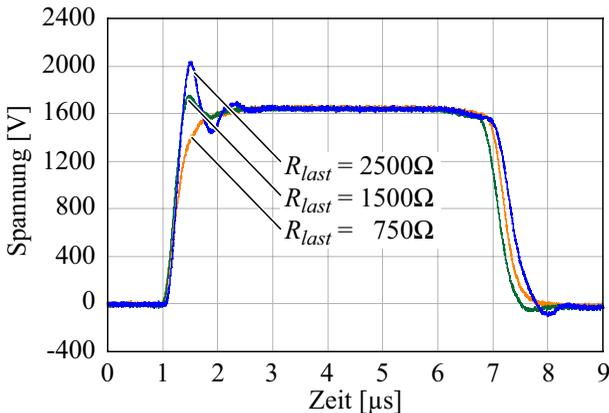
Durch Verwendung von Gleichung (3.8) und unter Annahme eines

konstanten  $L_\sigma C_d$ -Produkts ( $L_\sigma C_d = k$ ) kann die Grösse  $\beta$  anhand von Gleichung (3.10) vereinfacht werden, welche bei  $\sigma = 0.5$ , also bei Anpassung, ein Minimum liefert.

$$\beta = \left( \sigma + \frac{1}{4\sigma} \right) \frac{\sqrt{L_\sigma C_d}}{T_p} \quad (3.10)$$

Anhand Abbildung 3.6 führt jedoch eine Anpassung der Last in ein Überschwingen von etwa 16.5%, was weit über den festgelegten Spezifikationen liegt (vgl. Tabelle 1.1). Zur Einhaltung der Spezifikationen muss somit die Dämpfungskonstante  $\sigma$  erhöht werden. Dabei ist zu bemerken, dass somit eine Anpassung mit maximalem Leistungstransfer nicht mehr möglich ist. Die Erhöhung der Dämpfungskonstante  $\sigma$  kann einerseits durch die entsprechende Dimensionierung des Transformators oder andererseits durch Variation des Lastwiderstandes erreicht werden (vgl. Abbildung 3.7). Zudem ist in Abbildung 3.7 nochmals ersichtlich, dass mit zunehmender Dämpfung/abnehmendem Widerstand  $R_{last}$  die Anstiegszeit  $T_r$  verlängert wird.

Aufgrund des gegebenen äquivalenten Lastwiderstandes des Klystrons muss der Pulstransformator nun derart dimensioniert werden, sodass die Spezifikationen aus Tabelle 1.1 erfüllt werden. Bei einem maximal erlaubten Überschwingen von 3% berechnet sich die Dämpfungskon-



**Abbildung 3.7:** Einschwingverhalten für die Lastwiderstände  $R_{last} = 750 \Omega$ ,  $1500 \Omega$  und  $2500 \Omega$ .

stante für die äquivalente resistive Last von  $R_{last} = 1500 \Omega$  zu etwa  $\sigma = 0.75$  (vgl. Gleichung (3.8) und Abbildung 3.6). Folglich muss anhand Gleichung (3.8) für einen gegebenen Lastwiderstand  $R_{last}$  und eine gewünschte Dämpfungskonstante  $\sigma$  bei der Dimensionierung des Transformators ein entsprechendes Verhältnis von Streuinduktivität  $L_\sigma$  und verteilter Kapazität  $C_d$  erreicht werden (vgl. Gleichung 3.11).

$$2R_{last} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{L_\sigma}{C_d}} \quad (3.11)$$

### 3.2.2 Flankensteilheit

Die Anstiegszeit  $T_r$  lässt sich anhand Gleichung (3.12) durch das Produkt von Streuinduktivität  $L_\sigma$  und verteilter Kapazität  $C_d$  ausdrücken. In Abhängigkeit der Dämpfungskonstante  $\sigma$  muss die Zeit  $T_{10\%-90\%}$ , bei welcher die Spannung  $u_{last}(t)$  von 10% auf 90% ansteigt (vgl. Abbildung 3.6), mitberücksichtigt werden. Die Anstiegskonstante  $T_{10\%-90\%}$  berechnet sich für  $\sigma = 0.75$  zu  $T_{10\%-90\%} = 0.365$ .

$$T = \frac{\sqrt{b}}{2\pi}t, \quad T_r = 2\pi T_{10\%-90\%} \sqrt{L_\sigma C_d} \quad (3.12)$$

Damit eine Anstiegszeit von mindestens  $T_r = 700$  ns erreicht werden kann, darf das Produkt aus  $L_\sigma$  und  $C_d$  nicht grösser als  $9.32 \cdot 10^{-14}$  sein. Durch die Vorgabe der ohmschen Last von  $R_{last} = 1500 \Omega$  ergeben sich zusätzlich die maximalen sekundärseitigen Werte für die Streuinduktivität und die verteilte Kapazität zu  $L_\sigma = 687 \mu\text{H}$  respektive  $C_d = 136 \text{ pF}$ .

### 3.2.3 Dimensionierungsbedingungen

Zusammenfassend muss bei der Dimensionierung des Pulstransformators zur Einhaltung des maximal erlaubten Überschwingens ein genaues Verhältnis von Streuinduktivität  $L_\sigma$  und verteilter Kapazität  $C_d$  erreicht werden. Dabei ist zu beachten, dass bei der Dimensionierung des Pulstransformators für das Gesamtsystem zusätzlich zu  $L_\sigma$  und  $C_d$  ebenfalls die Längsinduktivität  $L_{gen}$  des Pulsgenerators sowie die Kapazität  $C_{last}$  der Last mitberücksichtigt werden (vgl. Gleichung (3.13)). Bei einer primärseitigen Längsinduktivität  $L_{gen} \approx 8 \text{ nH}$  von vier parallelen Pulsgeneratoren und dem Übersetzungsverhältnis von 1 : 170 resultiert

bereits eine sekundäre Induktivität von  $L_{gen,sek} = 231 \mu\text{H}$ , wobei nur noch  $456 \mu\text{H}$  für die Streuinduktivität  $L_\sigma$  übrig bleiben! Ebenfalls beträgt die Kapazität des Klystrons bereits etwa  $C_{last} = 40\text{-}120 \text{ pF}$ , wodurch auch der kapazitive Beitrag des Pulstransformators klein gehalten werden muss [142, 149, 228].

$$2R_{last} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{L_\sigma + L_{gen}}{C_d + C_{last}}}$$

$$T_r = 2\pi T_{10\%-90\%} \sqrt{(L_\sigma + L_{gen})(C_d + C_{last})} \quad (3.13)$$

Bei der abschliessenden Dimensionierung des Pulstransformators lässt sich das Verhältnis von  $L_\sigma$  zu  $C_d$  durch die mechanischen Abmessungen, also die Wicklungshöhe, die Distanz zwischen Wicklungen und den Wicklungsumfang bestimmen (vgl. Abschnitt 3.6). Das Produkt von  $L_\sigma$  und  $C_d$  wird dabei von der Wicklungstopologie bestimmt und ist für diese näherungsweise konstant [138]. Damit die festgelegten Spezifikationen erreicht werden können, muss somit beim Dimensionierungsverfahren zuerst diejenige Wicklungstopologie gefunden werden, für welche das  $L_\sigma C_d$ -Produkt am kleinsten ist und somit die schnellste Anstiegszeit  $T_r$  erreicht werden kann. Anschliessend erfolgt die Festlegung der mechanischen Abmessungen des Pulstransformators, damit ein Überschwingen von 3% nicht überschritten wird.

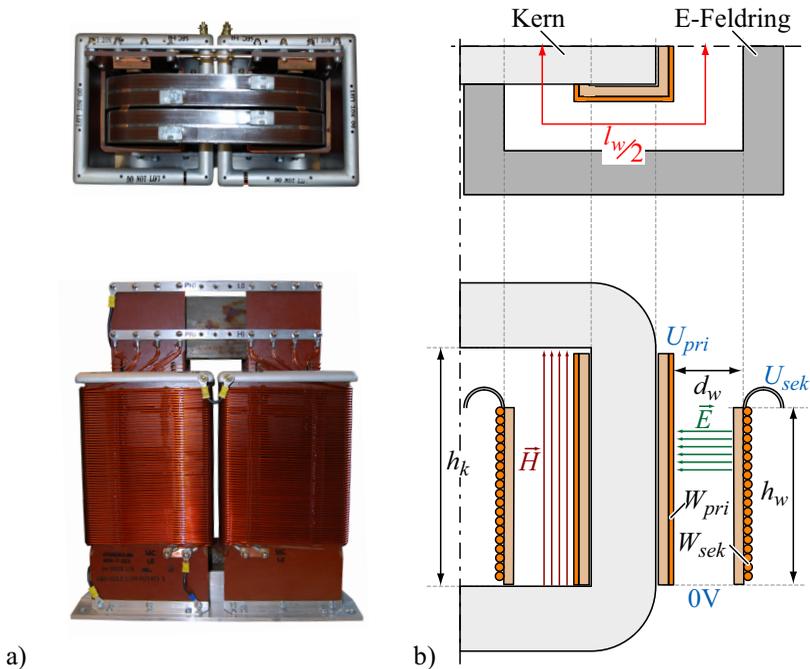
### 3.3 Wicklungstopologien

Im folgenden Abschnitt werden nun verschiedene Wicklungstopologien bezüglich des  $L_\sigma C_d$ -Produkts verglichen. Dabei werden die Streuinduktivität  $L_\sigma$  und die verteilte Kapazität  $C_d$  mittels Vereinfachungen über die im magnetischen und elektrischen Feld  $\vec{H}$  bzw.  $\vec{E}$  gespeicherten Energien abgeschätzt und schliesslich die Wicklungstopologie mit dem kleinsten  $L_\sigma C_d$ -Produkt weiterverfolgt.

#### 3.3.1 Parallelwicklung

Die Wicklungstopologie mit parallelen Wicklungen ist die bekannteste Wicklungsart. Bei einem Transformator mit Primär- und Sekundärwicklung  $W_{pri}$  bzw.  $W_{sek}$  liegen dabei die beiden Wicklungen meist in Lagen

übereinander gewickelt. Zur Reduktion der Streuinduktivität  $L_\sigma$  können bei geringen Spannungen die Lagen von Primär- und Sekundärwicklung auch verschachtelt werden. Gerade wegen des einfachen Aufbaus wird die Wicklungstopologie mit parallelen Wicklungen oft bei Pulstransformatoren eingesetzt. Jedoch können die Wicklungen aufgrund der hohen Spannungen nicht direkt übereinander gewickelt, sondern müssen in einem definierten Abstand  $d_w$  auf zwei verschiedenen Trägern angeordnet werden. In Abbildung 3.8 ist ein Foto eines bestehenden Pulstransformators mit parallelem Wicklungsaufbau und eine entsprechende Skizze eines Schenkels des Pulstransformators gezeigt. Im Allgemeinen werden beide Schenkel des Transformator Kerns bewickelt, was bei einer anschließenden sekundären Parallelschaltung die Streuinduktivität  $L_\sigma$  halbiert, jedoch die verteilte Kapazität  $C_d$  verdoppelt.



**Abbildung 3.8:** a) Foto eines bestehenden Pulstransformators mit parallelen Wicklungen und b) Skizze vom Querschnitt des Pulstransformators.

Von den parallelen Wicklungen bildet die Primärwicklung  $W_{pri}$ , (Niederspannungswicklung), die innere Wicklung und ist auf einem Träger direkt um den Kern gewickelt. Aufgrund des zum Teil hohen pulsformigen Primärstromes  $I_{pri}$  besteht die Primärwicklung  $W_{pri}$  entweder aus mehreren parallelen Rundleitern oder aus einer breiten Folienwicklung. Bei Verwendung von Rund- oder Folienleitern muss zur Minimierung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  darauf geachtet werden, dass die gesamte Schenkelhöhe  $h_k$  bewickelt wird und eine homogene Stromverteilung garantiert werden kann. Die Sekundärwicklung  $W_{sek}$ , welche auf einen weiteren Träger gewickelt wird, umgibt die Primärwicklung  $W_{pri}$  in einem definierten Abstand  $d_w$ , damit die geforderte Spannungsfestigkeit realisiert werden kann. Grundsätzlich besteht die Sekundärwicklung  $W_{sek}$  aufgrund des kleineren Spitzenstromes  $I_{sek}$  aus einem einlagigen Rundleiter. Zur Bildung eines homogenen elektrischen Feldes  $\vec{E}$  gegenüber der Primärwicklung und dem Kern sowie zur Reduktion der resultierenden Feldstärke wird das Wicklungsende mit hohem Potential mit einem breiten Feldleitring abgeschlossen, der zugleich die letzte Windung darstellt. Dabei ist zu beachten, dass der Feldleitring an einer Stelle aufgetrennt bleibt, damit der Transformator nicht kurzgeschlossen wird.

### Berechnung des $L_\sigma C_d$ -Produkts

Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, kann die mit der gewählten Wicklungstopologie erreichbare Flankensteilheit  $T_r$  durch das Produkt von  $L_\sigma$  und  $C_d$  abgeschätzt werden. Die Streuinduktivität  $L_\sigma$  sowie die verteilte Kapazität  $C_d$  lassen sich dabei aus der im elektrischen bzw. magnetischen Feld gespeicherten Energie  $E_{elek}$  bzw.  $E_{mag}$  berechnen.

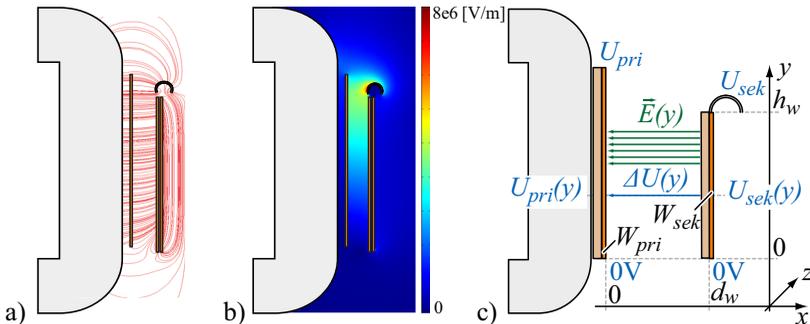
$$\begin{aligned} E_{elek} &= \frac{1}{2} \int_V \vec{D} \cdot \vec{E} \, dV = \frac{1}{2} \varepsilon \int_V \vec{E}^2 \, dV \\ &\equiv \frac{1}{2} C_d \cdot U_{pri}^2 \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} E_{mag} &= \frac{1}{2} \int_V \vec{B} \cdot \vec{H} \, dV = \frac{1}{2} \mu \int_V \vec{H}^2 \, dV \\ &\equiv \frac{1}{2} L_\sigma \cdot I_{pri}^2 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Allgemein muss dabei zur Bestimmung der gespeicherten elektrischen und magnetischen Energie die dreidimensionale Verteilung der entsprechenden Feldstärke bekannt sein, welche mit zeitaufwändigen numerischen 3D-FEM-Simulationen berechenbar wäre. Da jedoch die Feldlinien, wie anschliessend noch gezeigt wird, hauptsächlich parallel zur Querschnittsfläche des Pulstransformators verlaufen, kann die Energiedichte  $E'_{elek}$  und  $E'_{mag}$  in der jeweiligen Querschnittsfläche hergeleitet werden. Zur endgültigen Bestimmung der Gesamtenergien  $E_{elek}$  bzw.  $E_{mag}$  muss anschliessend die berechnete Energiedichte mit dem mittleren Wicklungsumfang  $l_w$  multipliziert werden (vgl. Abbildung 3.8).

Zur Berechnung der verteilten Kapazität  $C_d$  aus dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  werden die Rundleiter der Primär- und Sekundärwicklung durch einen rechteckigen Folienleiter mit denselben Abmessungen und linearer Spannungsverteilung ersetzt (vgl. Abbildung 3.9). Die Spannungen  $U_{pri}(y)$  und  $U_{sek}(y)$  in Abhängigkeit der Position  $y$  berechnen sich bei Annahme von geerdeten Wicklungsenden ( $\Delta U(y) = U_{sek}(y) - U_{pri}(y)$ ) anhand von Gleichung (3.16).

$$\begin{aligned} U_{pri}(y) &= \frac{y}{h_w} U_{pri} \\ U_{sek}(y) &= \frac{y}{h_w} U_{sek} \end{aligned} \quad (3.16)$$



**Abbildung 3.9:** a) Feldlinien und b) Feldstärke des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  sowie c) Berechnung der verteilten Kapazität  $C_d$  aus dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  für parallele Wicklungen und lineare Spannungsverteilung.

Die Feldlinien des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  im Raum zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  verlaufen dabei aufgrund des Spannungsgefälles in etwa senkrecht zu den beiden Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  (vgl. Abbildung 3.9 a) und c)). Folglich kann die elektrische Feldstärke  $\vec{E}(y)$  an der Position  $y$  vereinfacht durch Verwendung von Gleichung (3.16) und des Windungsverhältnisses  $n = \frac{N_{sek}}{N_{pri}}$  berechnet werden.

$$\Delta U(y) = \int_0^{d_w} \vec{E}(y) dx \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} |\vec{E}(y)| &= \frac{\Delta U(y)}{d_w} = \frac{U_{sek}(y) - U_{pri}(y)}{d_w} \\ &= \frac{(U_{sek} - U_{pri}) \cdot y}{h_w \cdot d_w} \\ &= \frac{U_{pri} \cdot (n - 1) \cdot y}{h_w \cdot d_w} \\ &\approx \frac{U_{pri} \cdot n \cdot y}{h_w \cdot d_w} = \frac{U_{sek} \cdot y}{h_w \cdot d_w} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Unter Annahme eines homogenen Aufbaus mit einem mittleren Umfang  $l_w$  kann die elektrische Energie  $E_{elek}$  zwischen den beiden Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  sowie die entsprechende primärseitige verteilte Kapazität  $C_d$  mit Hilfe von Gleichung (3.14) und (3.18) für einen Schenkel bestimmt werden.

$$\begin{aligned} E_{elek} &= \frac{1}{2} \varepsilon \int_V \vec{E}(y)^2 dV = \frac{1}{2} \varepsilon \int_0^{l_w} \int_0^{h_w} \int_0^{d_w} \left( \frac{U_{sek} \cdot y}{h_w \cdot d_w} \right)^2 dx dy dz \\ &= \frac{1}{6} \varepsilon U_{sek}^2 \cdot \left( \frac{l_w \cdot h_w}{d_w} \right) = \frac{1}{2} C_d \cdot U_{pri}^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$C_{d,parallel} = \frac{1}{3} \cdot \varepsilon \cdot n^2 \cdot \left( \frac{l_w \cdot h_w}{d_w} \right) \quad (3.20)$$

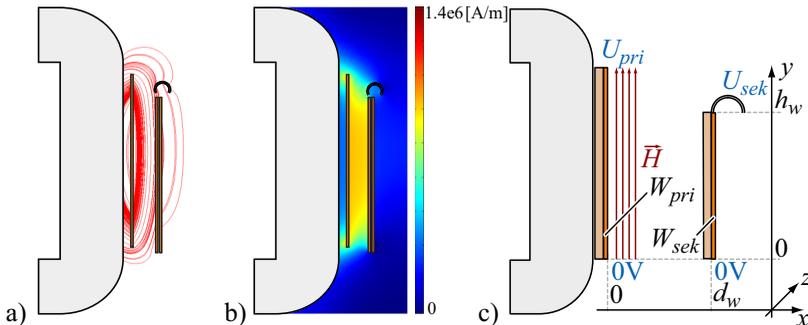
Auf dieselbe Weise wie die verteilte Kapazität  $C_d$  lässt sich die Streuinduktivität  $L_\sigma$  zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  berechnen. Wiederum werden die Rundleiter durch einen Leiter mit denselben

Abmessung ersetzt, wobei darin eine homogene Stromverteilung angenommen wird. Für die senkrecht zur Zeichenebene fließenden Ströme verlaufen die Feldlinien des magnetischen Feldes  $\vec{H}$  annähernd parallel zu den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  (vgl. Abbildung 3.10 a) und c)). Mittels des Ampère'schen Durchflutungssatzes und der Annahme verschwindender Feldstärke  $\vec{H}$  im Kern ( $\mu = \infty$ ) kann das magnetische Feld  $\vec{H}$  durch den Primärstrom  $I_{pri}$  ausgedrückt werden.

$$N_{pri} \cdot I_{pri} = \oint \vec{H} \, dl \quad (3.21)$$

$$|\vec{H}| = \frac{N_{pri} I_{pri}}{h_k} \quad (3.22)$$

Mit Hilfe von Gleichung (3.15) berechnet sich die zwischen den beiden Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  gespeicherte magnetische Energie  $E_{mag}$  für einen homogenen Aufbau der Länge  $l_w$  gemäss Gleichung (3.23), woraus schlussendlich die Streuinduktivität  $L_\sigma$  für einen Schenkel bestimmt werden kann.



**Abbildung 3.10:** a) Feldlinien und b) Feldstärke des magnetischen Feldes  $\vec{H}$  zwischen den parallelen Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  und c) Berechnung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  aus dem magnetischen Feld  $\vec{H}$  für parallele Wicklungen und homogene Stromverteilung.

$$\begin{aligned}
 E_{mag} &= \frac{1}{2}\mu \int_V \vec{H}^2 dV = \frac{1}{2}\mu \int_0^{l_w} \int_0^{h_k} \int_0^{d_w} \left( \frac{N_{pri} I_{pri}}{h_k} \right)^2 dx dy dz \\
 &= \frac{1}{2}\mu (N_{pri} I_{pri})^2 \frac{l_w \cdot d_w}{h_k} = \frac{1}{2}\mu L_\sigma I_{pri}^2 \quad (3.23)
 \end{aligned}$$

$$L_{\sigma,parallel} = \mu \frac{N_{pri}^2 \cdot l_w \cdot d_w}{h_k} \quad (3.24)$$

Unter Berücksichtigung beider Schenkel, würde eine sekundäre Parallelschaltung zu einer Verdoppelung der verteilten Kapazität  $C_d$  und zu einer Halbierung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  führen. Somit entspricht das  $L_\sigma C_d$ -Produkt eines Schenkels gerade dem  $L_\sigma C_d$ -Produkt für den gesamten Pulstransformator; durch Parallelschaltung kann also keine Verbesserung der Anstiegszeit  $T_r$  erzielt werden (vgl. Abschnitt 3.4).

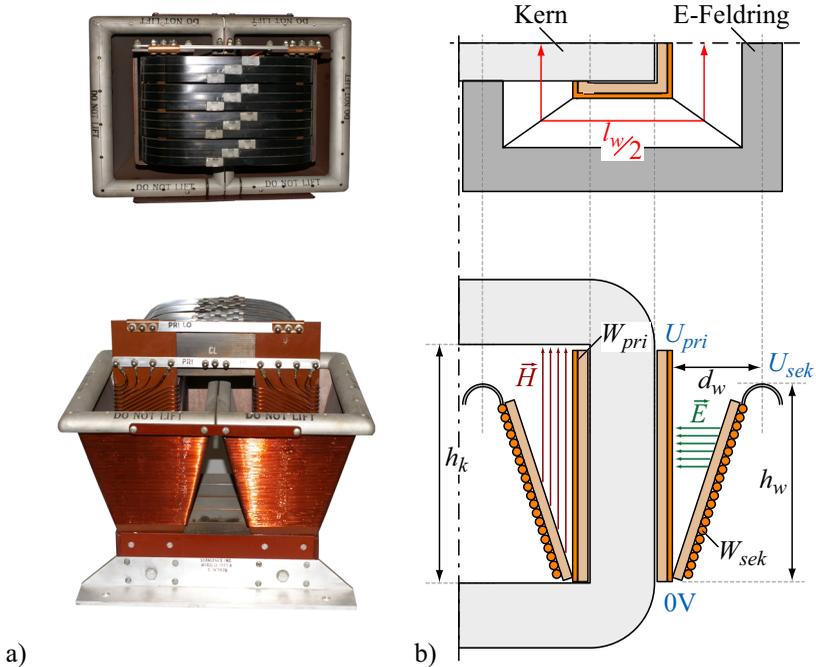
$$L_{\sigma,parallel} C_{d,parallel} = \frac{1}{3} \cdot \varepsilon \mu \frac{N_{sek}^2 \cdot l_w^2 \cdot h_w}{h_k} \quad (3.25)$$

### 3.3.2 Trichterwicklung

Aufgrund der linearen Spannungsverteilung an den parallelen Wicklungen des Pulstransformators tritt nur am oberen Ende der Sekundärwicklung die volle Sekundärspannung gegenüber der Primärwicklung auf; die Differenzspannung nimmt, wie im vorangehenden Abschnitt gesehen, linear zum unteren Ende hin ab. Aufgrund des konstanten Abstandes der beiden parallelen Wicklungen resultiert eine entsprechende lineare Abnahme der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}(y)$ .

$$\Delta U(y) = \int_0^{d_w} \vec{E}(y) dx \quad \Rightarrow \quad \vec{E}(y) = \frac{\Delta U(y)}{d_w} \quad (3.26)$$

Bei Einhaltung einer maximal zulässigen Feldstärke  $\vec{E}$  kann somit der Abstand  $d_w$  zwischen Primär- und Sekundärwicklung entsprechend der Spannung  $\Delta U$  linear kleiner werden, was zum Pulstransformator mit Trichterwicklung führt [138, 140, 142]. In Abbildung 3.11 ist ein Foto eines bestehenden Pulstransformators mit Trichterwicklung und der entsprechenden Skizze vom Querschnitt gezeigt. Der wesentliche Vorteil



**Abbildung 3.11:** a) Foto eines bestehenden Pulstransformators mit Trichterwicklung und b) Skizze vom Querschnitt des Pulstransformators.

der Trichterwicklung gegenüber den Parallelwicklung liegt darin, dass durch den variablen Wicklungsabstand  $d_w(y)$  das magnetische Streuvolumen  $V$  zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  halbiert werden kann. Jedoch muss aufgrund der steigenden elektrischen Feldstärke eine etwas grössere Kapazität  $C_d$  in Kauf genommen werden.

### Berechnung des $L_\sigma C_d$ -Produkts

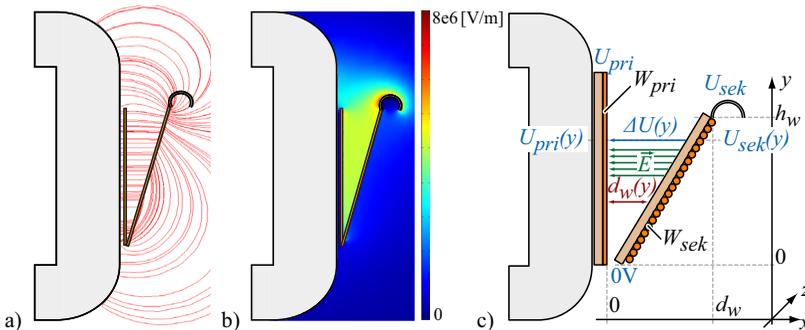
Wie beim Transformator mit parallelen Wicklungen berechnen sich die parasitären Elemente  $C_d$  und  $L_\sigma$  über die gespeicherten elektrischen und magnetischen Energien zwischen den Wicklungen, wobei wiederum die Rundleiter durch rechteckige Leiter ersetzt werden. Die Feldlinien des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  verlaufen dabei näherungsweise parallel

zur x-Achse (vgl. Abbildung 3.12 a) und c)). Der lineare Anstieg des Abstands  $d_w(y)$  zwischen den Wicklungen sowie der Spannungsdifferenz  $\Delta U(y)$  führt gemäss Gleichung (3.26) zu einer konstanten elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$ . Daraus lassen sich die elektrische Energie  $E_{elek}$  und die verteilte Kapazität  $C_d$  für eine trichterförmige Wicklung einfach berechnen.

$$\begin{aligned}
 E_{elek} &= \frac{1}{2} \varepsilon \int_V \vec{E}^2 \, dV = \frac{1}{2} \varepsilon \int_0^{l_w} \int_0^{h_w} \int_0^{\frac{d_w}{h_w} y} \left( \frac{U_{sek}}{d_w} \right)^2 \, dx \, dy \, dz \\
 &= \frac{1}{4} \varepsilon U_{sek}^2 \cdot \left( \frac{l_w \cdot h_w}{d_w} \right) = \frac{1}{2} C_d \cdot U_{pri}^2 \tag{3.27}
 \end{aligned}$$

$$C_{d, trichter} = \frac{1}{2} \cdot \varepsilon \cdot n^2 \cdot \left( \frac{l_w \cdot h_w}{d_w} \right) \tag{3.28}$$

Zur Berechnung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  wird angenommen, dass zwischen den trichterförmigen Wicklungen, wie bei den parallelen Wicklungen, eine konstante magnetische Feldstärke  $\vec{H}$  herrscht und die Feldlinien parallel zur Wicklung  $W_{pri}$  verlaufen (vgl. Abbildung 3.13). Anhand von FEM-Simulationen hat sich gezeigt, dass die effektive magnetische Feldstärkenverteilung durch eine konstante magnetische Feld-



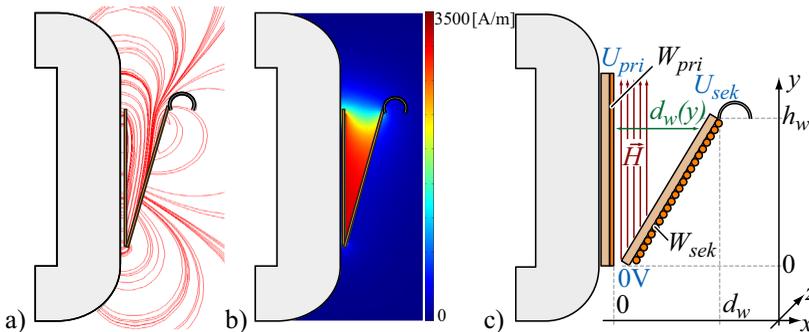
**Abbildung 3.12:** a) Feldlinien und b) Feldstärke des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  zwischen den trichterförmigen Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  und c) Berechnung der verteilten Kapazität  $C_d$  aus dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  für trichterförmige Wicklungen und linearer Spannungsverteilung.

stärke zwischen den Wicklungen gut approximiert werden kann, solange der Öffnungswinkel des Trichters bzw.  $d_w/h_w$  klein ist. Bei grösseren Öffnungswinkeln nimmt die Flussdichte  $\vec{B}$  und entsprechend die magnetische Feldstärke  $\vec{H} = \vec{B}/\mu$  bei konstantem Streufluss und grösser werdendem Wicklungsabstand  $d_w(y)$  ab, was bei der Berechnung der magnetischen Energie berücksichtigt werden muss. Bei Annahme eines kleinen Öffnungswinkels bzw.  $d_w/h_w \ll 1$  ergibt sich jedoch die mittlere magnetische Feldstärke  $|\vec{H}|$  gemäss Gleichung (3.29).

$$|\vec{H}| = \frac{N_{pri} I_{pri}}{h_k} \quad (3.29)$$

Mit der gegebenen magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  resultieren die gespeicherte magnetische Energie  $E_{mag}$  und die Streuinduktivität  $L_\sigma$  anhand Gleichung (3.30) und (3.31).

$$\begin{aligned} E_{mag} &= \frac{1}{2} \mu \int_V \vec{H}^2 dV = \frac{1}{2} \mu \int_0^{l_w} \int_0^{h_k} \int_0^{\frac{d_w}{h_w} y} \left( \frac{N_{pri} I_{pri}}{h_k} \right)^2 dx dy dz \\ &= \frac{1}{4} \mu (N_{pri} I_{pri})^2 \frac{l_w \cdot d_w}{h_k} = \frac{1}{2} L_\sigma I_{pri}^2 \end{aligned} \quad (3.30)$$



**Abbildung 3.13:** a) Feldlinien und b) Feldstärke des magnetischen Feldes  $\vec{H}$  zwischen den trichterförmigen Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  und c) Berechnung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  aus dem magnetischen Feld  $\vec{H}$  für trichterförmige Wicklungen und homogene Stromverteilung.

$$L_{\sigma, \text{trichter}} = \frac{1}{2} \cdot \mu \frac{N_{pri}^2 \cdot l_w \cdot d_w}{h_k} \quad (3.31)$$

Das entsprechende  $L_{\sigma}C_d$ -Produkt der Trichterwicklung ist in Gleichung (3.32) gegeben.

$$L_{\sigma, \text{trichter}}C_{d, \text{trichter}} = \frac{1}{4} \cdot \varepsilon \mu \frac{N_{sek}^2 \cdot l_w^2 \cdot h_w}{h_k} \quad (3.32)$$

Mit Hilfe der Trichterwicklung kann somit das  $L_{\sigma}C_d$ -Produkt des Pulstransformators gegenüber der parallelen Wicklung um 25 % gesenkt werden, was schlussendlich zu einer Verkürzung der Anstiegszeit  $T_r$  um 13.4 % führt. Dies entspricht z.B. einer Reduktion von 94 ns, falls die Anstiegszeit mit parallelen Wicklungen  $T_r = 700$  ns betragen würde.

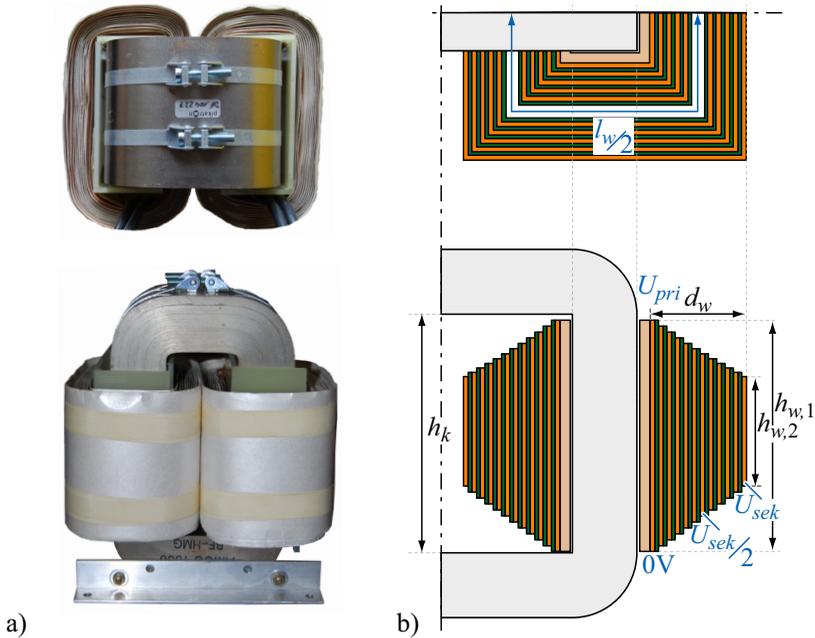
### 3.3.3 Folienwicklung

Bei der dritten Wicklungstopologie werden beide Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  als Folienleiter ausgeführt. Dabei ist die Primärwicklung  $W_{pri}$ , wie bereits bei den anderen Topologien, auf einem Träger über dem Kern gewickelt. Die Sekundärwicklung  $W_{sek}$  wird anschliessend auf demselben Träger über die Primärwicklung gewickelt, wobei die Windungen durch ein niederpermittives Material mit der Dicke  $d_{iso}$  isoliert werden (vgl. Abbildung 3.14 und 3.15). Die Dicke  $d_{iso}$  der Isolationsfolie kann dabei klein gehalten werden, da die Spannung zwischen jeweils zwei benachbarten Windungen  $U_{w,w}$  gerade der Sekundärspannung  $U_{sek}$  dividiert durch die Anzahl Windungen  $N_{sek}$  entspricht.

$$U_{w,w} = \frac{U_{sek}}{N_{sek}} \quad (3.33)$$

Aufgrund der ansteigenden Spannung pro Windung muss die Wicklungshöhe  $h_w$  von  $h_{w,1}$  auf  $h_{w,2}$  linear reduziert werden, damit der Isolationsabstand zum Kern eingehalten werden kann (vgl. Abbildung 3.15). Die Gesamtdicke  $d_w$  der Folienwicklung setzt sich aus den Anzahl Sekundärwindungen  $N_{sek}$  mit den jeweiligen Isolations- und Leiterdicken  $d_{iso}$  bzw.  $d_{cu}$  zusammen.

$$d_w = N_{sek} \cdot (d_{iso} + d_{cu}) \quad (3.34)$$

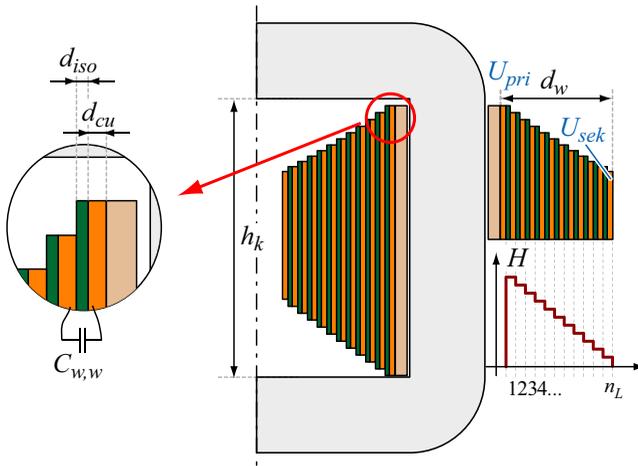


**Abbildung 3.14:** a) Foto einer Induktivität mit Folienwicklung und b) Skizze vom Querschnitt des Pulstransformators.

Die verteilte Kapazität  $C_d$  entspricht dabei einer Reihenschaltung von Kapazitäten zwischen zwei benachbarten Wicklungen  $C_{w,w}$ , wobei sich die Kapazität  $C_{w,w}$  mit der Annahme von  $k = d_{cu}/d_{iso}$ ,  $d_{iso} \ll h_{w,2}$ , einer mittleren Wicklungshöhe  $h_w = (h_{w,1} + h_{w,2})/2$  sowie einer mittleren Wicklungslänge  $l_w$  anhand eines idealen Plattenkondensators berechnet.

$$d_{iso} = \frac{d_w}{(k+1) \cdot N_{sek}} \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} C_{d,folie} &= n^2 \frac{C_{w,w}}{N_{sek}} = \varepsilon \cdot n^2 \frac{h_w \cdot l_w}{d_{iso} \cdot N_{sek}} \\ &= (k+1) \cdot \varepsilon \cdot n^2 \left( \frac{h_w \cdot l_w}{d_w} \right) \end{aligned} \quad (3.36)$$



**Abbildung 3.15:** Mechanische Abmessungen des Folientransformators mit resultierendem H-Feld zwischen den Windungen.

Zur Berechnung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  des Folientransformators wird angenommen, dass der sekundärseitige Strom  $I_{sek}$  in der Folienwicklung homogen verteilt ist. Somit nimmt das magnetische Feld  $\vec{H}$  von innen nach aussen aufgrund des Ampère’schen Durchflutungssatzes zwischen den einzelnen Wicklungen treppenförmig ab (vgl. Abbildung 3.15 und Gleichung (3.37)).

$$\begin{aligned} \vec{H}(n_L) &= \frac{N_{pri} I_{pri}}{h_k} - \frac{n_L I_{sek}}{h_k} \\ &= \frac{I_{pri}}{h_k} \left( N_{pri} - \frac{n_L}{n} \right) \end{aligned} \tag{3.37}$$

Die gesamte magnetische Energie  $E_{mag}$  zwischen allen Windungen berechnet sich dabei aus der Summe aller Teilenergien.

$$\begin{aligned}
E_{mag} &= \frac{1}{2}\mu \sum_{n_L=1}^{N_{sek}} \vec{H}(n_L)^2 V(n_L) \\
&= \frac{1}{2}\mu \sum_{n_L=1}^{N_{sek}} \frac{I_{pri}^2}{h_k^2} \left(N_{pri} - \frac{n_L}{n}\right)^2 V(n_L) \\
&= \frac{1}{2}\mu \frac{I_{pri}^2 \cdot l_w \cdot d_w}{N_{sek} \cdot h_w} \left( N_{pri}^2 N_{sek} - \frac{2N_{pri}}{n} \sum_{n_L=1}^{N_{sek}} n_L + \frac{1}{n^2} \sum_{n_L=1}^{N_{sek}} n_L^2 \right) \\
&\approx \frac{1}{2}\mu \frac{I_{pri}^2 \cdot l_w \cdot d_w}{N_{sek} \cdot h_k} \left( N_{pri}^2 N_{sek} - N_{pri}^2 N_{sek} + N_{pri}^2 \frac{N_{sek}}{3} \right) \\
&= \frac{1}{6}\mu (N_{pri} I_{pri})^2 \frac{l_w \cdot d_w}{h_k} = \frac{1}{2} L_\sigma I_{pri}^2 \tag{3.38}
\end{aligned}$$

Daraus bestimmt sich die primärseitige Streuinduktivität  $L_{\sigma, folie}$  und das entsprechende  $L_\sigma C_d$ -Produkt anhand Gleichung (3.39) und (3.40).

$$L_{\sigma, folie} = \frac{1}{3} \cdot \mu \frac{N_{pri}^2 \cdot l_w \cdot d_w}{h_k} \tag{3.39}$$

$$L_{\sigma, folie} C_{d, folie} = \frac{k+1}{3} \cdot \varepsilon \mu \frac{N_{sek}^2 \cdot l_w^2 \cdot h_w}{h_k} \tag{3.40}$$

### 3.3.4 Wahl der Wicklungstopologie

Bei allen Topologien zeigte sich in erster Näherung, dass das  $L_\sigma C_d$ -Produkt für den Raum zwischen den Wicklungen unabhängig vom Wicklungsabstand  $d_w$  ist und somit auch durch eine bessere Isolati-on, welche zu kleineren Abständen  $d_w$  führt, die Anstiegszeit  $T_r$  nicht verbessert wird. Einzig kann durch Reduktion der Distanz  $d_w$  auch die Wicklungshöhe  $h_w$  verkleinert werden, was folglich in einem kleineren Wicklungsvolumen, in einem Kern mit kürzerer magnetischer Länge  $l_m$  und somit in einem geringeren Transformatorvolumen resultiert. Jedoch bleibt das  $L_\sigma C_d$ -Produkt und die Anstiegszeit  $T_r$  unabhängig von der Dimensionierung der Grössen  $d_w$  und  $h_w$  für die jeweilige Wicklungstopologie des Pulstransformators konstant [138]. Einzig beim Folien-transformator kann durch das Verhältnis von Leiter- und Isolationsdicke ( $k = \frac{d_{cu}}{d_{iso}}$ ) das  $L_\sigma C_d$ -Produkt variiert werden. Für  $d_{cu} \rightarrow 0$  wird

jedoch lediglich das gleiche  $L_\sigma C_d$ -Produkt wie beim Transformator mit Parallelwicklungen erreicht.

In Tabelle 3.1 sind die  $L_\sigma C_d$ -Produkte für die drei Wicklungstopologien nochmals angegeben. Das kleinste  $L_\sigma C_d$ -Produkt und damit die schnellste Anstiegszeit  $T_r$  wird mit der Trichterwicklung erreicht, weshalb in dieser Arbeit diese Wicklungstopologie weiterverfolgt wird. Dabei zeigt sich bei allen Wicklungstopologien, dass das  $L_\sigma C_d$ -Produkt bzw. die Anstiegszeit  $T_r$  unter der Annahme von  $h_w \gg d_w$  nur noch vom Wicklungsumfang  $l_w$  und der Windungszahl  $N_{sek}$  eine quadratische Abhängigkeit aufweist.

$$\frac{h_w}{h_k} = \frac{h_w}{h_w + d_w} = \frac{1}{1 + \frac{d_w}{h_w}} \approx 1 \quad (3.41)$$

Zusätzlich sind die beiden Parameter  $l_w$  und  $N_{sek}$  direkt durch das Kernmaterial bzw. durch die benötigte Kernquerschnittsfläche  $A_k$  definiert.

$$l_w \approx 4\sqrt{A_k}, \quad N_{sek} = \frac{U_{sek} T_p}{2 \cdot B_{sat} A_k} \quad (3.42)$$

Unter der Annahme einer quadratischen Kernquerschnittsfläche  $A_k$  und einer bipolaren Kernaussteuerung von  $-B_{sat}$  bis  $B_{sat}$  können die Parameter  $l_w$  und  $N_{sek}$  anhand Gleichung (3.42) ebenfalls nur durch die magnetischen Eigenschaften des Kernmaterials und die Systemparameter  $U_{sek}, T_p$  beschrieben werden, wodurch bei festgelegten Systemparametern  $U_{sek}$  und  $T_p$  die Anstiegszeit  $T_r$  nur noch vom gewählten Kernmaterial und der sekundären Windungszahl  $N_{sek}$  abhängt.

**Tabelle 3.1:**  $L_\sigma C_d$ -Produkt der drei Wicklungstopologien.

<i>Wicklungstopologie</i>	<i><math>L_\sigma C_d</math>-Produkt</i>
Parallelwicklung	$\frac{1}{3} \cdot \varepsilon \mu \frac{N_{sek}^2 \cdot l_w^2 \cdot h_w}{h_k}$
Trichterwicklung	$\frac{1}{4} \cdot \varepsilon \mu \frac{N_{sek}^2 \cdot l_w^2 \cdot h_w}{h_k}$
Folienwicklung	$\frac{k+1}{3} \cdot \varepsilon \mu \frac{N_{sek}^2 \cdot l_w^2 \cdot h_w}{h_k}$

$$\begin{aligned}
L_\sigma C_d &\propto (l_w \cdot N_{sek})^2 \\
&= \left(4\sqrt{A_k} \cdot N_{sek}\right)^2 \\
&= \left(4\sqrt{A_k} \cdot \frac{U_{sek} T_p}{2 \cdot B_{sat} A_k}\right)^2 \\
&= 4 \left(\frac{U_{sek} T_p}{B_{sat}}\right)^2 \cdot \frac{1}{A_k} = 8 \frac{U_{sek} T_p N_{sek}}{B_{sat}} \quad (3.43)
\end{aligned}$$

Anhand Gleichung (3.43) ist das  $L_\sigma C_d$ -Produkt proportional zu  $N_{sek}^2 \cdot A_k$ . Somit muss zur Erzielung des kleinstmöglichen  $L_\sigma C_d$ -Produkt die Windungszahl  $N_{sek}$  minimiert und die Kernquerschnittsfläche  $A_k$  anhand der maximalen Flussdichte  $B_{sat}$  gewählt werden. Bei einer herkömmlichen Transformatorstruktur, bei welcher die beiden Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  auf denselben Kern gewickelt sind, muss auf der Niederspannungsseite, hier  $N_{pri}$ , mindestens eine Windung verwendet werden. Somit ist die minimale Windungszahl  $N_{sek,min}$  durch das Windungsverhältnis mit  $N_{pri} = 1$  bzw. durch die Spannungsübersetzung gegeben.

$$N_{sek,min} = \frac{U_{sek}}{U_{pri}}, \quad A_{k,min} = \frac{U_{sek} T_p}{2 \cdot B_{sat} N_{sek}} \quad (3.44)$$

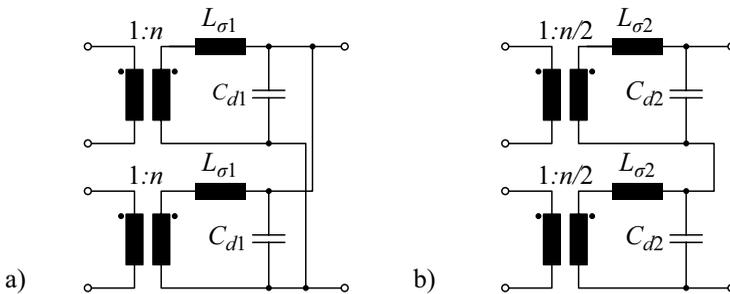
Aufgrund der minimalen primären Windungszahl von  $N_{pri} = 1$  lässt sich das  $L_\sigma C_d$ -Produkt nicht mehr weiter verkleinern und bildet somit die untere realisierbare Grenze für eine Transformator-topologie, bei welcher die Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  auf demselben Kern gewickelt sind. Eine weitere Reduktion des  $L_\sigma C_d$ -Produkts bzw. einer Verkürzung der Anstiegszeit  $T_r$  kann jedoch mit Hilfe von Transformatoren mit mehreren Kernen erzielt werden, welche im Englischen auch als *Fractional Turn Transformer*, *Split-Core Transformer*, *Voltage Adder* oder als *Matrix-Transformer* bekannt sind (vgl. Abschnitt 3.5).

### 3.4 Verschaltung von mehreren Pulstransformatoren

Theoretisch besteht ebenfalls die Möglichkeit anstelle eines einzelnen Pulstransformators mehrere Pulstransformatoren zu verwenden, die primärseitig/sekundärseitig entweder parallel/parallel, parallel/seriell, seriell/parallel, seriell/seriell verschaltet werden können. Dabei spielt die primärseitige Verschaltung keine bzw. nur eine untergeordnete Rolle. In Abbildung 3.16 sind die sekundärseitige Parallel- und Serienschaltung für zwei identische Pulstransformatoren gezeigt, wobei die Verwendung einer beliebigen Anzahl von Transformatoren denkbar ist.

#### 3.4.1 Parallelschaltung von Pulstransformatoren

Durch den Einsatz von zwei oder mehreren identischen Transformatoren mit  $N_{pri} = 1$ ,  $N_{sek} = n$  kann unabhängig von der primärseitigen Verschaltung durch eine sekundärseitige Parallelschaltung keine Verbesserung des  $L_{\sigma}C_d$ -Produkts sowie der Anstiegszeit  $T_r$  erzielt werden. Dies gilt z.B. ebenfalls bei Parallelschaltung von mehreren Wicklungen auf unterschiedlichen Schenkeln. Zwar halbiert sich einerseits bei Verwendung von zwei Pulstransformatoren die magnetische Energie  $E_{mag}$  im Streuraum und somit die gesamte Streuinduktivität  $L_{\sigma,ges} = \frac{L_{\sigma}}{2}$  (halber Strom, doppeltes Streuvolumen), wobei sich gleichzeitig jedoch die elektrische Energie  $E_{elek}$  und folglich auch die gesamte verteilte Kapa-

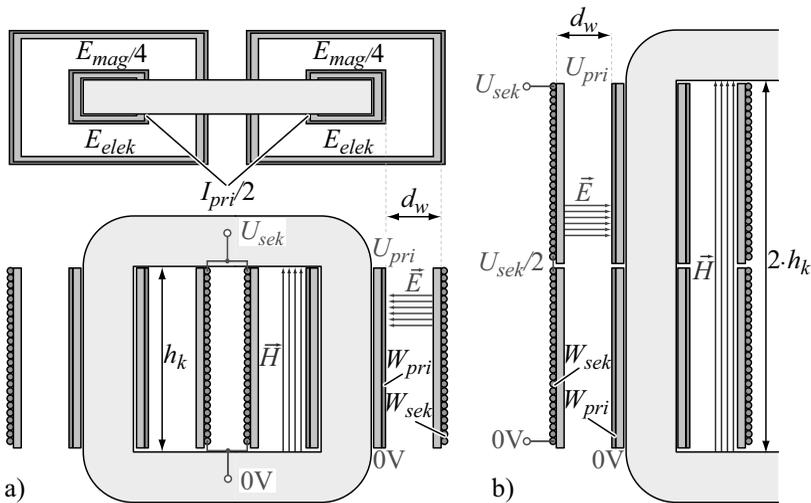


**Abbildung 3.16:** Ersatzschaltbild bei a) sekundärseitiger Parallelschaltung und b) sekundärseitiger Serienschaltung von zwei identischen Pulstransformatoren.

azität  $C_{d,ges} = 2C_d$  verdoppelt (vgl. Abbildung 3.17 a)). Entsprechend wird durch die sekundärseitige Parallelschaltung von zwei Pulstransformatoren hauptsächlich eine Halbierung des Wicklungswiderstandes und durch die doppelte Zahl von Anschlüssen eine einfachere Anbindung von mehreren Pulsgeneratoren erreicht. Zudem resultiert dadurch teils eine Verbesserung der Pulstransformatorgeometrie, da aufgrund des veränderten  $L_\sigma C_d$ -Verhältnisses die Schenkel- bzw. Wicklungshöhe verkleinert werden muss. Jedoch steigen aufgrund der Verwendung von zwei Kernen die Kosten und folglich auch die Kernverluste für den Transformator an.

### 3.4.2 Serienschaltung von Pulstransformatoren

Aus Tabelle 3.1 ist ersichtlich, dass das  $L_\sigma C_d$ -Produkt unabhängig von der Wicklungstopologie proportional zu  $N_{sek}^2 \cdot l_w^2$  ist, was bei Verwendung eines einzelnen Pulstransformators mit  $N_{pri} = 1$  und  $N_{sek} = n$  auf  $n^2 \cdot l_w^2$  führt. Durch die Serienschaltung von z.B. zwei identischen Pulstransformatoren bzw. Wicklungen kann unabhängig von der primärseitigen Ver-



**Abbildung 3.17:** a) Parallelschaltung und b) Serienschaltung von zwei Sekundärwicklungen.

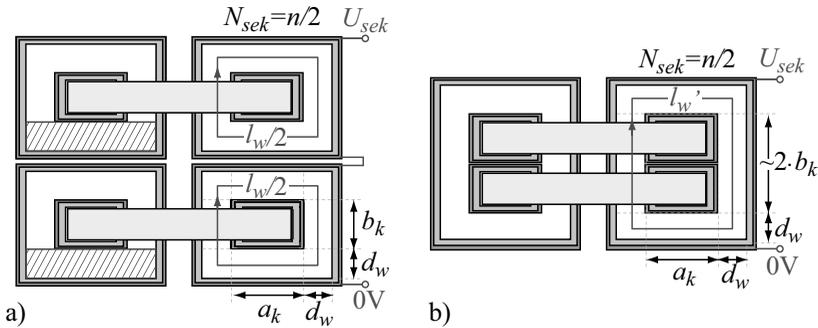
schaltung die sekundäre Windungszahl halbiert werden ( $N_{sek} = n/2$ ), wodurch die Streuinduktivität beider Pulstransformatoren nur noch ein Viertel im Vergleich zum einzelnen Pulstransformator beträgt. Durch die Serienschaltung der Pulstransformatoren bei gleichbleibenden mechanischen Abmessungen ergibt sich anschliessend wiederum eine Verdopplung der gesamten Streuinduktivität, welche schliesslich proportional zu  $\frac{n^2}{2} l_w$  ist (vgl. z.B. Gleichung (3.31)). Zusätzlich verdoppelt sich aufgrund des doppelten Streuvolumens bzw. doppelten mittleren Wicklungslänge auch die verteilte Kapazität, wodurch das  $L_\sigma C_d$ -Produkt wiederum proportional zu  $N_{sek}^2 \cdot l_w^2$  wird (vgl. Abbildung 3.17 b)).

### 3.5 Pulstransformatoren mit mehreren Kernen

Obwohl weder durch die Parallelschaltung noch durch die Serienschaltung von mehreren Pulstransformatoren oder einzelnen Wicklungen eine Verbesserung des  $L_\sigma C_d$ -Produkts erreicht wird, werden die Überlegungen der Serienschaltung zu Pulstransformatoren mit mehreren Kernen weitergeführt, welche in der Literatur auch als *Fractional Turn Transformer*, *Split-Core transformer*, *Voltage Adder* oder *Matrix-Transformer* bekannt sind [58–63]. In Abbildung 3.18 a) ist die Aufsicht von zwei in Serie geschalteten Pulstransformatoren gezeigt, wobei die primäre und sekundäre Windungszahl  $N_{pri} = 1$  bzw.  $N_{sek} = n/2$  sind. Dabei kann bei der Serienschaltung, wie soeben beschrieben, aufgrund der doppelten Wicklungslänge  $l_w$  keine Verbesserung des  $L_\sigma C_d$ -Produkts erreicht werden. Anstelle der Serienschaltung von zwei Transformatorwicklungen kann die Sekundärwicklung mit der sekundären Windungszahl  $N_{sek} = n/2$  direkt um beide Kerne gelegt werden, wobei aufgrund des doppelten Flusses  $\Phi(t)$  wiederum ein Übersetzungsverhältnis von  $n$  resultiert (vgl. Abbildung 3.18 b)).

$$U_{last} = \frac{d\Psi(t)}{dt} = N_{sek} \frac{d\Phi(t)}{dt} = N_{sek} \cdot 2A_k \frac{dB(t)}{dt} \quad (3.45)$$

Da trotz der halben sekundären Windungszahl  $N_{sek} = n/2$  immer noch ein Transformator-Übersetzungsverhältnis von  $n$  erreicht wird, entspricht die primäre Windungszahl theoretisch  $N_{pri} = 1/2$ , was somit den Namen *Fractional Turn Transformer* klärt. Durch die Umschliessung beider Kerne bietet sich somit die Möglichkeit, die beiden Ker-



**Abbildung 3.18:** a) Serienschaltung von zwei identischen Pulstransformatoren mit  $N_{sek} = n/2$  sowie Wicklungslänge  $l_w$  und b) Pulstransformator mit zwei Kernen zur Reduktion der Wicklungslänge  $l'_w$  und des entsprechenden  $L_\sigma C_d$ -Produkts.

ne geometrisch nahe aneinander zu führen, ohne das ein Abstand von mehr als  $2 \cdot d_w$  eingehalten werden muss. Dadurch verkürzt sich die Wicklungslänge  $l'_w$  des Transformators mit zwei Kernen gegenüber der Wicklungslänge  $l_w$  der Serienschaltung von zwei Transformatoren um  $2 \cdot a_k + 4 \cdot d_w$ , wobei  $a_k$  und  $b_k$  den Kernabmessungen entsprechen (vgl. Gleichung (3.46)). Die resultierende Volumeneinsparung wird durch die schraffierte Fläche in Abbildung 3.18 a) veranschaulicht.

$$\begin{aligned} l_w &= 4 \cdot a_k + 4 \cdot b_k + 8 \cdot d_w \\ l'_w &= 2 \cdot a_k + 4 \cdot b_k + 4 \cdot d_w \end{aligned} \quad (3.46)$$

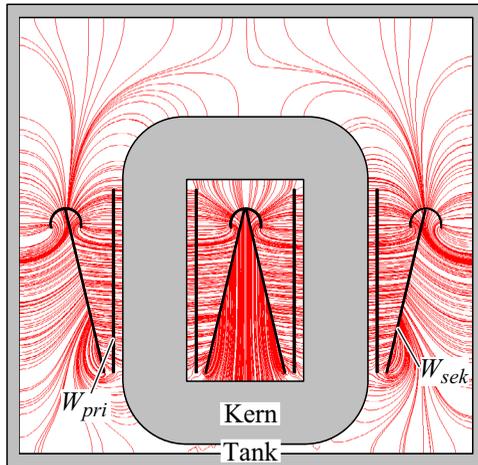
Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des  $L_\sigma C_d$ -Produktes von der Wicklungslänge  $l_w$  kann die Anstiegszeit  $T_r$  linear mit der Wicklungslänge  $l_w$  reduziert werden. Für einen Pulstransformator mit einer Ausgangsspannung  $U_{sek} = 200 \text{ kV}$  und einer angenommenen Durchschlagsfeldstärke von  $|\vec{E}_{max}| = 20 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$  beträgt der Abstand zwischen den Wicklungen etwa  $d_w = 2.5 \text{ cm}$ . Bei den Annahmen von  $U_{DC} = 1000 \text{ V}$ ,  $T_p = 5 \mu\text{s}$ ,  $\Delta B = 2 \text{ T}$  und  $N_{pri} = 1$  wird eine effektive Kernquerschnittsfläche von  $A_{k,eff} = 25 \text{ cm}^2$  benötigt, was bei quadratischem Kernquerschnitt für die Kernabmessungen  $a_k = b_k = 5 \text{ cm}$  ergibt. Die entsprechenden Wicklungslängen für zwei in Serie geschaltete Transformatoren sowie für einen Transformator mit zwei Kernen ergeben sich

somit zu  $l_w = 60$  cm respektive zu  $l'_w = 40$  cm, was einer Verbesserung von 33 % in der Anstiegszeit  $T_r$  führt. Zur weiteren Verbesserung des  $L_\sigma C_d$ -Produktes könnten noch weitere Kerne verwendet werden, wobei die Sekundärwicklung jeweils alle Kerne umfasst. Jedoch nimmt die relative Verkürzung  $l'_w/l_w$  mit zunehmender Anzahl Kerne ab, wobei zugleich das Kernvolumen sowie die Kosten linear ansteigen.

Trotz der Verdopplung des Kernvolumens wird in dieser Arbeit aufgrund des verkleinerten  $L_\sigma C_d$ -Produktes um etwa 33 % (abhängig von den Kernabmessungen) ein Transformator mit zwei Kernen aufgebaut. Als Folge dazu halbiert sich allerdings die primärseitige Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ , deren Grösse für die spätere Dimensionierung der Vormagnetisierungsschaltung wichtig ist (vgl. Kapitel 4).

### 3.6 Berechnung der parasitären Elemente

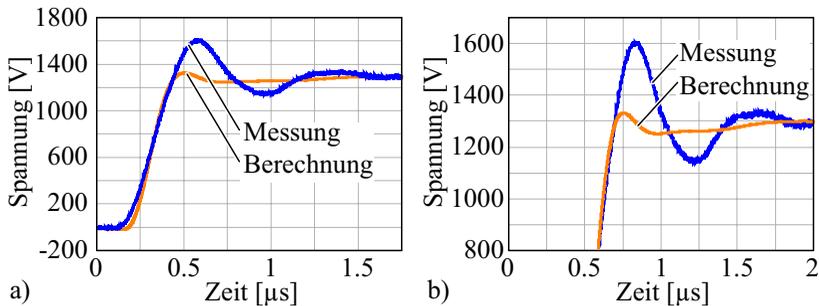
Wie in Abschnitt 3.2 gezeigt wurde, müssen zum Erfüllen der Spezifikationen bezüglich maximalem Überschwinger und maximaler Anstiegszeit die Streuinduktivität  $L_\sigma$  und die verteilte Kapazität  $C_d$  einerseits in einem bestimmten Verhältnis stehen und andererseits minimal sein.



**Abbildung 3.19:** Verlauf des E-Feldes bei einem Pulstransformator im Öltank.

Anhand Abschnitt 3.3 wird mit einem trichterförmigen Pulstransformator das kleinste  $L_\sigma C_d$ -Produkt für die Energie zwischen den Wicklungen erreicht. Dabei wurde wie in [138, 142] nur der Raum zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  berücksichtigt. Jedoch beschränken sich die Feldenergien  $E_{elek}$  und  $E_{mag}$  nicht nur auf den Raum zwischen den Wicklungen, sondern verteilen sich zusätzlich über den Wicklungen hin zum Kern oder, falls der Transformator im Tank steht, hin zu den Tankwänden (vgl. Abbildung 3.19). Somit kann mit Hilfe des einfachen Modells aus [138, 142] keine genaue Aussage zur parasitären Kapazität  $C_d$  und zur schlussendlichen Pulsform getroffen werden. Dies wird auch in Abbildung 3.20 veranschaulicht, in welcher die gemessene Pulsspannung mit der anhand [138, 142] berechneten und simulierten Pulsspannung verglichen wird. Dabei wurde bei der Simulation in SIMPLORER die gemessene IGBT-Spannung als Eingangsspannung verwendet. Aufgrund der Vernachlässigung der Streugebiete ausserhalb der Wicklungen resultiert in der Berechnung bzw. Simulation anhand [138, 142] eine zu geringe verteilte Kapazität  $C_d$ , was zu einem stärker gedämpften Einschwingverhalten führt und somit wesentlich von der effektiven Pulsform abweicht.

Im Folgenden wird durch Berücksichtigung aller Feldanteile das einfache Modell aus [138, 142] verfeinert, wobei das elektrische Feld bzw. die verteilte Kapazität  $C_d$  im gesamten relevanten Raum analytisch berechnet wird und somit eine präzisere Aussage bezüglich  $L_\sigma C_d$ -Verhältnis und zur endgültigen Pulsform ermöglicht.

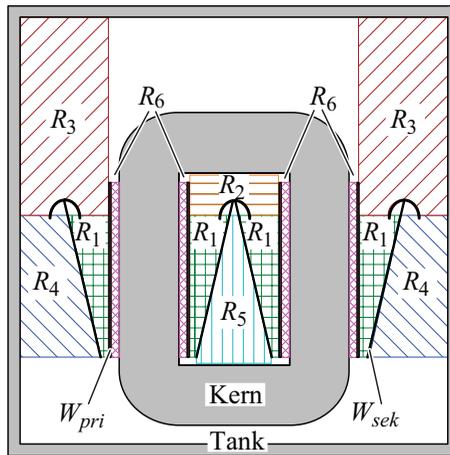


**Abbildung 3.20:** a) Vergleich von gemessener und simulierter Pulsspannung, wobei die verteilte Kapazität  $C_d$  anhand [138, 142] berechnet wurde und b) Vergrösserte Darstellung des Einschwingverhaltens.

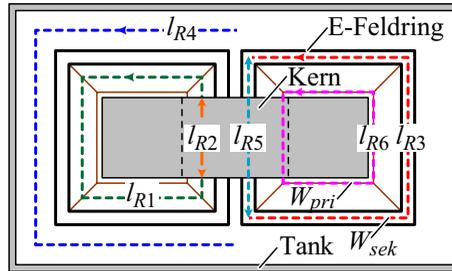
### 3.6.1 Berechnung der verteilten Kapazität

Zur Bestimmung der gesamten elektrischen Feldenergie wird der Transformator wiederum im Querschnitt betrachtet, wobei der umgebende Raum in die Teilgebiete  $R_1$ - $R_6$  unterteilt ist (vgl. Abbildung 3.21). Der Transformator befindet sich dabei in einem geerdeten Tank, wodurch auch die zusätzlichen Kapazitäten zwischen Wicklung und Tankwand berücksichtigt werden müssen.

Sobald sich die elektrischen Energiedichten  $E'_{elek,R1}$ - $E'_{elek,R6}$  in den Teilgebieten  $R_1$ - $R_6$  durch analytische Gleichungen ausdrücken lassen, müssen zur Berechnung der resultierenden elektrischen Teilenergien  $E_{elek,R1}$ - $E_{elek,R6}$  die elektrischen Energiedichten mit der entsprechenden Umfangslänge des dreidimensionalen Aufbaus multipliziert werden (vgl. Abbildung 3.22). Durch Aufsummierung aller Teilenergien  $E_{elek,R1}$ - $E_{elek,R6}$  lässt sich schlussendlich die elektrische Gesamtenergie  $E_{elek}$  sowie die verteilte Kapazität  $C_d$  berechnen. Wie Abbildung 3.21 zeigt, werden bei der Berechnung der elektrischen Gesamtenergie die Gebiete über und unter dem Pulstransformator nicht berücksichtigt, da deren elektrische Energiedichten und somit deren Beitrag zur verteilten Kapazität  $C_d$  vernachlässigbar sind. Zudem werden die Berech-



**Abbildung 3.21:** Pulstransformator mit Trichterwicklung im Tank sowie die Aufteilung des Streuraumes in die Teilgebiete  $R_1$ - $R_6$ .



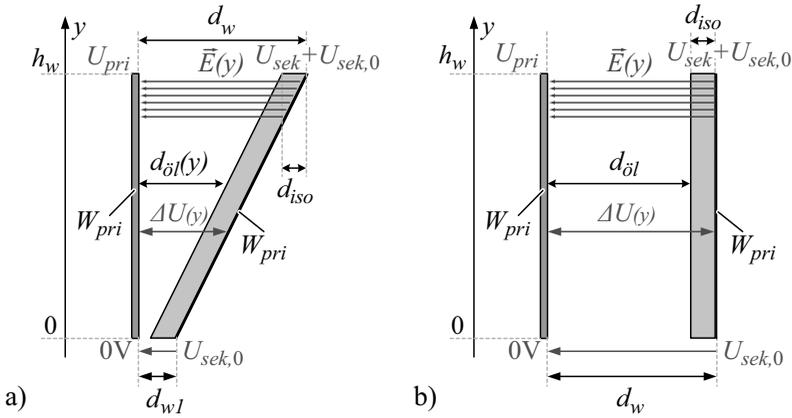
**Abbildung 3.22:** Umfangslängen der entsprechenden Gebiete zur Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek}$  und der verteilten Kapazität  $C_d$ .

nungen der Teilenergie grundsätzlich jeweils für den Pulstransformator mit Trichterwicklung durchgeführt. Für Gebiete, in denen die Feldenergie von der Wicklungstopologie abhängig ist, werden die Berechnungen zusätzlich mit den Energieberechnungen für den Transformator mit parallelen Wicklungen ergänzt.

### Gebiet $R_1$ : Energie $E_{elek,R1}$ zwischen $W_{pri}$ und $W_{sek}$

Die Energie  $E_{elek,R1}$  im Gebiet zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  wurde bereits in Abschnitt 3.3 zur Bestimmung der geeignetsten Wicklungstopologie berechnet. Im Gegensatz zu Abschnitt 3.3 wird nun zusätzlich die Geometrie der Wicklungsträger mit der Dicke  $d_{iso}$  und der Permittivität  $\varepsilon_{iso}$  berücksichtigt. Das Gebiet  $R_1$  enthält dabei gerade den Feldanteil, welcher in [138, 142] zur Bestimmung des Ersatzschaltbildes einkalkuliert wird.

Zur Vereinfachung der analytischen Berechnung werden wie in Abschnitt 3.3 die Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  durch äquivalente Folienleiter mit linearer Spannungsverteilung ersetzt. Aufgrund der erforderlichen Spannungsfestigkeit befindet sich der Transformator zusätzlich in einem Tank, der mit Öl (Permittivität  $\varepsilon_{oel}$ ) gefüllt ist. Zur Verallgemeinerung wird zudem angenommen, dass die Sekundärwicklung nicht geerdet ist und somit für die Differenzspannung  $\Delta U(y)$  die Offsetspannung  $U_{sek,0}$  berücksichtigt werden muss. Des Weiteren besteht am unteren Ende der Wicklungen ein minimaler Abstand von  $d_{w1}$  (vgl. Abbildung 3.23).



**Abbildung 3.23:** Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R1}$  zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  im Gebiet  $R_1$  anhand eines Plattenkondensators für den Pulstransformator a) mit Trichterwicklung und b) mit Parallelwicklung.

$$\Delta U(y) = \frac{(U_{sek} - U_{pri} - U_{sek,0})}{h_w} y + U_{sek,0}$$

$$d_w(y) = d_{oel}(y) + d_{iso} = \frac{d_w - d_{w1}}{h_w} y + d_{w1} \quad (3.47)$$

Zur Vereinfachung der Berechnung, wird wiederum angenommen, dass die Feldlinien des E-Feldes  $\vec{E}$  horizontal zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  verlaufen. Zudem seien zunächst die Permittivitäten von Öl sowie der Isolationsschicht gleich gross ( $\varepsilon = \varepsilon_{oel} = \varepsilon_{iso}$ ). Dadurch lässt sich die differentielle Energiedichte  $dE'_{elek}$  für das differentielle Element  $dy$  anhand Gleichung (3.49) mittels eines infinitesimal breiten Plattenkondensators (vgl. Gleichung (3.48)) berechnen.

$$C = \frac{\varepsilon A}{d}, \quad E_{elek} = \frac{1}{2} C U^2$$

$$dE'_{elek}(y) = \frac{1}{2} \varepsilon \frac{U(y)^2}{d(y)} dy \quad (3.48)$$

$$\begin{aligned}
 dE'_{elek,R1}(y) &= \frac{1}{2}\varepsilon \frac{\Delta U(y)^2}{d_w(y)} dy \\
 &= \frac{1}{2}\varepsilon \frac{((U_{sek} - U_{pri} - U_0)y + U_0 h_w)^2}{((d_w - d_{w1})y + d_{w1} h_w) h_w} dy \quad (3.49)
 \end{aligned}$$

Durch Integration der differentiellen Energiedichte  $dE'_{elek}$  aus Gleichung (3.49) erhält man schlussendlich die Energiedichte  $E'_{elek}$  für das Gebiet  $R_1$ , was durch Multiplikation der Länge  $l_{R1}$  zur elektrischen Energie  $E_{elek,R1}$  zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  führt [138, 152] (vgl. Abbildung 3.22).

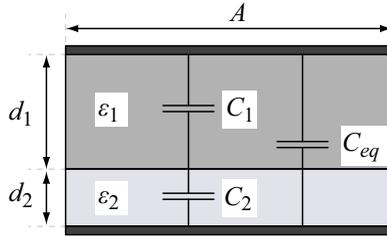
$$E_{elek,R1} = l_{R1} \int_0^{h_w} \frac{1}{2}\varepsilon \frac{((U_{sek} - U_{pri} - U_0)y + U_0 h_w)^2}{((d_w - d_{w1})y + d_{w1} h_w) h_w} dy \quad (3.50)$$

Allgemein, hängt dabei die elektrische Energie von den mechanischen Abmessungen, von der Spannungsdifferenz und der Offsetspannung  $U_{sek,0}$  ab. Bei der Herleitung der Energie wurde weiterhin angenommen, dass die Materialien zwischen den Wicklungen dieselbe Permittivität besitzen ( $\varepsilon = \varepsilon_{oel} = \varepsilon_{iso}$ ). Bei unterschiedlichen Permittivitäten von Öl und Wicklungsträger ( $\varepsilon_{oel} \neq \varepsilon_{iso}$ ) kann die Permittivität  $\varepsilon$  durch eine äquivalente Permittivität  $\varepsilon_{eq}$  ausgedrückt werden (vgl. Abbildung 3.24).

$$C_{eq} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 A}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} \equiv \frac{\varepsilon_{eq} A}{d} \quad (3.51)$$

Im Gegensatz zu Gleichung (3.51) ist dabei die äquivalente Permittivität  $\varepsilon_{eq}$  eine Funktion von  $y$ , solange der Abstand  $d_w(y)$  der Wicklungen nicht konstant ist. Durch Substitution von  $\varepsilon$  durch  $\varepsilon_{eq}(y)$  folgt schliesslich der allgemeine Ausdruck für die elektrische Energie  $E_{elek,R1}$  zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  mit unterschiedlichen Medien und Offsetspannung  $U_{sek,0}$ .

$$\varepsilon_{eq}(y) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{iso} \varepsilon_{oel} (d_{iso} + d_{oel}(y))}{\varepsilon_{iso} d_{oel}(y) + \varepsilon_{oel} d_{iso}(y)} \quad (3.52)$$



**Abbildung 3.24:** Berechnung der äquivalenten Permittivität  $\varepsilon_{eq}$  bei einem Plattenkondensator mit unterschiedlichen Medien.

$$E_{elek,R1} = \frac{l_{R1}}{2} \int_0^{h_w} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{iso} \varepsilon_{oel} \left( (U_{sek} - U_{pri} - U_{sek,0}) \frac{y}{h_w} + U_{sek,0} \right)^2}{\left( \varepsilon_{iso} \left[ (d_w - d_{w1}) \frac{y}{h_w} + (d_{w1} - d_{iso}) \right] + \varepsilon_{oel} d_{iso} \right)} dy \quad (3.53)$$

Für den Transformator mit Parallelwicklung bleibt der Abstand  $d_w$  konstant (vgl. Abbildung 3.23 b)), wobei sich die entsprechende Energiedichte analog zur Trichterwicklung berechnet.

$$\begin{aligned} E_{elek,R1,||} &= \frac{l_{R1}}{2} \int_0^{h_w} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{iso} \varepsilon_{oel} \left( (U_{sek} - U_{pri} - U_{sek,0}) \frac{y}{h_w} + U_{sek,0} \right)^2}{(\varepsilon_{iso} d_{oel} + \varepsilon_{oel} d_{iso})} dy \\ &= \frac{l_{R1} h_w \varepsilon_0 \varepsilon_{iso} \varepsilon_{oel}}{(\varepsilon_{iso} d_{oel} + \varepsilon_{oel} d_{iso})} \left( \frac{(U_{sek} - U_{pri})^3 - U_{sek,0}^3}{6(U_{sek} - U_{pri} - U_{sek,0})} \right) \end{aligned} \quad (3.54)$$

**Bemerkung:** Bei FEM-Simulationen hat sich gezeigt, dass sich die Energiedichten  $E'_{elek,R1}$  für einen Trichter ausserhalb bzw. innerhalb des Wicklungsfensters unterscheiden. Jedoch resultierte für einen bestehenden Transformator mit Trichterwicklung ein vernachlässigbarer Unterschied von  $\pm 2.5\%$ .

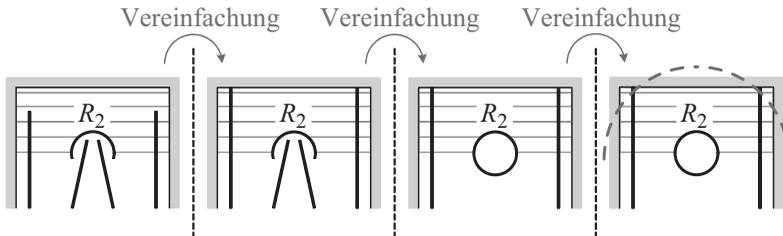
### Gebiet $R_2$ : Energie $E_{elek,R2}$ über $W_{sek}$ im Wicklungsfenster

Das Gebiet  $R_2$  befindet sich oberhalb der Sekundärwicklung  $W_{sek}$  und innerhalb des Wicklungsfensters. Dabei wird das Gebiet  $R_2$  durch den Kern, die Primärwicklung  $W_{pri}$  und den Feldleitring begrenzt. Aufgrund der komplexen Form, wird die Geometrie des Gebietes  $R_2$  anhand Abbildung 3.25 vereinfacht, damit eine analytische Berechnung der verteilten Kapazität möglich ist.

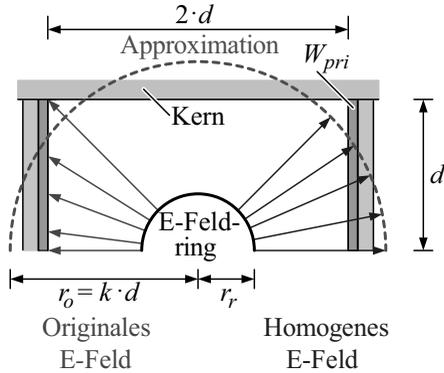
In einer ersten Vereinfachung kann aufgrund des hohen Übersetzungsverhältnisses ( $U_{sek} = n \cdot U_{pri} \gg U_{pri}$ ) angenommen werden, dass die Primärwicklung sowie der Transformator Kern geerdet sind. Dabei wird die Primärwicklung bis zum Kern erweitert, wodurch eine rechteckige äussere Grenzfläche gebildet wird. In einem weiteren Schritt kann die Sekundärwicklung vernachlässigt und der Feldleitring zu einem Kreiszyylinder erweitert werden. Mittels Approximation der rechteckigen Begrenzung durch eine runde Geometrie kann die elektrische Energiedichte  $E'_{elek,R2}$  der resultierenden koaxialen Kontur nun anhand Abbildung 3.26 mittels der Gleichung eines zylindrischen Kondensators bzw. Koaxialkabels berechnet werden, welche durch Multiplikation mit der Länge  $l_{R2}$  auf die Energiedichte  $E_{elek,R2}$  führt.

$$E'_{elek,R2} = \frac{\pi \varepsilon_{oel} (U_{sek} + U_{sek,0})^2}{4 \ln \left( \frac{r_o}{r_r} \right)} = \frac{\pi \varepsilon_{oel} (U_{sek} + U_{sek,0})^2}{4 \ln \left( \frac{k \cdot d}{r_r} \right)}$$

mit  $k = 1.08$  (3.55)



**Abbildung 3.25:** Vereinfachung der Geometrie über der Sekundärwicklung  $W_{sek}$  auf eine koaxiale Struktur zur analytischen Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R2}$ .

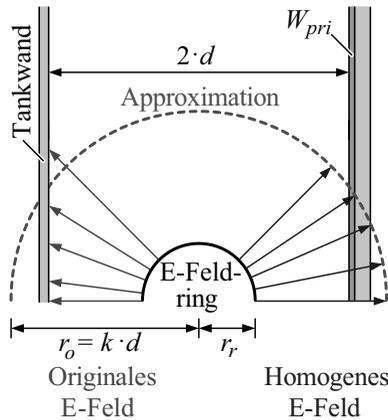


**Abbildung 3.26:** Approximation auf eine koaxiale Struktur zur analytischen Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R2}$  anhand eines Zylinderkondensators.

Zur Berechnung des Energieanteils eines Schenkels wurde dabei nur die halbe Energie des Gebietes  $R_2$  bzw. ein Viertel der Energie des Koaxialkabels einberechnet. Zudem wurde der Faktor  $k$  durch FEM-Simulationen empirisch hergeleitet, sodass die Differenz zwischen dem Energieinhalt der Originalkontur und der vereinfachten Geometrie minimal wird. In [151] ist eine ähnliche Transformation beschrieben, wobei der Faktor  $k$  auf 1.16 gesetzt wurde. Für die zugrundeliegende Geometrie führte dieser jedoch zu einer grösseren Abweichung als  $k = 1.08$ . Die Vereinfachung der Originalkontur des Gebietes  $R_2$  auf die koaxiale Geometrie resultiert schlussendlich aus FEM-Simulationen in FEMLAB für verschiedene Abmessungen  $d$  und  $r_i$  in einen maximalen relativen Fehler von 10 %.

**Gebiet  $R_3$ : Energie  $E_{elek,R3}$  über  $W_{sek}$  ausserhalb des Wicklungsfensters**

Das Gebiet  $R_3$ , welches sich ausserhalb des Wicklungsfenster befindet, entspricht dem Gebiet  $R_2$ , wobei jedoch die obere Begrenzung durch den Kern fehlt und somit komplexer als in  $R_2$  ist. Wiederum wird aufgrund von  $U_{sek} \gg U_{pri}$  zur Vereinfachung die Primärwicklung  $W_{pri}$  als geerdete Platte angenommen. Zudem wird die Primärwicklung über den Kern hinaus bis zum Tankdeckel erweitert, wodurch das Gebiet  $R_3$  auf



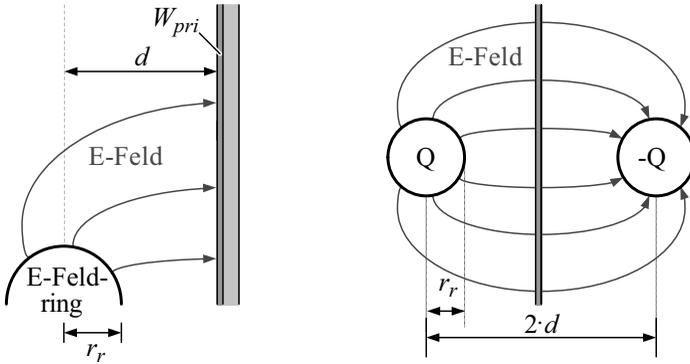
**Abbildung 3.27:** Approximation auf eine koaxiale Struktur zur analytischen Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R3}$  anhand eines Zylinderkondensators.

den Seiten durch die Tankwand und die Primärwicklung begrenzt wird. Der Einfluss des Tankdeckels ist aufgrund der relativ grossen Distanz vernachlässigbar (vgl. Abbildung 3.27). Des Weiteren wird angenommen, dass sich der Feldleitring entsprechend einem kompakten Design in der Mitte zwischen Tankwand und Primärwicklung befindet, und dabei die Distanz zur Tankwand sowie zur Primärwicklung minimal gehalten wird.

Die vereinfachte Geometrie anhand Abbildung 3.27 kann somit wiederum durch eine koaxiale Struktur approximiert werden, wobei im Gegensatz zum Gebiet  $R_2$  nun der gesamte Energieinhalt der Fläche  $R_3$  einem Schenkel zuzurechnen ist.

$$E_{elek,R3} = l_{R3} \frac{\pi \varepsilon_{oel} (U_{sek} + U_{sek,0})^2}{2 \cdot \ln \left( \frac{k \cdot d}{r_r} \right)} \quad \text{mit} \quad k = 1.275 \quad (3.56)$$

Der Faktor von  $k = 1.275$  wurde wiederum durch FEM-Simulationen empirisch ermittelt und entspricht dabei gerade dem Faktor, welcher in [151] vorgeschlagen wird.



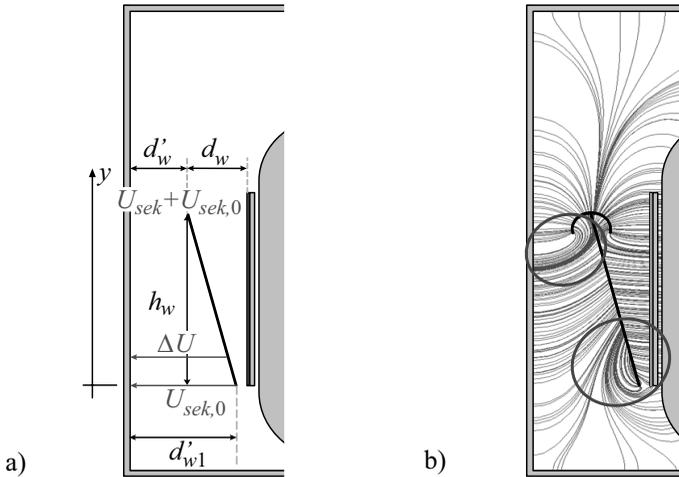
**Abbildung 3.28:** Approximation der vereinfachten Geometrie mittels einer Zweidrahtleitung zur analytischen Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R3}$  bei fehlender Tankwand.

**Bemerkung:** Befindet sich der Transformator nicht in einem geerdeten Tank, entfällt die Tankwand in Abbildung 3.27. Die resultierende Geometrie mit unendlich ausgedehnter Primärwicklung  $W_{pri}$  kann dabei durch eine Zweidrahtleitung approximiert werden (vgl. Abbildung 3.28). Die elektrische Energie  $E_{elek,R3}$  im Gebiet  $R_3$  ohne Tank berechnet sich somit anhand Gleichung (3.57).

$$E_{elek,R3} = l_{R3} \frac{\pi \epsilon_{oel} (U_{sek} + U_{sek,0})^2}{4 \ln \left( \frac{d}{r_r} + \sqrt{\left(\frac{d}{r_r}\right)^2 - 1} \right)} \quad (3.57)$$

**Gebiet  $R_4$ : Energie  $E_{elek,R4}$  zwischen Tankwand und  $W_{sek}$**

Die Energie zwischen Sekundärwicklung  $W_{sek}$  und der Tankwand unterhalb des Feldleittrings wird im Gebiet  $R_4$  berücksichtigt. Dabei bilden die Sekundärwicklung und die Tankwand wiederum einen Kondensator mit nicht parallelen Platten. Der Abstand  $d_w(y)$  sowie die Spannung  $\Delta U(y)$  zwischen der Sekundärwicklung  $W_{sek}$  und der Tankwand kann, wie bereits im Gebiet  $R_1$ , anhand Gleichung (3.58) bestimmt werden (vgl. Abbildung 3.29 a)).



**Abbildung 3.29:** a) Abmessungen des Gebietes  $R_4$  sowie b) zugehöriger Feldverlauf zur Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R4}$  zwischen Sekundärwicklung und Tankwand bei Trichterwicklung.

$$d_w(y) = \frac{d'_w - d'_{w1}}{h_w} y + d'_{w1}$$

$$\Delta U(y) = \frac{U_{sek}}{h_w} y + U_{sek,0} \quad (3.58)$$

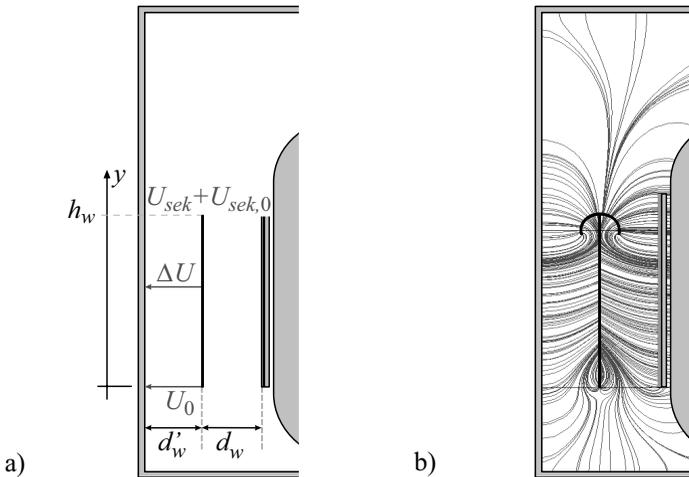
Bei Realisierung eines kompakten Gesamtsystems mit  $d'_w = d_w$  und  $d'_{w1} = 2d_w - d_{w1}$  berechnet sich die elektrische Energie  $E_{elek,R4}$  mittels Gleichung (3.59).

$$E_{elek,R4} = l_{R4} \int_0^{h_w} \frac{\varepsilon_{oel}}{2} \frac{(U_{sek}y + U_{sek,0}h_w)^2}{((d'_w - d'_{w1})x + d'_{w1}h_w)h_w} dy \quad (3.59)$$

Die Abbildung 3.29 b) zeigt den zugehörigen Feldverlauf zwischen der Sekundärwicklung und der Tankwand. Dabei ist ersichtlich, dass die Feldlinien am oberen sowie am unteren Ende der Wicklung aufgrund des Feldleitungs respektive des wachsenden Abstandes  $d_w(y)$  bei kleiner werdender Spannung  $U_{sek}(y)$  nicht dem erwarteten Feldverlauf entsprechen. Somit kann mit der hergeleiteten Gleichung für  $E_{elek,R4}$  nur

eine beschränkte Genauigkeit erreicht werden. Der präzise Verlauf der Feldlinien sowie die genaue Energiedichte kann dabei nur durch FEM-Simulationen berechnet werden. Jedoch ist der Energiebeitrag des Gebietes  $R_4$  bei Transformatoren mit Trichterwicklung im Vergleich zum gesamten Energieinhalt vernachlässigbar klein. In Abbildung 3.30 sind die Abmessungen des Gebietes  $R_4$  und der zugehöriger Feldverlauf bei der Parallelwicklung gezeigt. Bei geerdetem Tank und  $n \gg 1$  stimmt abgesehen vom Träger der Sekundärwicklung der Energieinhalt mit demjenigen des Gebietes  $R_1$  überein. Im Gegensatz zur Trichterwicklung trägt dabei der Tank mit  $d'_w = d_w$  mehr zur verteilten Kapazität  $C_d$  bei, was den Einsatz der Trichterwicklung zusätzlich bestätigt.

$$\begin{aligned}
 E_{elek,R4,||} &= \frac{l_{R4}}{2} \int_0^{h_w} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{oel} \left( \frac{U_{sek}}{h_w} y + U_{sek,0} h_w \right)^2}{d'_w} dy \\
 &= \frac{l_{R4}}{6} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{oel} \left( U_{sek}^2 + 3U_{sek} U_{sek,0} + 3U_{sek,0}^2 \right)}{d'_w} h_w \quad (3.60)
 \end{aligned}$$



**Abbildung 3.30:** a) Abmessungen des Gebietes  $R_4$  sowie b) zugehöriger Feldverlauf zur Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R4}$  zwischen Sekundärwicklung und Tankwand bei Parallelwicklung.

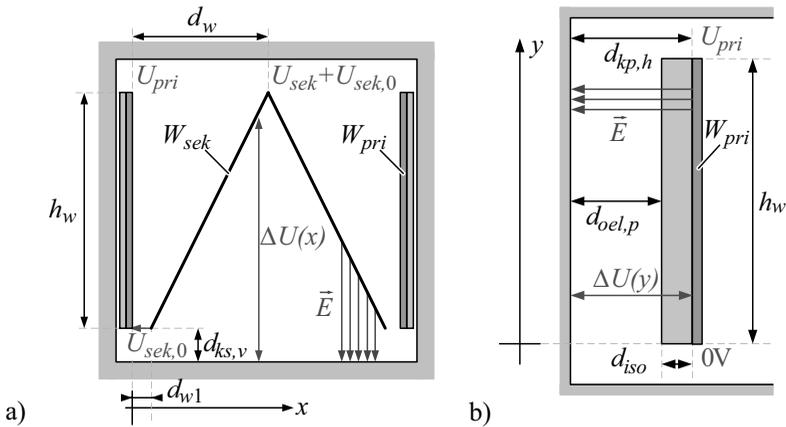
**Gebiet  $R_5$ : Energie  $E_{elek,R5}$  unterhalb von  $W_{sek}$  im Wicklungsfenster**

Die Energie im Gebiet  $R_5$  lässt sich aufgrund der einfachen Geometrie und des erwarteten Feldlinienverlaufs wie bis anhin berechnen. Die Feldlinien liegen parallel zur y-Achse und verlaufen von der Sekundärwicklung vertikal zum geerdeten Kern (vgl. Abbildung 3.19). Mit Hilfe der Abmessungen aus Abbildung 3.31 a) berechnet sich die Energie  $E_{elek,R5}$  somit analog zum Gebiet  $R_1$ .

$$\Delta U(x) = \frac{U_{sek}}{d_w - d_{w1}}x + U_{sek,0} \quad d(x) = \frac{h_w}{d_w - d_{w1}}x + d_{ks,v}$$

$$E'_{elek,R5} = l_{R5} \int_0^{d_w - d_{w1}} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{oel} (U_{sek}x + (d_w - d_{w1})U_{sek,0})^2}{2(d_w - d_{w1})(d_{ks,v}(d_w - d_{w1}) + h_w x)} dx \quad (3.61)$$

Aufgrund des kleinen Volumens sowie der niedrigen mittleren Energiedichte  $E'_{elek,R5}$  kann der Einfluss dieses Gebietes in vielen Fällen, wie z.B. bei der Parallelwicklung vernachlässigt werden.



**Abbildung 3.31:** a) Abmessungen des Gebietes  $R_5$  und b) des Gebietes  $R_6$  zur Berechnung der elektrischen Energie  $E_{elek,R5}$  bzw.  $E_{elek,R6}$ .

**Gebiet  $R_6$ : Energie  $E_{elek,R6}$  zwischen Kern und  $W_{pri}$**

Das Gebiet  $R_6$  weist die Geometrie eines Plattenkondensators mit zwei unterschiedlichen Medien auf (vgl. Abbildung 3.31 b)). Unter der Annahme einer linearen Spannungsverteilung kann die Energie  $E_{elek,R6}$  anhand Gleichung (3.63) berechnet werden.

$$\Delta U(y) = \frac{U_{pri}}{h_w} y \quad d(y) = d_{oel,p} + d_{iso}$$

$$\varepsilon_{eq} = \frac{\varepsilon_{iso}\varepsilon_{oel}d_{kp,h}}{\varepsilon_{iso}d_{oel,p} + \varepsilon_{oel}d_{iso}} \quad (3.62)$$

$$E_{elek,R6} = l_{R6} \frac{1}{6} \frac{\varepsilon_{iso}\varepsilon_{oel}h_w}{(\varepsilon_{iso}d_{oel,p} + \varepsilon_{oel}d_{iso})} U_{pri}^2 \quad (3.63)$$

**Wicklungskapazität**

Zusätzlich zur gespeicherten elektrischen Energie zwischen Wicklungen oder zwischen Wicklung und Kern/Tank wird ebenfalls elektrische Energie zwischen den einzelnen Windungen gespeichert, welche anhand den Ansätzen aus [153–156] berechnet werden kann. Aufgrund der ein- bis zweilagigen Wicklungsanordnung und der relativ grossen Distanz zwischen zwei benachbarten Windungen kann dieser Energieanteil jedoch vernachlässigt werden.

**3.6.2 Verifikation der verteilten Kapazität durch FEM-Simulationen**

Mit Hilfe von 2D-FEM-Simulationen wurden die Berechnung der elektrischen Teilenergien in den einzelnen Gebieten  $R_1$ - $R_6$  überprüft. Zudem konnte aus der Gesamtenergie die verteilte Kapazität  $C_d$  bestimmt werden, welche mit Impedanzmessungen an bestehenden Pulstransformatoren mit Trichter- und Parallelwicklung verglichen wurde. Bei der Berechnung, Simulation und Impedanzmessung in Luft ( $\varepsilon_{medium} = 1$ ) wurden beide Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  geerdet. Die Träger der beiden Wicklungen bestehen aus Hartpapier, welches eine relative Permittivität von  $\varepsilon_{iso} \approx 5$  aufweist. Für die Berechnung und Simulation der Energiedichte wurden zudem folgende Annahmen getroffen:

- der Kern sowie die Wicklungen sind geerdet;
- im Gebiet  $R_2$  ist der horizontale Abstand zwischen Feldleitring und Primärwicklung gleich dem vertikalen Abstand zwischen Feldleitring und Kern;
- in den Gebieten  $R_3$  und  $R_4$  ist der horizontale Abstand zwischen Feldleitring und Primärwicklung gleich dem horizontalen Abstand zwischen Feldleitring und Tankwand ( $d_w = d'_w$ );
- zur Bestimmung der Energiedichte wurde eine Sekundärspannung von 150 kV angenommen.

### Pulstransformator mit Trichterwicklung

In Tabelle 3.2 sind die berechneten Energiedichten  $E'_{elek,Rx}$  der einzelnen Gebiete  $R_1$ - $R_6$  für einen bestehenden Pulstransformator mit Trichterwicklung aufgelistet. Damit ein Vergleich mit der Impedanzmessung möglich wird, wurde für die Gebiete  $R_3$  und  $R_4$  die elektrische Energiedichte mit und ohne Tank berechnet. Durch Multiplikation mit der entsprechenden Länge  $l_{Rx}$  folgen schliesslich die Teilenergien  $E_{elek,Rx}$ .

Zur Verifikation der berechneten Teilenergien sind in Tabelle 3.3 die aus FEM-Simulationen gewonnenen Werte gegeben. Ebenfalls wurden zum Vergleich mit Impedanzmessungen die Simulationen mit und ohne

**Tabelle 3.2:** Berechnete Werte für den Pulstransformator mit Trichterwicklung pro Schenkel.

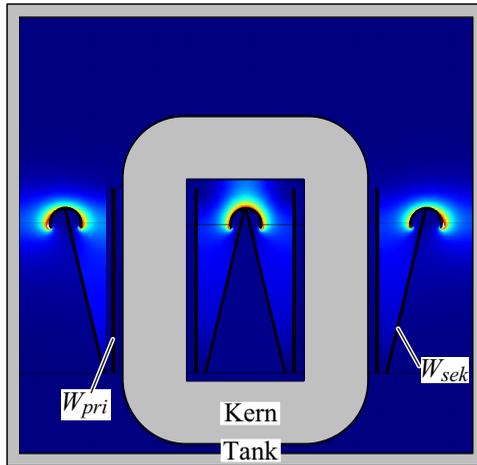
<i>Gebiet</i>	$E'_{elek,Rx}$	$l_{Rx}$	$E_{elek,Rx}$
$R_1$	141 mJ/m	0.743 m	104.7 mJ
$R_2$	131 mJ/m	0.233 m	30.5 mJ
$R_3$ (ohne Tank)	139 mJ/m	0.932 m	129.5 mJ
$R_3$ (mit Tank)	230 mJ/m	0.932 m	214.4 mJ
$R_4$ (ohne Tank)	– mJ/m	0.987 m	– mJ
$R_4$ (mit Tank)	137 mJ/m	0.987 m	135.2 mJ
$R_5$	18 mJ/m	0.233 m	4.1 mJ
$R_6$	7 mJ/m	0.554 m	3.8 mJ

Tank durchgeführt. Die Berechnung und Simulation für den Pulstransformator mit Trichterwicklung zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, wobei einzig bei der Berechnung ohne Tank grössere Abweichungen festzustellen sind. Zudem ist aus den Berechnungen und FEM-Simulationen zu erkennen, dass falls wie in [138, 142] bei der Bestimmung der verteilten Kapazität einzig die Energie im Gebiet  $R_1$  zwischen den Wicklungen berücksichtigt wird, nur etwa 25 % der Gesamtenergie eingerechnet werden, wenn sich der Pulstransformator im Tank befindet. Die zusätzlichen wesentlichen Teilenergien liegen in den Gebieten  $R_3$  und  $R_4$ , also über der Sekundärwicklung sowie zwischen Tank und Sekundärwicklung. In Abbildung 3.32 ist die simulierte Verteilung der Energiedichte für den Trichtertransformator gezeigt.

In Tabelle 3.4 sind die elektrischen Gesamtenergien  $E_{elek}$  sowie die resultierenden verteilten Kapazitäten  $C_d$  aus Berechnung und FEM-Simulation für einen Pulstransformator mit Trichterwicklung aufgelistet. Bei den Impedanzmessungen an sechs identischen Pulstransformatoren wurde in Luft und ohne Tank eine verteilte Kapazität  $C_{d, mess}$  von 59 pF gemessen. Die Werte aus der Berechnung und der FEM-Simulation liegen somit etwas unterhalb der gemessenen verteilten Kapazität. Da jedoch die Energiedichten aus der Berechnung und der FEM-Simulation sehr gut übereinstimmen, resultiert der Fehler einerseits durch den geschätzten Materialparameter  $\varepsilon_{iso}$  und andererseits hauptsächlich durch Ungenauigkeiten in den tatsächlichen Längen  $l_{Rx}$

**Tabelle 3.3:** Aus FEM-Simulationen erhaltene Werte für den Pulstransformator mit Trichterwicklung pro Schenkel.

<i>Gebiet</i>	$E'_{elek, Rx}$	$l_{Rx}$	$E_{elek, Rx}$
$R_1$	146 mJ/m	0.743 m	108.5 mJ
$R_2$	132 mJ/m	0.233 m	30.7 mJ
$R_3$ (ohne Tank)	152 mJ/m	0.932 m	141.6 mJ
$R_3$ (mit Tank)	228 mJ/m	0.932 m	212.5 mJ
$R_4$ (ohne Tank)	33 mJ/m	0.987 m	32.5 mJ
$R_4$ (mit Tank)	122 mJ/m	0.987 m	120.4 mJ
$R_5$	11 mJ/m	0.233 m	2.6 mJ
$R_6$	7 mJ/m	0.554 m	3.8 mJ



**Abbildung 3.32:** Elektrische Energiedichte des Pulstransformators mit Trichterwicklung.

sowie der nicht homogenen Geometrie mit zusätzlichen Rand- und Spitzeneffekten. Zudem wurden bei den bestehenden Pulstransformatoren zum Teil die für die Berechnung zugrundeliegenden Bedingungen, wie z.B. der Abstand zwischen Kern und Feldleitring, nicht eingehalten.

**Bemerkung:** Bei der schlussendlichen Dimensionierung muss ebenfalls die Permittivität des Transformatoröls ( $\epsilon_{oil} \approx 2.2 - 2.5$ ) berücksichtigt werden, da die verteilte Kapazität sowie der Energieinhalt etwa um denselben Faktor ansteigen.

**Tabelle 3.4:** Gesamtenergie  $E_{elek}$  und verteilte Kapazität  $C_d$  aus Berechnung und FEM-Simulationen für den Pulstransformator mit Trichterwicklung (CERN) für beide Schenkel.

$E_{elek,calc}$	$C_{d,calc}$	$E_{elek,sim}$	$C_{d,sim}$
545.2 mJ (ohne Tank)	48.4 pF	639.4 mJ	56.8 pF
985.4 mJ (mit Tank)	87.6 pF	957 mJ	85 pF

### Pulstransformator mit Parallelwicklung

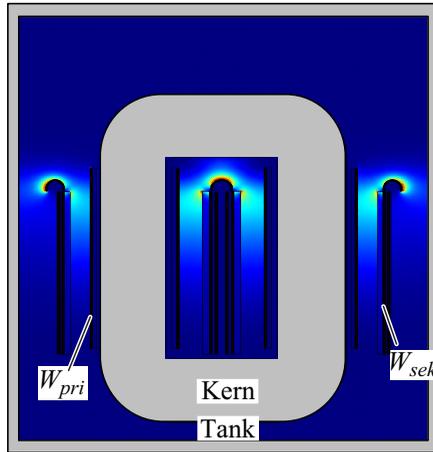
Analog zum Pulstransformator mit Trichterwicklungen wurden Berechnungen und FEM-Simulationen für den Pulstransformator mit parallelen Wicklungen durchgeführt. In Tabelle 3.5 sind die berechneten Energien und Energiedichten für die einzelnen Gebiete aufgeführt. Zum Vergleich dazu zeigt Tabelle 3.6 die entsprechenden Werte aus den FEM-Simulationen.

**Tabelle 3.5:** Berechnete Werte für den Pulstransformator mit Parallelwicklung pro Schenkel.

<i>Gebiet</i>	$E'_{elek,Rx}$	$l_{Rx}$	$E_{elek,Rx}$
$R_1$	309 mJ/m	0.508 m	156.9 mJ
$R_2$	133 mJ/m	0.157 m	20.9 mJ
$R_3$ (ohne Tank)	146 mJ/m	0.628 m	91.7 mJ
$R_3$ (mit Tank)	239 mJ/m	0.628 m	150.1 mJ
$R_4$ (ohne Tank)	– mJ/m	0.748 m	– mJ
$R_4$ (mit Tank)	172 mJ/m	0.748 m	128.7 mJ
$R_5$	– mJ/m	0.157 m	– mJ
$R_6$	4 mJ/m	0.628 m	2.5 mJ

**Tabelle 3.6:** Aus FEM-Simulationen erhaltene Werte für den Pulstransformator mit Parallelwicklung pro Schenkel.

<i>Gebiet</i>	$E'_{elek,Rx}$	$l_{Rx}$	$E_{elek,Rx}$
$R_1$	314 mJ/m	0.508 m	159.5 mJ
$R_2$	118 mJ/m	0.157 m	18.5 mJ
$R_3$ (ohne Tank)	145 mJ/m	0.628 m	91.1 mJ
$R_3$ (mit Tank)	193 mJ/m	0.628 m	121.2 mJ
$R_4$ (ohne Tank)	30 mJ/m	0.748 m	22.4 mJ
$R_4$ (mit Tank)	208 mJ/m	0.748 m	155.6 mJ
$R_5$	7 mJ/m	0.157 m	4.4 mJ
$R_6$	8 mJ/m	0.628 m	5 mJ



**Abbildung 3.33:** Elektrische Energiedichte des Pulstransformators mit Parallelwicklung.

Wiederum weisen Berechnung und FEM-Simulation eine gute Übereinstimmung auf. Zudem zeigt sich, dass auch bei der Parallelwicklung unter ausschliesslicher Berücksichtigung des Gebietes  $R_1$  nur etwa 17.5 % der elektrischen Gesamtenergie einbezogen werden [138,142]. Die zusätzlichen wesentlichen Energieanteile liegen wiederum in den Gebieten  $R_3$  und  $R_4$ , wie die Abbildung 3.33 für die Energiedichte anhand einer FEM-Simulation zeigt.

Die Gesamtenergien sowie die verteilten Kapazitäten des Pulstransformators mit Parallelwicklung ohne und mit Tank sind in Tabelle 3.7 aufgelistet. Im Vergleich dazu, beträgt die verteilte Kapazität aus den

**Tabelle 3.7:** Gesamtenergie  $E_{elek}$  und verteilte Kapazität  $C_d$  aus Berechnung und FEM-Simulationen für den Pulstransformator mit Parallelwicklung für beide Schenkel.

$E_{elek,calc}$	$C_{d,calc}$	$E_{elek,sim}$	$C_{d,sim}$
544 mJ (ohne Tank)	48.4 pF	601.8 mJ	53.4 pF
918.2 mJ (mit Tank)	81.6 pF	928.4 mJ	82.6 pF

Impedanzmessungen am Pulstransformator in Luft und ohne Tank mit Parallelwicklung  $C_{d,mess} = 59 \text{ pF}$ . Analog zur Trichterwicklung zeigt sich, dass trotz guter Übereinstimmung von Berechnung und FEM-Simulation die tatsächliche verteilte Kapazität etwas höher liegt. Dies ist auf dieselben Fehlerquellen, wie z.B. abgeschätzte Materialparameter, Inhomogenitäten in der Transformatorgeometrie und des Nichteinhalten von Abstandsbedingungen, zurückzuführen.

### 3.6.3 Berechnung der Streuinduktivität

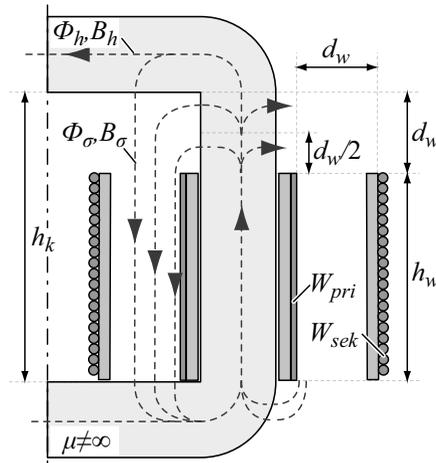
Die genaue Berechnung der Streuinduktivität  $L_\sigma$  gestaltet sich etwas schwieriger als diejenige der verteilten Kapazität  $C_d$ , da z.B. eine Unterteilung des Streuraumes und Vereinfachung der Teilgebiete nicht mehr möglich ist. Jedoch kann einerseits wiederum mit Hilfe von FEM-Simulationen die Streuinduktivität  $L_\sigma$  aus der magnetischen Energiedichte durch Multiplikation mit der mittleren Wicklungslänge berechnet werden. Andererseits lässt sich die Streuinduktivität  $L_\sigma$  anhand [138, 142] durch vereinfachte Annahmen aus dem Ampere'schen Durchflutungssatz bestimmen. Unter Vernachlässigung des magnetischen Spannungsabfalls im Kernmaterial ( $\mu_r = \infty$ ) lässt sich die magnetische Feldstärke im Streuraum durch Gleichung (3.64) berechnen.

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = N_{pri} \cdot I_{pri} \quad \Rightarrow \quad H = \frac{N_{pri} \cdot I_{pri}}{h_k} \quad (3.64)$$

Unter Annahme eines homogenen Feldes  $\vec{H}$ , welches sich auf den Raum zwischen den Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  beschränkt (vgl. Abbildung 3.34), berechnet sich die magnetische Energie für einen Schenkel des Pulstransformators mit Parallelwicklung anhand von Gleichung (3.65).

$$\begin{aligned} E_{mag} &= \frac{1}{2} \mu \int_V H^2 dV = \frac{1}{2} \mu \left( \frac{N_{pri} \cdot I_{pri}}{h_k} \right)^2 h_k \cdot d_w \cdot l_w \\ &= \frac{1}{2} \mu (N_{pri} \cdot I_{pri})^2 \frac{d_w \cdot l_w}{h_k} \end{aligned} \quad (3.65)$$

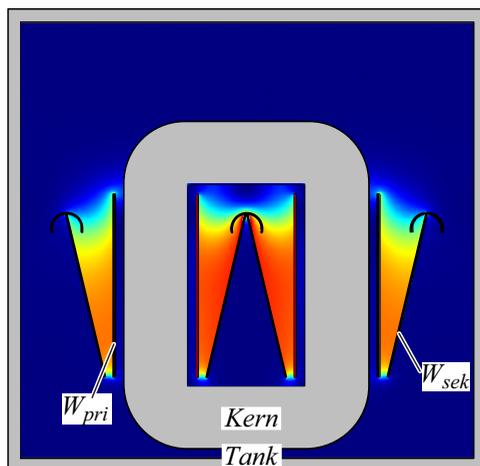
Aufgrund des halben Streuvolumens halbiert sich die magnetische Energie für den Pulstransformator mit Trichterwicklung  $E_{mag}$  pro Schenkel, wobei wiederum eine konstante Feldstärke angenommen wird.



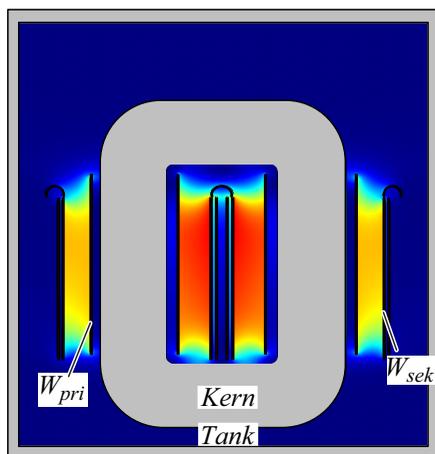
**Abbildung 3.34:** Konstruktiver Aufbau des Pulstransformators mit Haupt- und Streufeldfluss.

Bei der Simulation der magnetischen Energiedichte zeigt sich unabhängig von der Wicklungstopologie (vgl. Abbildung 3.35 und 3.36), dass sich der wesentliche Streuraum tatsächlich auf das Gebiet zwischen den Wicklungen beschränkt und darin eine in etwa konstante magnetische Feldstärke auftritt [138, 142]. Jedoch ist ebenfalls ersichtlich, dass die magnetische Feldstärke  $|\vec{H}|$  zwischen den Wicklungen innerhalb des Wicklungsfensters etwa 10 % stärker ist als diejenige ausserhalb des Wicklungsfensters, was auf die unterschiedlichen effektiven magnetischen Weglängen zurückzuführen ist.

Zur Untersuchung der Genauigkeit der einfachen Streuinduktivitätsberechnung gemäss [138, 142] wurde der Streuinduktivitätsbelag  $L'_\sigma$  für verschiedene Verhältnisse von Kernhöhe und Wicklungsabstand  $h_k/d_w$  mittels FEM-Simulationen ermittelt. Dabei wurde für beide Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  dieselbe Wickelhöhe vorausgesetzt ( $h_{w,pri} = h_{w,sek}$ ). Die nötige Kernhöhe  $h_k$  berechnet sich aus der Wickelhöhe  $h_{w,sek}$  und dem Wicklungsabstand  $d_w$  zu  $h_k = h_{w,sek} + d_w$ , damit der nötige Abstand zwischen dem Kern und dem oberen Ende der Sekundärwicklung eingehalten wird. In Abbildung 3.37 und 3.38 sind die resultierenden Streuinduktivitätsbeläge  $L'_\sigma$  aus der FEM-Simulation sowie der Berechnung anhand [138, 142] in Abhängigkeit vom Verhältnis  $h_k/d_w$  aufgetra-



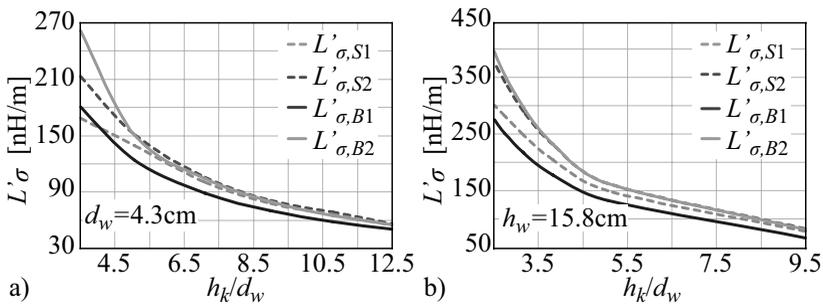
**Abbildung 3.35:** Magnetische Energiedichte des Pulstransformators mit Trichterwicklung.



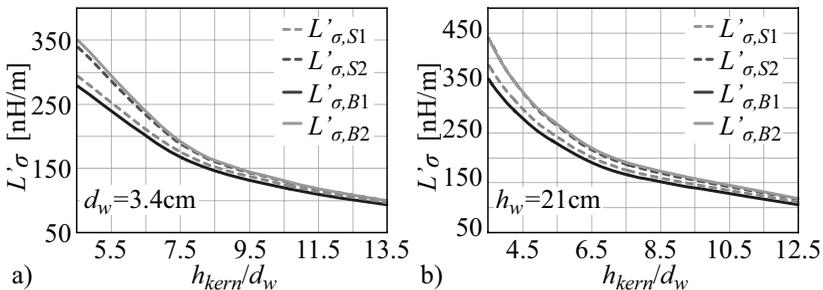
**Abbildung 3.36:** Magnetische Energiedichte des Pulstransformators mit Parallelwicklung.

gen. Die Streuinduktivitätsbeläge  $L'_{\sigma,S1}$  und  $L'_{\sigma,S2}$  stehen dabei für die Ergebnisse aus der FEM-Simulation unter Berücksichtigung der magnetischen Energie im gesamten Streuraum respektive ausschliesslich im Raum zwischen den Wicklungen. Der Streuinduktivitätsbelag  $L'_{\sigma,B1}$  entspricht der Berechnung anhand [138, 142] bzw. Gleichung (3.65).

Es zeigt sich, dass die Werte aus der analytischen Berechnung im Mittel etwa 10 % und 20 % von  $L'_{\sigma,S1}$  bzw.  $L'_{\sigma,S2}$  abweichen und für grössere Verhältnisse  $h_k/d_w$  bzw. für kleinere Öffnungswinkel des Trichters immer besser mit den FEM-Simulationen übereinstimmt. Dies kann jedoch teils wiederum auf die effektive magnetische Länge zurückgeführt wer-



**Abbildung 3.37:** Streuinduktivitätsbelag  $L'_\sigma$  beim Pulstransformator mit Trichterwicklung aus FEM-Simulation und Berechnung bei Variation a) der Wicklungshöhe  $h_w$  und b) des Wicklungsabstands  $d_w$ .

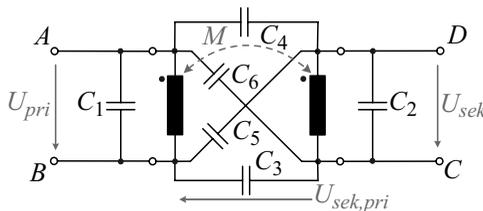


**Abbildung 3.38:** Streuinduktivitätsbelag  $L'_\sigma$  beim Pulstransformator mit Parallelwicklung aus FEM-Simulation und Berechnung bei Variation a) der Wicklungshöhe  $h_w$  und b) des Wicklungsabstands  $d_w$ .

den, wobei für die Berechnung der Streuinduktivität die Kernhöhe  $h_k$  verwendet wird und bei der FEM-Simulation aufgrund des Abstandes  $d_w$  am oberen Ende zwischen Kern und Wicklung die effektive magnetische Länge der Feldlinien verkürzt wird. Zur Berücksichtigung dieses Effekts kann die magnetische Länge von  $h_k$  auf eine mittlere magnetische Länge  $h_{w,sek} + d_w/2 = h_k - d_w/2$  verkürzt werden. Der entsprechende Verlauf des Streuinduktivitätsbelags  $L'_{\sigma,B2}$  ist ebenfalls in den Abbildungen 3.37 und 3.38 aufgetragen, wobei nun der relative Fehler für  $h_k/d_w > 4.5$  bis auf 10% bezüglich  $L'_{\sigma,S2}$  eingeschränkt werden kann. Durch Verwendung von Gleichung (3.65), der mittleren magnetischen Länge  $h_{w,sek} + d_w/2$  sowie der mittleren Wicklungslänge  $l_w$  kann somit die Streuinduktivität  $L_\sigma$  in erster Näherung gut abgeschätzt werden.

### 3.7 6-C Modell

Das einfache Pulstransformator-Ersatzschaltbild aus Abschnitt 3.1 soll im Folgenden zur Bestimmung des effektiven Pulsverhaltens und Berücksichtigung weiterer Resonanzen in der Transformatorimpedanz in elektrischer Hinsicht verbessert und auf das IEEE standardisierte Ersatzschaltbild [141] erweitert werden, wobei zwischen den Wicklungen vorerst keine Verbindung besteht. Aufgrund der Vierpol-Struktur des Transformators mit zwei Wicklungen, lassen sich von aussen zwischen jeweils zwei Klemmen insgesamt sechs Impedanzmessungen durchführen, wobei das elektrostatische Verhalten des Transformators durch die in Abbildung 3.39 gezeigten sechs unabhängigen Kapazitäten  $C_1$ - $C_6$  vollständig definiert wird [145–148, 156–161].



**Abbildung 3.39:** Beschreibung der/des elektrostatischen Energie/Verhaltens des Transformators durch die drei Spannungen  $U_{pri}$ ,  $U_{sek}$  und  $U_{sek,pri}$  bzw. durch die sechs unabhängigen Kapazitäten  $C_1$ - $C_6$ .

Dabei bildet der Transformator aus elektrostatischer Betrachtung jedoch ein Dreitor, dessen gespeicherte elektrische Energie  $E_{elek}$  allgemein durch die drei Spannungen  $U_{pri}$ ,  $U_{sek}$  und  $U_{sek,pri}$  (wobei  $U_{sek,pri} = U_{sek,0}$ ) sowie die sechs Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  beschrieben werden kann [145, 158, 160] (vgl. Abbildung 3.39 und Gleichung (3.66)).

$$\begin{aligned}
 E_{elek,ESB} = \frac{1}{2} & (C_1 U_{pri}^2 + C_2 U_{sek}^2 + C_3 U_{sek,pri}^2 \\
 & + C_4 (U_{sek} + U_{sek,pri} - U_{pri})^2 \\
 & + C_5 (U_{sek} + U_{sek,pri})^2 \\
 & + C_6 (U_{pri} - U_{sek,pri})^2) \quad (3.66)
 \end{aligned}$$

Die Bestimmung der einzelnen Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  erfolgt dabei entweder durch Impedanzmessung, analytische Berechnung oder mit Hilfe von FEM-Simulationen. Werden wie beim IEEE standardisierten Ersatzschaltbild die Primär- und Sekundärwicklung geerdet bzw. verbunden, so reduziert sich das 6C-Modell auf die drei Kapazitäten gemäss Abbildung 3.2, wobei sich die Kapazität  $C_6$  zu  $C_1$  und die Kapazität  $C_5$  zu  $C_2$  addiert.

### 3.7.1 Bestimmung der Teilkapazitäten $C_1$ - $C_6$ durch Impedanzmessungen

Damit bei den Impedanzmessungen die elektrostatische Energie nur noch von einer Spannung abhängig ist, müssen bei den sechs Impedanzmessungen jeweils zwei der drei Spannungen  $U_{pri}$ ,  $U_{sek}$  und  $U_{sek,pri}$  kurzgeschlossen werden. Dadurch resultiert jeweils eine Parallelschaltung von unterschiedlichen Teilkapazitäten, wobei zusätzlich das Übersetzungsverhältnis eliminiert wird. Des Weiteren werden die Messungen ohne Tank durchgeführt bei denen die Sekundärwicklung sowie der Kern geerdet sind. Entsprechend könnten die Messungen auch mit geerdeter Primärwicklung durchgeführt werden, was zwar zu unterschiedlichen gemessenen Kapazitäten  $C_{m1}$ - $C_{m6}$  führt, aber schlussendlich in denselben Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  resultiert. In Abbildung 3.40 sind die sechs unabhängigen Impedanzmessungen aufgezeigt. Aus den sechs gemessenen Impedanzen  $Z_{m1}$ - $Z_{m6}$  ergeben sich sechs Kapazitäten  $C_{m1}$ - $C_{m6}$ , mit denen anhand dem in (3.67) gegebenen Gleichungssatz die entsprechenden Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  berechnet werden können.

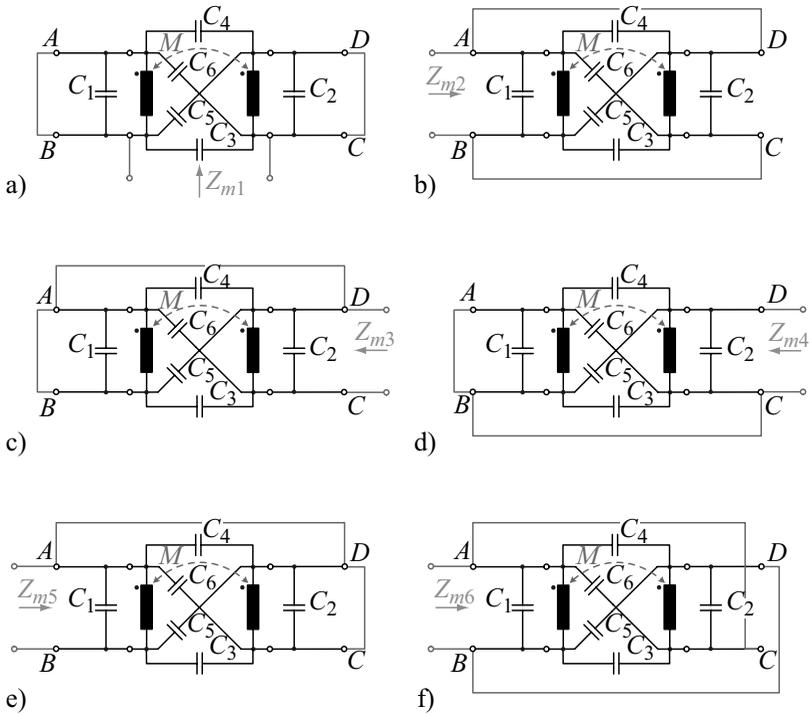


Abbildung 3.40: a)-f) Sechs unabhängige Impedanzmessungen zur Bestimmung der Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$ .

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \frac{1}{2}(C_{m2} - C_{m3} - C_{m4} + C_{m6}) \\
 C_2 &= \frac{1}{2}(C_{m3} - C_{m1} + C_{m4}) \\
 C_3 &= \frac{1}{2}(C_{m3} - C_{m2} + C_{m5}) \\
 C_4 &= \frac{1}{2}(C_{m1} - C_{m3} - C_{m5} + C_{m6}) \\
 C_5 &= \frac{1}{2}(C_{m4} + C_{m5} - C_{m6}) \\
 C_6 &= \frac{1}{2}(C_{m1} + C_{m2} - C_{m4} - C_{m5}) \tag{3.67}
 \end{aligned}$$

Aufgrund der kleinen gemessenen Kapazitäten - meist im pF-Bereich - wurden bei den Impedanzmessungen mit dem Impedanzanalysator Agilent 4292A zuerst die wesentlich grösseren und dadurch besser bestimm-  
baren Induktivitätswerte und Resonanzfrequenzen gemessen, woraus anschliessend die Kapazitäten bestimmt wurden. Des Weiteren können die Messresultate mit den vom Impedanzanalysator berechneten Werten überprüft werden. Die Messwerte aus den Impedanzmessungen sind in Tabelle 3.10 aufgeführt.

### 3.7.2 Bestimmung der Teilkapazitäten $C_1$ - $C_6$ durch Berechnung

Unter Betrachtung eines Pulstransformators mit je einem Satz an Primär- und Sekundärwicklung auf jedem Schenkel kann einerseits die gespeicherte elektrische Energie auf dieselbe Weise wie bei Gleichung (3.66) anhand Abschnitt 3.6.1 durch die berechneten Teilenergien  $E_{elek,R1}$ - $E_{elek,R6}$  ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned} E_{elek,calc} &= 2(E_{elek,R1} + E_{elek,R2} + E_{elek,R3} \\ &\quad + E_{elek,R4} + E_{elek,R5} + E_{elek,R6}) \\ &= f(U_{pri}, U_{sek}, U_{sek,pri}) \end{aligned} \quad (3.68)$$

Da die gespeicherte elektrische Energie in beide Fällen gleich gross sein muss ( $E_{elek,ESB} = E_{elek,calc}$ ), können die Kapazitätswerte  $C_1$ - $C_6$  durch Koeffizientenvergleich der sechs Terme mit den Spannungen  $U_{pri}$ ,  $U_{sek}$ ,  $U_{sek,pri}$ ,  $U_{pri}U_{sek}$ ,  $U_{sek}U_{sek,pri}$  und  $U_{pri}U_{sek,pri}$  bestimmt werden. Andererseits lassen sich die Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  analog zu den sechs Impedanzmessungen im vorigen Abschnitt aus der Berechnung der sechs Kapazitäten  $C_{m1}$ - $C_{m6}$  bestimmen. Dabei werden z.B. zur Berechnung von  $C_{m1}$  wie bei der ersten Impedanzmessung in Abbildung 3.40 a) die Primär- und Sekundärwicklung kurzgeschlossen. Die Spannung zwischen den beiden Wicklungen  $W_{pri}$  und  $W_{sek}$  ist dadurch bei Betrachtung des mechanischen Aufbaus (analog zu Abschnitt 3.6) über die gesamte Wicklungshöhe konstant. Da, wie vorhin angenommen, die Sekundärwicklung sowie der Kern geerdet sind und sich der Transformator nicht im Tank befindet, bildet sich nur zwischen Primär- und Sekundärwicklung (Gebiet  $R_1$ ) sowie zwischen Primärwicklung und Kern (Gebiet  $R_6$ ) ein elektrisches Feld aus. Aufgrund der konstanten Spannung über

den Wicklungen berechnen sich die Teilenergien  $E_{elek,R1}$  und  $E_{elek,R6}$  wie für einen Plattenkondensator mit geschichteten Medien. Für den Pulstransformator mit Trichterwicklung muss zusätzlich der variierende Wicklungsabstand berücksichtigt werden. Aus der Gesamtenergie  $E_{elek} = E_{elek,R1} + E_{elek,R6}$  lässt sich anschliessend die Kapazität  $C_{m1}$  bestimmen. Analog müssen für die übrigen Kapazitäten  $C_{m2}-C_{m6}$  in Abhängigkeit der Spannungsverteilung die Teilenergien berechnet und die entsprechenden Kapazitäten  $C_{m,x}$  bestimmt werden. Nach Berechnung aller Kapazitäten  $C_{m1}-C_{m6}$  lassen sich wiederum anhand des Gleichungssystems (3.67) die Teilkapazitäten  $C_1-C_6$  herleiten. In Tabelle 3.8 sind die zur jeweiligen Messung relevanten Gebiete aufgelistet. Zudem sind in Tabelle 3.9 die Energieberechnungen für die in Abschnitt 3.6 noch nicht betrachteten Fälle des Pulstransformators mit Trichterwicklung aufgeführt. Die resultierenden Werte der Teilkapazitäten  $C_1-C_6$  beider Pulstransformatoren sind in Tabelle 3.10 aufgeführt.

**Tabelle 3.8:** Relevante Gebiete zur Bestimmung von  $C_{m1}-C_{m6}$ .

<i>Kapazität</i>	<i>Relevante Gebiete</i>
$C_{m1}$	$R_1$ ( $\Delta U = konst.$ ), $R_6$ ( $\Delta U = konst.$ )
$C_{m2}$	$R_2, R_3, R_6$ ( $\Delta U = var.$ )
$C_{m3}$	$R_1$ ( $\Delta U = var.$ ), $R_2, R_3, R_6$ ( $\Delta U = konst.$ )
$C_{m4}$	$R_1$ ( $\Delta U = var.$ ), $R_2, R_3$
$C_{m5}$	$R_1$ ( $\Delta U = var.$ ), $R_6$ ( $\Delta U = var.$ )
$C_{m6}$	$R_1$ ( $\Delta U = var.$ ), $R_2, R_3, R_6$ ( $\Delta U = var.$ )

**Tabelle 3.9:** Energieberechnungen der noch nicht abgedeckten Fälle für die Gebiete  $R_1-R_6$  beim Pulstransformator mit Trichterwicklung.

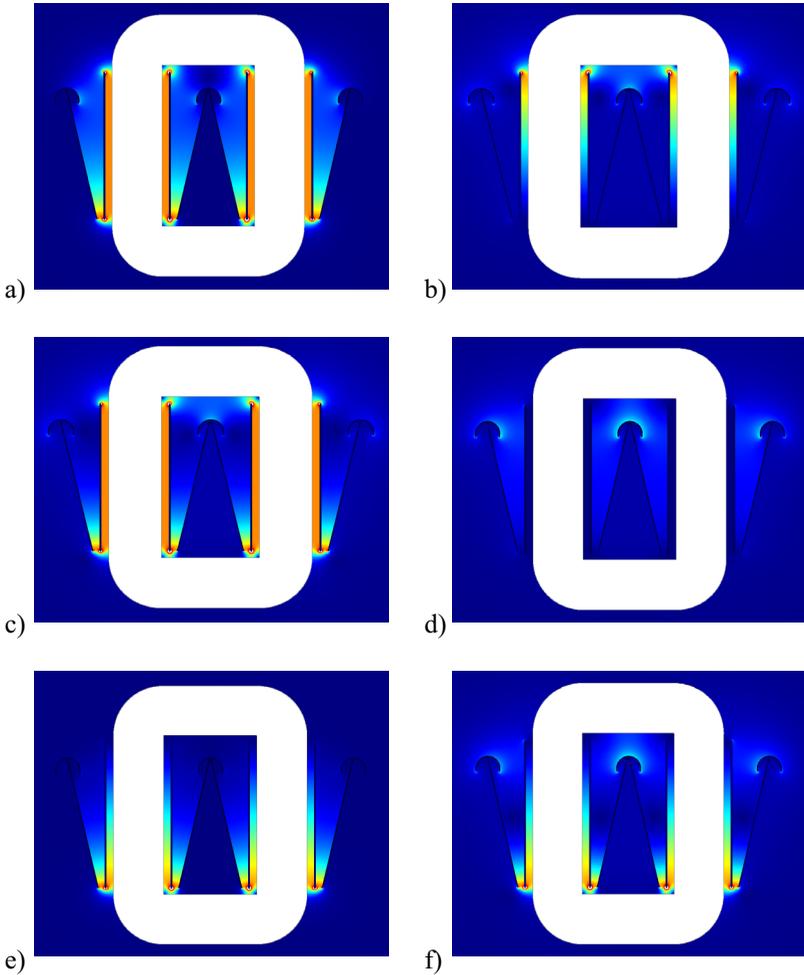
<i>Gebiet</i>	$E_{elek,R,x}$ bei Trichterwicklung
$R_1$ (konstante Spannung)	$\frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon_{oel} \ln\left(\frac{\epsilon_{iso} d_w + \epsilon_{oel} d_{iso}}{\epsilon_{iso} d_{w1} + \epsilon_{oel} d_{iso}}\right)}{d_w - d_{w1}} l_w U_{sek}^2$
$R_6$ (konstante Spannung)	$\frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon_{oel} \epsilon_{iso}}{(d_{oel,p}) \epsilon_{iso} + d_{iso} \epsilon_{oel}} l_w U_{sek}^2$

### 3.7.3 Bestimmung der Teilkapazitäten $C_1$ - $C_6$ durch FEM-Simulationen

Sinngemäß zur Impedanzmessung und der analytischen Berechnung können die Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  ebenfalls durch äquivalente FEM-Simulationen hergeleitet werden, wobei in den Simulationen die entsprechenden Spannungsverhältnisse vorgegeben werden. In Abbildung 3.41 ist zur Veranschaulichung die Verteilung der elektrischen Energiedichte für die sechs unterschiedlichen FEM-Simulationen dargestellt. Die resultierenden Werte aus den FEM-Simulationen für die sechs Messungen sind ebenfalls in Tabelle 3.10 aufgelistet. Dabei ist zu erkennen, dass zwischen Impedanzmessung, analytischer Berechnung und FEM-Simulationen eine gute Übereinstimmung aller Teilkapazitäten erreicht wird. Bei den Impedanzmessungen - vor allem bei der Messung von

**Tabelle 3.10:** Resultierende Werte für  $C_{m1}$ - $C_{m6}$  aus den Impedanzmessungen, Berechnung und FEM-Simulationen.

<i>Trichterwicklung</i>			
<i>Kapazität</i>	<i>Messung</i>	<i>Berechnung</i>	<i>Simulation</i>
$C_{m1}$	1.19 nF	1.25 nF	1.15 nF
$C_{m2}$	350 pF	316 pF	320 pF
$C_{m3}$	1.2 nF	1.25 nF	1.1 nF
$C_{m4}$	50 pF	50 pF	63 pF
$C_{m5}$	347 pF	350 pF	450 pF
$C_{m6}$	325 pF	360 pF	427 pF
<i>Parallelwicklung</i>			
<i>Kapazität</i>	<i>Messung</i>	<i>Berechnung</i>	<i>Simulation</i>
$C_{m1}$	418 pF	428 pF	446 pF
$C_{m2}$	121 pF	127 pF	138 pF
$C_{m3}$	335 pF	393 pF	394 pF
$C_{m4}$	58 pF	49 pF	53 pF
$C_{m5}$	190 pF	141 pF	167 pF
$C_{m6}$	150 pF	153 pF	133 pF



**Abbildung 3.41:** 2D FEM-Simulationen des Pulstransformators mit Trichterwicklung zur Bestimmung der Kapazitäten  $C_{m1}$ - $C_{m6}$ .

$Z_{m5}$  und  $Z_{m6}$  - muss auf eine gute Erdung bzw. eine kurze Verbindung zwischen Kern und Sekundärwicklung geachtet werden. Zudem müssen die für die Kurzschlüsse verwendeten Kabel derart geführt werden, dass dabei keine Impedanzverfälschung resultiert [145].

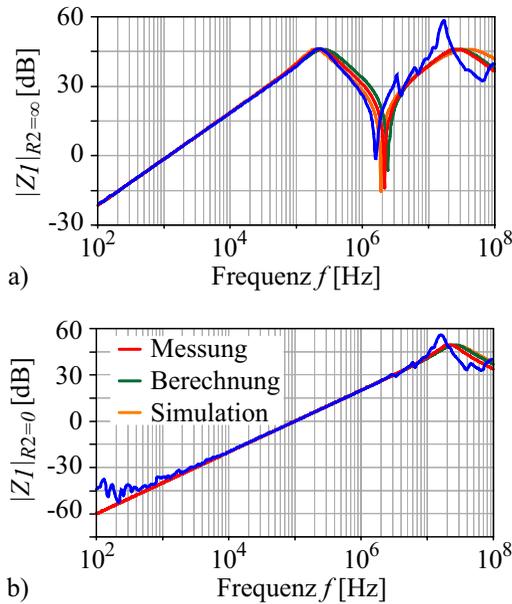
**Tabelle 3.11:** Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  aus der Impedanzmessung, Berechnung und FEM-Simulation für den Pulstransformator mit Parallelwicklungen bei geerdeter Sekundärwicklung und ohne Tank.

<i>Kapazität</i>	<i>Messung</i>	<i>Berechnung</i>	<i>Simulation</i>
$C_1$	-61 pF	-81 pF	-88 pF
$C_2$	-12.5 pF	7 pF	0.5 pF
$C_3$	202 pF	203.5 pF	211.5 pF
$C_4$	22.5 pF	23.5 pF	9 pF
$C_5$	49 pF	18.5 pF	43.5 pF
$C_6$	145.5 pF	182.5 pF	182 pF

Mit Hilfe der Kapazitäten  $C_{m1}$ - $C_{m6}$  ergeben sich nun z.B. für den Pulstransformator mit Parallelwicklung anhand des Gleichungssystems (3.67) die Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  aus Tabelle 3.11. Dabei ist ersichtlich, dass für die Teilkapazität  $C_1$  in jedem Fall ein negativer Kapazitätswert erreicht wird. Obwohl physikalisch unmöglich, ist dies jedoch zulässig, da es sich bei den Teilkapazitäten nicht um direkt messbare Kapazitäten handelt. Bei den Impedanzmessungen setzt sich z.B. die messbare Kapazität immer aus einer Summe von Teilkapazitäten zusammen, welche schlussendlich wiederum positiv ist [145, 156, 158, 159].

### 3.7.4 Vergleich der Eingangsimpedanz und Pulsantwort des Pulstransformators

Zum Vergleich der Ersatzschaltbilder mit den aus Impedanzmessung, analytischer Berechnung und FEM-Simulation gefundenen Teilkapazitäten  $C_1$ - $C_6$  können zusätzlich zu den sechs verwendeten Messungen die primärseitigen Eingangsimpedanzen  $\frac{U_1}{I_1}|_{R_2=\infty}$  und  $\frac{U_1}{I_1}|_{R_2=0}$  bei sekundärem Leerlauf bzw. Kurzschluss in SIMPLORER simuliert werden, wobei eine Gegenüberstellung mit den entsprechenden Impedanzmessungen am bestehenden Transformator möglich wird [145, 147, 157, 158]. In Abbildung 3.42 sind die simulierten Amplitudengänge der primärseitigen Eingangsimpedanzen mit den berechneten Werten aus Tabelle 3.11 und der Amplitudengang der direkt gemessenen Eingangsimpedanz aufgetragen. Zusätzlich wurde zur Dämpfung der Resonanzspitzen in

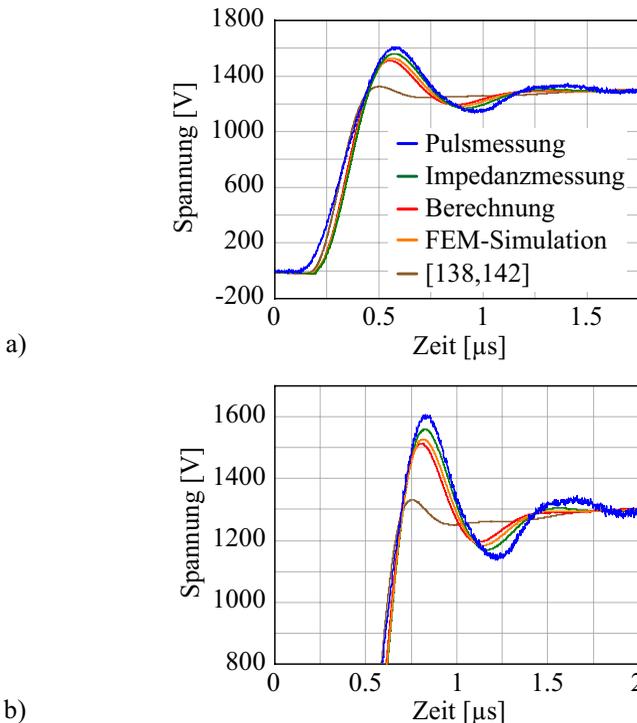


**Abbildung 3.42:** Simulierte primärseitige Eingangsimpedanzen a)  $\frac{U_1}{I_1}|_{R_2=\infty}$  und b)  $\frac{U_1}{I_1}|_{R_2=0}$  bei sekundärem Leerlauf bzw. Kurzschluss mit den berechneten Teilkapazitäten im Vergleich zur direkten Impedanzmessung.

der Simulation ein primärseitiger Eisenwiderstand von  $R_{Fe} = 200 \Omega$  eingefügt. Der qualitative Verlauf (Auftreten aller Serien- und Parallelresonanzen) der gemessenen Impedanzen kann durch alle berechneten/simulierten Ersatzschaltbilder gut nachgebildet werden. Dabei zeigen trotz der unterschiedlichen Teilkapazitäten aus Tabelle 3.11 alle simulierten Eingangsimpedanzen einen ähnlichen Verlauf, was auf eine beschränkte Sensitivität bezüglich einzelner Teilkapazitäten schließen lässt. Einzig bei höheren Frequenzen weichen die simulierten Verläufe von der gemessenen Impedanz immer stärker ab, wobei zusätzlich die zweite Parallelresonanz aufgrund des gewählten Eisenwiderstands zu stark gedämpft wird. Die erste Resonanzfrequenz liegt beim gemessenen Impedanzverlauf bei etwa 230 kHz und bei der Simulation zwischen 200 kHz und 258 kHz. Dies entspricht einem relativen Fehler von  $-15\%$  bzw.  $12\%$ .

Zusätzlich zum Vergleich der Ersatzschaltbilder mit der Realität im Frequenzbereich, wurde das zeitliche Pulsverhalten mittels Simulationen in SIMPLORER mit einer Pulsmessung verglichen. Die Abbildung 3.43 zeigt dabei die gemessene Ausgangsspannung bei Abschluss mit einer Last von  $2500\ \Omega$  und die entsprechenden simulierten Spannungen in SIMPLORER.

Ergänzend ist der Verlauf der Ausgangsspannung für die Kapazitätsberechnung anhand [138, 142] gezeigt, wobei nur die Energie zwischen den Wicklungen berücksichtigt wird. Aufgrund der zu niedrig berechneten verteilten Kapazität resultiert ein weit aus schwächeres Schwingver-



**Abbildung 3.43:** a) Vergleich der Pulsflanke aus Messung und simulierten Pulsflanken aus Impedanzmessung, analytische Berechnung und FEM-Simulation eines Pulstransformators mit Parallelwicklungen und ohmscher Last von  $2500\ \Omega$  und b) Zoom des Überschwingers.

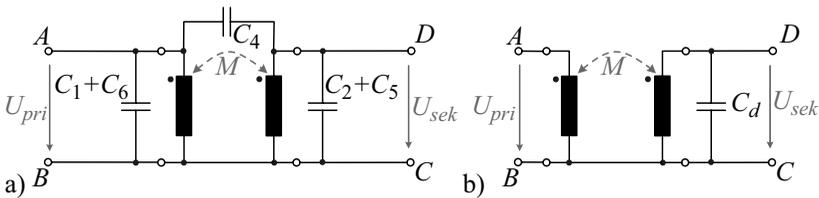
halten. Die relativen Fehler der Spitzenwerte aus simulierten Pulsflanken von Impedanzmessung, analytischer Berechnung und FEM-Simulation betragen  $-2.8\%$ ,  $-5.8\%$  bzw.  $-4.9\%$ , was im Vergleich zur einfachen Berechnung anhand [138, 142] mit  $-17.1\%$  eine wesentlich bessere Voraussage der Pulsform zulässt.

### 3.7.5 Reduktion des 6C-Modells auf das 1C-Modell

Wie bereits angesprochen, werden die Wicklungen des Pulstransformators bei Leistungsmodulatoren aufgrund der hohen Spannungen geerdet, damit eine definierte Spannungsverteilung erreicht wird. Im Hinblick auf das 6C-Modell führt die Verbindung der beiden Wicklungen zu einem Kurzschluss der Kapazität  $C_3$  (vgl. Abbildung 3.39) und somit anhand des IEEE standardisierten Ersatzschaltbild zu einer Reduktion der sechs Teilkapazitäten auf nur noch drei Kapazitäten, wobei nun  $C_1$  und  $C_6$  sowie  $C_2$  und  $C_5$  zusammengefasst werden können (vgl. Abbildung 3.44 a)). Die gespeicherte elektrische Energie im Ersatzschaltbild anhand Abbildung 3.44 lässt sich mit Hilfe der Spannungen  $U_{pri}$  und  $U_{sek}$  durch Gleichung (3.69) beschreiben.

$$\begin{aligned}
 E_{elek,ESB-3C} &= \frac{1}{2} \left( \frac{C_1 + C_6}{n^2} + \frac{(n-1)^2}{n^2} C_4 + C_2 + C_5 \right) U_{sek}^2 \\
 &= \frac{1}{2} C_d U_{sek}^2
 \end{aligned}
 \tag{3.69}$$

Bei Annahme eines Ersatzschaltbildes mit einer konzentrierten parasitären Kapazität  $C_d$  (1C-Modell, vgl. Abbildung 3.44 b)), wie dies



**Abbildung 3.44:** a) Resultierendes 3C-Modell bei Verbindung der Wicklungsenden und b) Ersatzmodell mit konzentriertem Streuparameter  $C_d$ .

bereits in [138–143] angewendet wurde, muss demzufolge dieselbe elektrische Energie gespeichert sein, wodurch sich die Kapazität  $C_d$  durch die Teilkapazitäten  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_4$ - $C_5$  ausdrücken lässt.

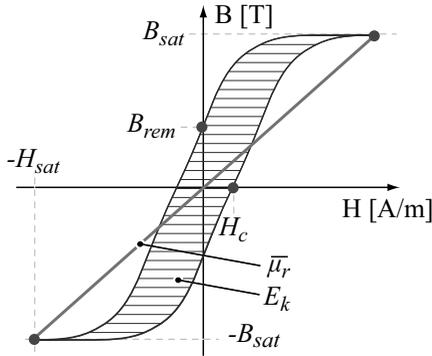
$$C_d = \frac{C_1 + C_6}{n^2} + \frac{(n-1)^2}{n^2} C_4 + C_2 + C_5$$

$$\approx C_2 + C_4 + C_5 = C_{m4} \quad (3.70)$$

Wird dabei ein Transformator mit hohem Windungsverhältnis ( $n > 10$ ) eingesetzt, reduziert sich die konzentrierte Kapazität  $C_d$  auf die Parallelschaltung der drei Teilkapazitäten  $C_2$ ,  $C_4$  und  $C_5$ , was gerade der Kapazität  $C_{m4}$  entspricht. Für den Pulstransformator mit Parallelwicklung ergibt sich somit aus Tabelle 3.10 die sekundäre Kapazität zu  $C_d = 49$  pF. Bei der Simulation in SIMPLORER beträgt der relative Fehler im Spitzenwert der Pulsflanke für die berechnete Kapazität des 1C-Modells im Vergleich zum berechneten 6C-Modell weniger als  $-1\%$ . Folglich kann das Einschwingverhalten beim Pulstransformator mittels dem einfachen 1C-Modell ausreichend gut beschrieben werden, falls eine genaue Berechnung der parasitären Elemente vorliegt. Dabei muss zur Bestimmung der konzentrierten “verteilten“ Kapazität  $C_d$  bei der Impedanzmessung, der analytischen Berechnung und der FEM-Simulation nur noch die vierte Messung von  $C_{m4}$  durchgeführt werden.

### 3.8 Kernmaterial

Kernmaterialien sind gekennzeichnet durch ihre magnetischen Eigenschaften, wie z.B. die Sättigungs- und Remanenzflussdichte  $B_{sat}$  bzw.  $B_{rem}$ , die relative Permeabilität  $\mu_r$  sowie durch die resultierenden Kernverluste  $E_k$  (vgl. Abbildung 3.45). Ziel dieses Abschnittes ist es zuerst die Anforderungen an das Kernmaterial sowie dessen wichtigsten magnetischen Eigenschaften zu erörtern, welche für einen effizienten Betrieb eines Leistungsmodulators mit verbesserter Pulseigenschaft nötig sind. Dann soll ein Überblick über verschiedene bestehende Materialien gegeben werden, welche anschliessend bezüglich Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$ , relativer Permeabilität  $\mu_r$  und resultierenden Kernverluste  $E_k$  gegenübergestellt werden. Aufgrund verschiedener, teils unvollständiger oder nicht der zugrundeliegenden Anwendung angepassten Herstellerangaben wird in einem weiteren Abschnitt versucht, die Kernverluste



**Abbildung 3.45:** Kennzeichnende Eigenschaften von magnetischen Werkstoffen.

für pulsformige Kernaussteuerung zu berechnen und gegeneinander abzuwägen. Schlussendlich werden ausgewählte Materialien anhand von Messungen an Musterkernen untersucht und das optimale Material für den Leistungsmodulator ausgewählt.

### 3.8.1 Anforderungen an das Kernmaterial und dessen magnetische Eigenschaften

Bei der Transformatorauslegung spielt neben der Wahl der geeignetsten Wicklungstopologie auch das Kernmaterial eine wichtige Rolle, da die Sättigungs- und Remanenzflussdichte  $B_{sat}$  bzw.  $B_{rem}$  oder die relative Permeabilität  $\mu_r$  die Pulseigenschaften des Systems wesentlich beeinflussen. Einerseits kann z.B. durch Einsatz von magnetischen Werkstoffen mit hoher Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$  die Kernquerschnittsfläche  $A_k$  reduziert werden, was anhand von Gleichung (3.43) zu schnelleren Pulsanstiegszeiten führt. Andererseits wird bei magnetischen Materialien mit hoher relativer Permeabilität  $\mu_r$  eine höhere Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  erreicht, wodurch sich der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  und somit auch der Aufwand bzw. die Verluste bei der Vormagnetisierung verringern (vgl. Kapitel 4). Des Weiteren sind die resultierenden Ummagnetisierungsverluste  $E_k$ , welche sich aus den Hysterese-, Wirbelstrom- und Relaxationsverlusten [168] zusammensetzen, fast ausschliesslich vom Material abhängig, wodurch bei geeigneter Wahl des

magnetischen Werkstoffes die Verluste gesenkt, die Effizienz gesteigert und der Kühlaufwand reduziert werden kann.

Die Hystereseverluste (statische Hystereseverluste) entsprechen dem Teil der Ummagnetisierungsverluste, welcher auf die Hysterese zurückzuführen ist und bei langsamer Ummagnetisierung gemessen werden [168]. Allgemein sind die Hystereseverluste in etwa proportional zu  $\hat{B}^2$  und zur Ummagnetisierungsfrequenz  $f$  [182]. Durch hochfrequente Anregung, werden durch das sich zeitlich ändernde Magnetfeld im Kernmaterial zusätzlich Wirbelströme induziert, die zu Wirbelstromverlusten führen [182]. Die Wirbelstromverluste, welche den zweiten wesentlichen Teil der Ummagnetisierungsverluste darstellen, können dabei entweder durch Materialien mit hohem elektrischem Widerstand, wie z.B. Ferrite, oder durch geeignete Ausführungsformen, wie z.B. geschichtete isolierte Bandstrukturen wie bei Schnittbandkernen, reduziert werden. Eine Verminderung der Wirbelstromverluste führt zusätzlich zu einem schnelleren Eindringen des Feldes und somit zu einer grösseren Permeabilität  $\mu_r$  [168] (vgl. Abschnitt 3.8.3). Allgemein verhalten sich die Wirbelstromverluste im Kern proportional zu  $f^2$  und  $\hat{B}^2$  [182]. Bei plötzlichen Änderungen des Magnetisierungszustandes erreicht die Flussdichte erst mit einer gewissen Verzögerung ihren zugehörigen Endwert, was als Nachwirkung bzw. Relaxation bezeichnet wird. Dabei existieren verschiedene physikalische Ursachen, welche diese Nachwirkungseffekte hervorrufen. Diese Effekte führen schliesslich zu Relaxationsverlusten, die jedoch bei stärkerer Aussteuerung eine untergeordnete Rolle spielen [168].

Die gesamten Ummagnetisierungsverluste, bestehend aus den genannten Teilverlusten lassen sich im Allgemeinen anhand von Gleichung (3.71) aus der von der Hystereseschleife eingeschlossenen Fläche und dem Kernvolumen berechnen (vgl. Abbildung 3.45).

$$\begin{aligned} \frac{dE_k}{dt} &= U_{mag}(t) \cdot I_{mag}(t) \\ &= N \cdot I_{mag} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \\ dE_k &= N \frac{l_k H(B)}{N} \cdot A_k dB \\ &= A_k l_k \cdot H(B) dB \end{aligned}$$

$$E_k = l_k A_k \oint H(B) dB \quad (3.71)$$

Wie die Kernverluste hängt auch die Form der Hystereseschleife wesentlich von der Kernaussteuerung  $\Delta B$  und der Ummagnetisierungsfrequenz  $f$  ab. Dabei kann die Breite sowie die Steigung (Permeabilität) der Hystereseschleife trotz Verwendung desselben Materials aufgrund veränderter Banddicke oder eingefügtem Luftspalt variieren (vgl. Abschnitt 3.8.3).

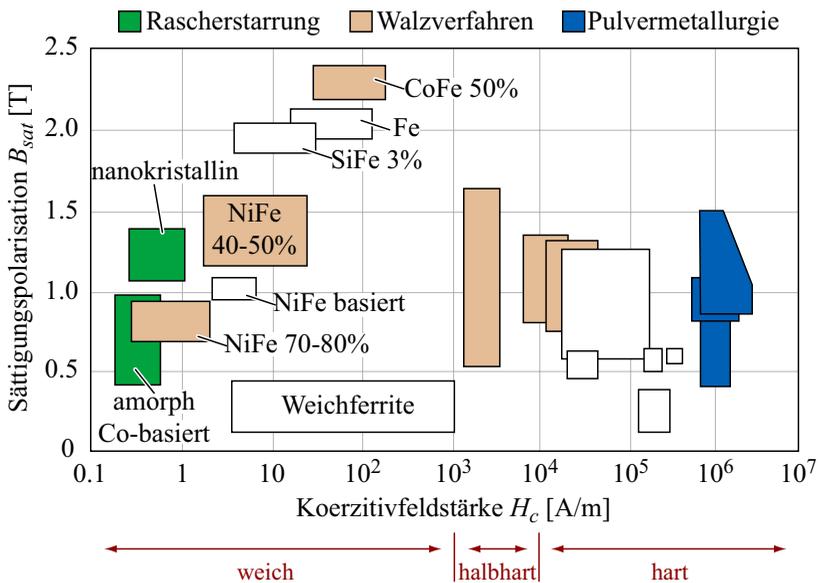
Grundsätzlich weisen weichmagnetische Werkstoffe, deren Koerzitivfeldstärke  $H_c$  unter 1000 A/m liegt, eine schmalere Hystereseschleife und somit kleinere Hystereseverluste auf, als dies bei hartmagnetischen Werkstoffen (z.B. Dauermagneten,  $H_c > 30000$  A/m) der Fall ist. Zusätzlich kann durch den Herstellungsprozess des Kernmaterials der Hystereseschleife eine runde, rechteckige oder flache Form gegeben werden, wobei die Remanenz  $B_{rem}$  bei rechteckiger Hystereseschleife in etwa der Sättigung  $B_{sat}$  entspricht und bei flacher Hystereseschleife die Remanenz  $B_{rem}$  bis zu etwa 1% der Sättigung gebracht werden kann [168]. Da die Betriebsart der Vormagnetisierungsschaltung wesentlich von der Remanenz  $B_{rem}$  abhängt (vgl. Abschnitt 4.3.2), muss auch dieser Eigenschaft Beachtung geschenkt werden. Die wichtigsten Anforderungen an das Kernmaterial für den Einsatz in Pulstransformatoren lassen sich somit wie folgt zusammenfassen [172]:

- **Hohe Sättigungsflussdichte**  $B_{sat}$ , zur Reduktion der Kernabmessungen, insbesondere der Kernquerschnittsfläche  $A_k$ , was anhand Gleichung (3.43) in einer verbesserten Pulseigenschaft resultiert.
- **Hohe relative Permeabilität**  $\mu_r$ , zur Erzielung eines kleineren Magnetisierungsstromes  $I_{mag}$  und somit zur Reduktion der Verluste in der Vormagnetisierungsschaltung (vgl. Kapitel 4). Eine hohe relative Permeabilität  $\mu_r$ , die grundsätzlich mit zunehmender Frequenz abnimmt, ist aufgrund der pulsformigen Ummagnetisierung auch bei hohen Frequenzen erwünscht.
- **Niedrige/Hohe Remanenzflussdichte**  $B_{rem}$ , in Abhängigkeit der Vormagnetisierungsart, wobei ein Betrieb des Leistungsmodulators mit aktiver Vormagnetisierung bei Selbstregelung eine

niedrige Remanenz  $B_{rem}$  erfordert (vgl. Abschnitt 4.3.2) und bei pulsformiger Vormagnetisierung bei Ausnützung der Remanenz eine hohe Remanenz  $B_{rem}$  gewünscht ist (vgl. Kapitel 6).

- **Niedrige Kernverluste**  $E_k/P_k$ , auch bei hochfrequenter bzw. pulsformiger Ummagnetisierung mit niedriger Koerzitivfeldstärke  $H_c$ , was die Systemeffizienz steigert und den Kühlaufwand reduziert.

Für die Auswahl des passenden Kernmaterials gibt die Abbildung 3.46 einen Überblick über die verfügbaren magnetischen Materialien. Dabei ist ersichtlich, dass die weichmagnetischen Materialien im Vergleich zu hartmagnetischen Materialien eine geringere Koerzitivfeldstärke  $H_c$ , also reduzierte Kernverluste, eine hohe relative Permeabilität  $\mu_r$  und eine Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$  ähnlich den hartmagnetischen Materialien aufweisen und somit zu bevorzugen sind.



**Abbildung 3.46:** Übersicht über die verfügbaren magnetischen Werkstoffe aus [166, 168].

### 3.8.2 Weichmagnetische Werkstoffe

Die weichmagnetischen Materialien können in fünf grössere Klassen, (**A**) Elektrische Stähle (z.B. SiFe), (**B**) Eisen-Nickel und Eisen-Kobalt Verbindungen, (**C**) Ferrite (Zinklegierungen  $Zn_{30}$ ), (**D**) amorphe und (**E**) nanokristalline Werkstoffe eingeteilt werden [172]. Dabei erreichen Eisen-Kobalt-Verbindungen bei den kommerziell erhältlichen Werkstoffen die höchsten Sättigungsflussdichten ( $\approx 2.3 \text{ T}$ ) (vgl. Abbildung 3.46 und Tabelle 3.12). Obwohl mit diesen Materialien die kleinsten Kernquerschnittsflächen  $A_k$  und somit die besten Pulseigenschaften realisierbar sind (vgl. Gleichung (3.43)), werden diese Werkstoffe aufgrund der sehr hohen Kosten nicht weiter berücksichtigt. Einsatzgebiete finden sich hauptsächlich in militärischen Anwendungen oder in der Raumfahrt [162, 176].

Für Anwendungen mit Pulsfrequenzen von über 100 kHz sind Ferrite aufgrund der geringen Kernverluste die beste Wahl [178]. Jedoch werden auch die Ferrite sowie die NiFe-Legierungen mit hohem Nickelgehalt für die Anwendung in Leistungsmodulatoren nicht weiter berücksichtigt, da deren Sättigung weit unter jener der übrigen Werkstoffe liegt (vgl. Tabelle 3.12). Die zweithöchste Sättigungsflussdichte weisen elektrische Stähle, also SiFe-Legierungen, auf. Zudem sind SiFe-Werkstoffe die verbreitetsten und billigsten Materialien auf dem Markt, wobei z.B. Ferrite etwa 2-mal, NiFe-Verbindungen oder amorphe Materialien etwa 11-mal und CoFe-Verbindungen etwa 25-mal teurer sind als SiFe-

**Tabelle 3.12:** Sättigung  $B_{sat}$ , Koerzitivfeldstärke  $H_c$  und Anfangspermeabilität  $\mu_i$  für verschiedene magnetische Werkstoffe [168].

<i>Material</i>	<i>Sättigung</i> $B_{sat}$	<i>Koerzitivfeldstärke</i> $H_c$	<i>Anfangspermeabilität</i> $\mu_i$
CoFe (35 %-65 %)	2.43 T	< 100 A/m	-
Fe	2.16 T	< 100 A/m	1000
SiFe (3 %)	2 T	10-200 A/m	1500
Ni ( $\sim 75$ %)	0.6 T	1 A/m	100000
NiFe (50 %-50 %)	1.6 T	5-30 A/m	10000

Werkstoffe [164]. Allerdings weisen die SiFe-Legierungen unter den aufgelisteten Materialien die grössten Kernverluste  $E_k$  auf. Die geringsten Verluste unter den kristallinen ferromagnetischen Materialien werden mit NiFe-Legierungen erzielt, die nur teils durch amorphe oder nanokristalline Materialien unterschritten werden können [172].

Durch spezielle Verfahren, wie z.B. bei der Herstellung von Schnittbandkernen, lassen sich die Kernverluste  $E_k$ , speziell die Wirbelstromverluste, auch bei Materialien mit grösseren Verlusten (z.B. SiFe-Legierungen) durch eine isolierte Bandstruktur reduzieren. Dabei wird der weichmagnetische Werkstoff (z.B. SiFe) bei hoher Temperatur vom flüssigen Zustand in dünne isolierte Bänder  $< 25 \mu\text{m}$  verarbeitet (engl. *Casting*) und auf eine Form gewickelt. Amorphe Materialien werden auf dieselbe Art aus denselben Materialien (Fe, Co, Si) gewonnen [177], wobei die Abkühlung durch Abschrecken (engl. *Rapid Quenching* oder *Rapid Solidification Technology*) derart schnell erzwungen wird ( $10^4 - 10^7 \text{ K/s}$  [172, 177]), dass keine Kristallisation einsetzen kann [163, 172]. Eine Weiterführung der amorphen Materialien sind nanokristalline Werkstoffe, wobei einzig noch wenige Prozent von Kupfer ( $\text{Cu}_{29}$ ) und Niobium ( $\text{Nb}_{41}$ ) zugefügt werden [176] und das Material nach der Formung speziell ausgeglüht (engl. *Annealing*) wird [163, 177]. Im Allgemeinen haben jedoch zahlreiche Verfahren zur Verminderung der Kernverluste unerwünschte Konsequenzen, wie z.B. eine Reduktion der Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$  [172]. Bei eisenbasierten nanokristallinen Werkstoffen, die im Vergleich zu anderen ferromagnetischen Materialien sehr geringe Kernverluste aufweisen, können jedoch immer noch Sättigungsflussdichten von über  $1T$  erreicht werden [178].

Für den Einsatz in Leistungsmodulatoren kommen deshalb einerseits SiFe-Legierungen aufgrund der hohen Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$  sowie der Kostenvorteile und andererseits amorphe (eisenbasiert) bzw. nanokristalline (eisenbasiert) Werkstoffe [175, 176, 185] aufgrund der Kombination von hoher Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$  und geringen Kernverluste in Frage, wobei Letztere, ausgenommen vom Kernmaterial 2506SA1 (Metglas), in etwa 11-mal teurer sind als SiFe-Legierungen [164]. Das eigentlich für niederfrequente Anwendungen hergestellte Kernmaterial 2605SA1 von Metglas weist von den amorphen Materialien die geringsten Kosten auf, da ebenfalls grosse Mengen für Netztransformatoren eingesetzt werden. Trotz der hauptsächlich niederfrequenten Anwendung verfügt das Material 2605SA1 auch bei hochfrequenter und pulsformiger Kernaussteuerung über sehr gute Eigenschaften [176]. Im

Folgenden werden nun unterschiedliche kommerziell erhältliche und für den Einsatz in Pulstransformatoren geeignete weichmagnetische Werkstoffe bezüglich der Sättigung  $B_{sat}$ , der relativen Permeabilität  $\mu_r$  und der Kernverluste  $E_k$  pro Puls verglichen. Eine genaue Gegenüberstellung der Permeabilität  $\mu_r$  und der Kernverluste  $E_k$  von diversen Werkstoffen zeigt sich jedoch aufgrund der unterschiedlichen Herstellerangaben als schwierig, da die gemessenen Frequenzbereiche und Kernaussteuerungen stark variieren. Zudem sind die Angaben aus Datenblättern teils unvollständig oder entsprechen jeweils den Verlusten bei sinusförmiger Kernaussteuerung im Gegensatz zur puls förmigen Kernaussteuerung in Leistungsmodulatoren. In Tabelle 3.13 sind die wesentlichen magnetischen Eigenschaften aufgelistet, wobei die angegebenen Daten aus Datenblättern von Herstellern entnommen wurden.

**Tabelle 3.13:** Herstellerangaben magnetischer Eigenschaften unterschiedlicher Werkstoffe bei sinusförmiger Aussteuerung.

<i>Material</i>	<i>Hersteller</i>	<i>Sättigung</i>
Finemet FT3-M (nanokristallin)	Hitachi [163]	1.23 T
Vitroperm 500 F (nanokristallin)	VAC [166]	1.28 T
2605SA1 (amorph, Eisen-basiert)	Metglas [165]	1.57 T
2605CO (amorph, Eisen-basiert)	Metglas	1.8 T
2605SC (amorph, Eisen-basiert)	Metglas	1.61 T
2705M (amorph, Cobalt-basiert)	Metglas	0.77 T
SiFe - Legierung	z.B. Magnetics [164]	1.9 T

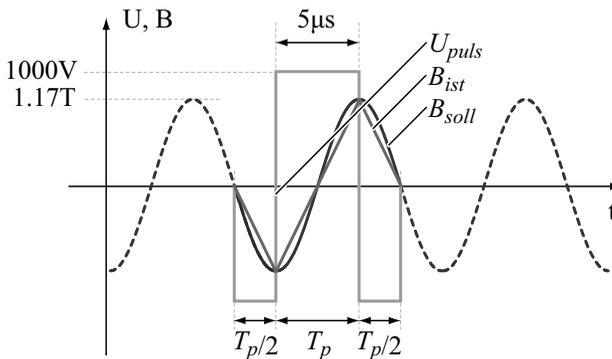
  

<i>Permeabilität</i> $\mu_r$ bei 100 kHz	<i>Verluste <math>P_k</math></i> bei 100 kHz, 1 T	<i>Verluste <math>E_k</math></i> pro 5 $\mu$ s-Puls
15000	> 1000 W/kg	> 73 J/m <sup>3</sup>
15000	> 1200 W/kg	> 88 J/m <sup>3</sup>
5000	10000 W/kg	718 J/m <sup>3</sup>
2500 (bei 100 kHz)	-	-
3500	10000 W/kg	732 J/m <sup>3</sup>
15000	-	-
-	-	-

Zur Abschätzung der Verluste in Tabelle 3.13 wurde ein  $5\ \mu\text{s}$ -Puls mit  $U_{pri} = 1000\ \text{V}$  mit dreieckförmiger Kernaussteuerung  $B_{ist}$  und vorgegebener Kernquerschnittsfläche  $A_k$  an eine sinusförmige Kernaussteuerung  $B_{soll}$  mit der Amplitude von  $\hat{B} = 1.17\ \text{T}$  und der Grundfrequenz von  $f = 100\ \text{kHz}$  angenähert, wobei ein für grössere Kerne relativ konservativer Füllfaktor von  $F = 0.8$  angenommen wurde (vgl. Gleichung (3.72) und Abbildung 3.47).

$$\begin{aligned}\hat{B} &= \frac{1}{2} \frac{U_{pri} T_p}{N_{pri} A_k F} \\ &= \frac{1}{2} \frac{1000\ \text{V} \cdot 5\ \mu\text{s}}{21 \cdot 2646\ \text{mm}^2 \cdot 0.8} \approx 1.17\ \text{T}\end{aligned}\quad (3.72)$$

Anhand der Herstellerangaben aus Tabelle 3.13 übersteigen die Verluste für die amorphen Materialien von Metglas diejenigen der nanokristallinen Werkstoffe um etwa das 10-fache. In Tabelle 3.14 und 3.15 sind die Kernverluste für verschiedene Materialien bei unterschiedlichen Pulsmagnetisierungszeiten aufgelistet [174–176]. Zusätzlich ist die entsprechende bipolare Kernaussteuerung  $\Delta B$  angegeben. Dabei verfügt das amorphe Kernmaterial 2605SA1 in Tabelle 3.14 über den grössten zulässigen Flussdichtehub  $\Delta B$ , wodurch einerseits die nötige Materialmenge reduziert wird und andererseits die kleinere Kernquerschnitts-



**Abbildung 3.47:** Approximation des  $5\ \mu\text{s}$ -Pulses mit  $U_{pri} = 1000\ \text{V}$  durch eine sinusförmige Kernaussteuerung mit einer Amplitude von  $\hat{B} = 1.17\ \text{T}$  und der Grundfrequenz von  $f = 100\ \text{kHz}$ .

fläche  $A_k$  bessere Pulseigenschaften zur Folge hat. Einzig die Verluste des 2605A1 überschreiten diejenigen des 2605SC in Abhängigkeit der Kernaussteuerung um den Faktor 1.5-2 und im Vergleich zu den nanokristallinen Werkstoffen um den Faktor 3-7 [175]. Im Vergleich zu Tabelle 3.13 liegen die Verluste des 2605SA1 mit  $718 \text{ J/m}^3$  etwa im Bereich der gemessenen Verluste aus Tabelle 3.14, wobei hier die Angaben bei Pulsbreiten von 2-3  $\mu\text{s}$  aufgrund von verschiedenen Herstellungs- und Beschichtungsverfahren der Materialien variieren [174]. Zusätzlich stimmen die angegebenen Verluste für die nanokristallinen Materialien aus Tabelle 3.15 mit den Herstellerangaben aus Tabelle 3.13 sehr gut überein. Des Weiteren kann, wie aus Tabelle 3.15 ersichtlich, der Flussdichtehub  $\Delta B$  mit 3 %-igem Silizium-Eisen gegenüber nanokristallinen Werkstoffen um fast 50 % gesteigert werden. Jedoch steigen vor allem für hochfrequente bzw. pulsförmige Kernaussteuerung die Verluste, welche zusätzlich von der Banddicke und der Herstellung des Materi-

**Tabelle 3.14:** Kernverluste  $E_k$  von unterschiedlichen Werkstoffen bei Pulsbreiten von 1  $\mu\text{s}$  [175], 2  $\mu\text{s}$  und 3  $\mu\text{s}$  [174].

<i>Material</i>	<i>Aussteuer.</i> $\Delta B$	<i>Verluste <math>E_{kern}</math> (gemittelt) bei</i>		
		$T_p = 1 \mu\text{s}$	$T_p = 2 \mu\text{s}$	$T_p = 3 \mu\text{s}$
2605SA1	0.84 T	1192 J/m <sup>3</sup>	790 J/m <sup>3</sup>	650 J/m <sup>3</sup>
2605SC	2.38 T	631 J/m <sup>3</sup>	692 J/m <sup>3</sup>	-
Finemet FT1-H	2.01 T	238 J/m <sup>3</sup>	-	-
VitroVac 800 (nanokristallin)	2.21 T	222 J/m <sup>3</sup>	-	-

**Tabelle 3.15:** Magnetische Eigenschaften von unterschiedlichen Werkstoffen bei unterschiedlichen Pulsbreiten [176].

<i>Material</i>	<i>Aussteuer.</i> $\Delta B$	<i>Verluste <math>E_k</math> (gemittelt) bei</i>		
		$T_p = 5 \mu\text{s}$	$T_p = 1 \mu\text{s}$	$T_p = 0.2 \mu\text{s}$
Finemet FT1-H	2.05 T	76 J/m <sup>3</sup>	262 J/m <sup>3</sup>	1084 J/m <sup>3</sup>
Vitroperm 500 F	2.16 T	67 J/m <sup>3</sup>	239 J/m <sup>3</sup>	978 J/m <sup>3</sup>
SiFe 3% (50 $\mu\text{m}$ )	3 T	838 J/m <sup>3</sup>	1950 J/m <sup>3</sup>	6676 J/m <sup>3</sup>

als abhängen, wesentlich an. Dabei zeigt sich, dass SiFe-Legierungen mit Banddicken  $> 100 \mu\text{m}$  für Pulsanwendungen aufgrund der hohen Verluste nicht einsetzbar sind [176]. Mit den in Tabelle 3.13, 3.14 und 3.15 angegebenen Daten lassen sich die Materialien bereits gegeneinander abschätzen. Jedoch kann dabei keine genaue Aussage über die tatsächlich auftretenden Verluste im Leistungsmodulator getroffen werden. Eine andere Möglichkeit weitere Informationen über die Kernverluste  $P_k$  zu erhalten, stellt die Steinmetz-Gleichung dar, mit welcher für eine gegebene Ummagnetisierungsfrequenz  $f$  sowie eine bestimmte maximale Kernaussteuerung  $\hat{B}$  die Verluste bestimmt werden können [169, 170, 178, 186–189].

$$P_k(\text{W/kg}) = \int_{V_k} C_m \cdot f(\text{kHz})^\alpha \cdot \hat{B}(\text{T})^\beta dV \quad (3.73)$$

Die Konstanten  $C_m$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  entsprechen dabei den Steinmetz-Parametern, welche sich mit Hilfe der vom Hersteller gegebenen Verlustkurven berechnen lassen. In Tabelle 3.16 sind die Steinmetz-Parameter für unterschiedliche Kernmaterialien angegeben, wobei die mit \* versehenen Parameter durch Kurvenanpassung aus Kernverlusten gemäss Datenblatt berechnet wurden. In der letzten Spalte sind mit Hilfe der Steinmetz-Gleichung die Kernverluste  $E_k$  für einen  $5 \mu\text{s}$ -Puls mit  $U_{pri} = 1000 \text{ V}$  aufgelistet, wobei als Ummagnetisierungsfrequenz wiederum  $f = 100 \text{ kHz}$  und für die maximale Flussdichte  $\hat{B} = 1.17 \text{ T}$  angenommen wurden (vgl. Tabelle 3.16).

**Tabelle 3.16:** Steinmetz-Parameter  $C_m$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  und die mit der Steinmetz-Gleichung berechneten Kernverluste  $E_k$  für verschiedene Kernmaterialien aus den angegebenen Quellen bzw. \* Kurvenanpassung aus Datenblatt.

<i>Material</i>	$C_m$	$\alpha$	$\beta$	<i>Verluste</i> $E_k$
2605SA1 [165]	6.5	1.51	1.74	$554 \text{ J/m}^3$
Finemet FT-3M [178–180]	1.1	1.62	1.98	$160 \text{ J/m}^3$
Finemet (18 $\mu\text{m}$ ) [165]	1.2	1.53	1.52	$108 \text{ J/m}^3$
SiFe 3 % (50 $\mu\text{m}$ )*	24.6	1.43	1.98	$1644 \text{ J/m}^3$
SiFe 3 % (100 $\mu\text{m}$ )*	30.0	1.48	1.86	$2440 \text{ J/m}^3$

Die Verlustberechnung mittels Steinmetz-Gleichung basiert jedoch, wie auch die Verlustkurven der Hersteller, auf sinusförmiger Kernaussteuerung und kann somit für pulsformige Kernaussteuerung nur bedingt angewendet werden, da eine nicht sinusförmige Kernaussteuerung im Allgemeinen zu anderen Kernverlusten führt [186,189]. Anhand [178] resultieren z.B. für eine rechteckige Kernaussteuerung aufgrund der zum Teil geringeren Flussdichteänderung um den Faktor  $\frac{\pi}{4}$  geringere Kernverluste als bei sinusförmiger Aussteuerung.

Zur Berechnung der Kernverluste für allgemeine, nicht sinusförmige Kernaussteuerungen existieren verschiedene Ansätze, wobei z.B. die Steinmetz-Gleichung für sinusförmige Aussteuerung erweitert (*Modified Steinmetz Equation*, MSE) bzw. verallgemeinert (*Generalized Steinmetz Equation*, GSE) wurde [187,188] bzw. [189]. In [186] wird die GSE-Methode nochmals erweitert, indem bei der gesamten Kernaussteuerung ebenfalls Teilaussteuerungen berücksichtigt werden. Da die verschiedenen Verfahren zur Berechnung der Kernverluste auf den Steinmetz-Parametern basieren und die grössten Fehler in der Bestimmung dieser Parameter durch Kurvenanpassung entstehen, werden die resultierenden Verluste anhand den genannten Methoden nicht explizit berechnet. Zusätzlich ist eine Bestimmung der relativen Permeabilität  $\mu_r$ , welche für die Auslegung der Vormagnetisierungsschaltung wesentlich ist (vgl. Kapitel 4), bei pulsformiger Kernaussteuerung aus Herstellerangaben nicht möglich.

### 3.8.3 Materialeigenschaften bei Pulsomagnetisierung

Aufgrund der multivariablen Natur der relativen Permeabilität  $\mu_r$  sowie der Form und Grösse der Hystereseschleife werden im Folgenden die relative Permeabilität  $\mu_r$ , die Sättigungsflussdichte  $B_{sat}$ , die Remanenz  $B_{rem}$  sowie die Kernverluste  $E_k$ , welche für die Auslegung des Leistungsmodulators wesentlich sind, an Musterkernen verschiedener Werkstoffe gemessen. Von den im vorigen Abschnitt genannten Werkstoffe werden dabei nur noch die in Tabelle 3.17 aufgelisteten Kernmaterialien berücksichtigt, da z.B. im Laufe dieser Arbeit die beiden Materialien 2605CO und 2605SC abgekündigt wurden und somit nicht mehr länger erhältlich sind. Des Weiteren verfügen die nanokristallinen Materialien Vitroperm 500 F und VitroVac 800 von Vacuumschmelze (VAC) über ähnliche Eigenschaften wie Finemet FT-3M von Hitachi, wodurch sich deren Ausmessung erübrigt.

**Tabelle 3.17:** Als Musterkerne verfügbare magnetische Werkstoffe.

<i>Material</i>	<i>Hersteller</i>	<i>Sättigung</i>	<i>Dichte</i>	<i>Füllf.</i>
Finemet FT3-M (18 $\mu\text{m}$ )	Hitachi [163]	1.23 T	7300 kg/m <sup>3</sup>	0.78
2605SA1 (25 $\mu\text{m}$ )	Metglas [165]	1.57 T	7180 kg/m <sup>3</sup>	0.79
SiFe (3 %) (50 $\mu\text{m}$ )	Waasner [167]	1.75 T	7650 kg/m <sup>3</sup>	0.88
SiFe (3 %) (100 $\mu\text{m}$ )	Waasner [167]	1.75 T	7650 kg/m <sup>3</sup>	0.92

**Tabelle 3.18:** Abmessungen der Musterkerne und des Originalkerns.

<i>Abmessung</i>	<i>Musterkern</i>	<i>Originalgrösse</i>	<i>Skalierung</i>
Schenkelbreite $a_k$	13 mm	42 mm	3.23
Schenkeltiefe $b_k$	25 mm	63 mm	2.52
Schenkelhöhe $h_k$	28 mm	141.5 mm	5.05
Fensterbreite $d_k$	15 mm	95 mm	6.33
Magnetische Länge $l_k$	187 mm	958 mm	5.12
Querschnittsfläche $A_k$	325 mm <sup>2</sup>	2646 mm <sup>2</sup>	8.14

Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Banddicke sowie des zusätzlichen Schnitts bei C-Kernen, stehen von der SiFe-Legierung Musterkerne mit Banddicken von 50  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  sowie ein Kern ohne Schnitt (Ringbandkern) zur Verfügung. Die Abmessungen der Musterkerne sind in Tabelle 3.18 angegeben.

Grundsätzlich ist die Sättigung  $B_{sat}$  unabhängig von den Kernabmessungen und kann deshalb direkt auch für den Kern mit den späteren Originalabmessungen verwendet werden. Die aus den Messungen erhaltenen Hystereseverluste müssen jedoch anschliessend für den Kern in Originalgrösse skaliert werden, dessen Abmessungen ebenfalls in Tabelle 3.18 gegeben sind. Wie in Abschnitt 3.8.3 gezeigt wird, ist eine entsprechende Skalierung der Verluste vom Musterkern zum Originalkern erlaubt.

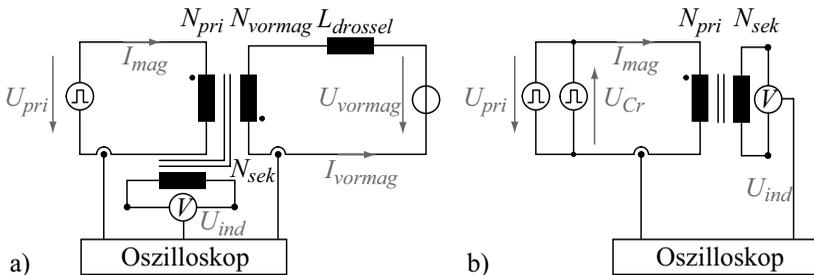
Messverfahren

Die magnetischen Eigenschaften werden durch Messung der Hystereschleife bestimmt, wobei die Ummagnetisierungsverluste dem Flächeninhalt, die Sättigung  $B_{sat}$  dem Maximalwert und die mittlere relative Permeabilität  $\bar{\mu}_r$  der Steilheit der Hystereschleife entsprechen. Für die Messung der Hystereschleife wird der Musterkern mit einer Wicklung mit Windungszahl  $N_{pri} = 1$  am *Modulator I* mit der Spannung  $U_{pri}$  pulsformig angesteuert (vgl. Abbildung 3.48). Die Hysteresekurve wird dabei anhand von Gleichung (3.74) aus dem gemessenen Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  und der induzierten Spannung  $U_{ind}$  an der Wicklung  $N_{sek}$  bestimmt [181–183, 190].

$$H = \frac{N_{sek} \cdot I_{mag}}{l_k}$$

$$B = N_{sek} \cdot A_k \cdot \int U_{ind} dt \tag{3.74}$$

Die Musterkerne werden bei der Messung gemäss der späteren Anwendung pulsformig angesteuert. Somit muss bei den Verlustmessungen an Musterkernen aufgrund der 8.14-mal kleineren Kernquerschnittsfläche  $A_k$  die Pulsspannung entsprechend skaliert werden, damit dieselbe Kernaussteuerung  $\Delta B$  innerhalb derselben Pulsdauer erzielt wird. Die Pulsspannung beträgt folglich  $U_{pri} = 123\text{ V}$  anstatt  $1000\text{ V}$ . Zusätzlich wird aufgrund von verschiedenen Vormagnetisierungsarten, welche eine bipolare Kernaussteuerung ermöglichen (vgl. Kapitel 4), die

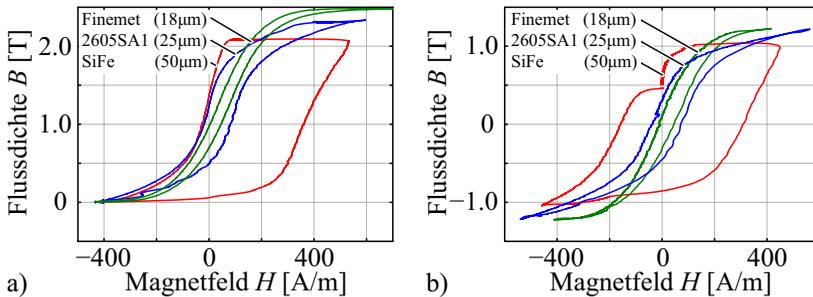


**Abbildung 3.48:** Messanordnung zur Bestimmung der Hystereschleife **a)** mit DC-Vormagnetisierung und **b)** mit aktiver Vormagnetisierung.

Messung der Hysteresekurve bei DC-Vormagnetisierung und bei aktiver Vormagnetisierung durchgeführt. Bei der Messung der Hysteresekurve mit DC-Vormagnetisierung wird der Kern mit einer weiteren Wicklung  $N_{vormag}$  à 10 Windungen mit einem Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  von 8 A vormagnetisiert (vgl. Abbildung 3.48 a)). Zur Bestimmung des Magnetisierungsstromes  $I_{mag}$  muss dabei zusätzlich der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  gemessen werden. Mit aktiver Vormagnetisierung wird der Musterkern zuerst über den Vormagnetisierungskreis pulsformig vormagnetisiert. Dabei wird die Vormagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  bzw. die Vormagnetisierungsspannung  $U_{Cr}$  derart eingestellt, dass eine symmetrische H-Feld-Aussteuerung bzw. symmetrische Magnetisierungsstromaussteuerung erreicht wird (vgl. Abbildung 3.48 b)).

### Messung der Kernverluste

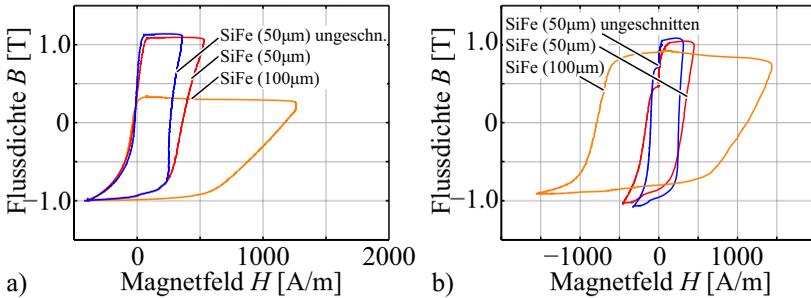
In Abbildung 3.49 sind die Hysteresekurven für die verschiedenen Materialien dargestellt, wobei in a) mit DC-Strom und in b) aktiv vormagnetisiert wurde. Aufgrund der gleichen Spannungszeitfläche resultieren zufolge der unterschiedlichen Füllfaktoren für die verschiedenen Kerne unterschiedliche Flussdichten. So erreichen z.B. die Werkstoffe Finemet und 2605SA1 aufgrund des kleineren Füllfaktors bei gleicher Spannungszeitfläche höhere Flussdichten.



**Abbildung 3.49:** Hystereseschleifen von Musterkernen der in Tabelle 3.17 angegebenen Materialien bei Puls magnetisierung **a)** mit DC-Vormagnetisierung **b)** bzw. mit aktiver Vormagnetisierung.

Den Vergleich der Hysteresekurven für die SiFe-Legierung mit unterschiedlichen Banddicken von 50  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  sowie einem Musterkern mit einer Banddicke von 50  $\mu\text{m}$  jedoch ohne Schnitt zeigt Abbildung 3.50. Dabei ist ersichtlich, dass bereits das Trennen des Ringbandkernes in zwei C-Kerne zu einer grösseren Fläche innerhalb der Hystereseschleife führt, da bei der Herstellung der C-Kerne die Hälften zusätzlich imprägniert und verglöhrt werden müssen, was die magnetischen Eigenschaften nochmals wesentlich verändern kann [178]. Des Weiteren kann durch Schneiden des Kernmaterials ein Teil der Bandisolation verletzt werden, was zu Kurzschlüssen zwischen einzelnen Bändern führt.

Für Finemet FT-3M wird der Einfluss des Schnitts auf die Kernverluste  $E_k$  in Tabelle 3.19 noch deutlicher, wobei die Steinmetz-Parameter



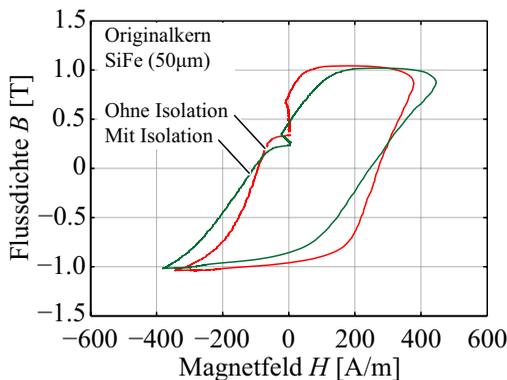
**Abbildung 3.50:** Hystereseschleifen von SiFe-Musterkernen mit Banddicken von 50  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  sowie einer Ausführung ohne Schnitt bei Puls-DC-Vormagnetisierung a) mit DC-Vormagnetisierung b) bzw. mit aktiver Vormagnetisierung.

**Tabelle 3.19:** Einfluss des Schnitts im Ringbandkern [178] auf die Steinmetz-Parameter und die resultierenden Kernverluste  $E_k$  bei  $f = 100 \text{ kHz}$  und  $\hat{B} = 1.17 \text{ T}$ .

Material	$C_m$	$\alpha$	$\beta$	Verluste $E_k$
Finemet FT-3M (ohne Schnitt) [178–180]	0.54	1.59	1.88	66 J/m <sup>3</sup>
Finemet FT-3M (mit Schnitt) [178–180]	1.1	1.62	1.98	160 J/m <sup>3</sup>

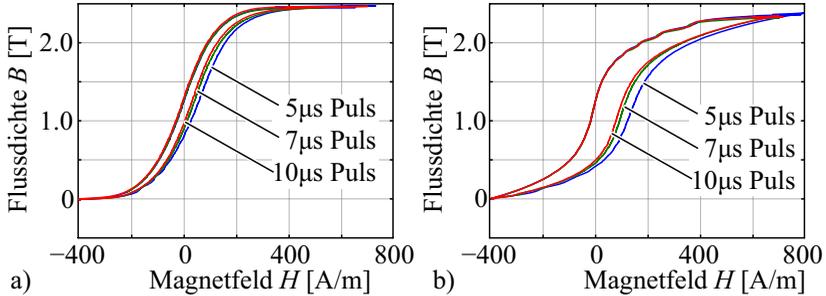
sowie die Verluste für einen Ringbandkern und für zwei C-Kerne angegeben sind [178]. Kurzschlüsse können auch durch versetztes Aufsetzen der beiden Kernhälften entstehen, falls die Schnittflächen nicht gegeneinander isoliert sind [178]. Zur Überprüfung, ob die beiden C-Kerne die Bänder gegenseitig kurzschliessen, wurden Messungen mit blanken und isolierten Querschnittflächen durchgeführt (vgl. Abbildung 3.51). Dabei zeigt sich jedoch, dass durch die Isolation (0.1 mm) und des dadurch entstehenden Luftspalts bereits eine leichte Scherung der Hysteresekurve verursacht wird und somit in diesem Fall die Permeabilität  $\mu_r$  durch die Isolation sinkt. Folglich werden im Folgenden blanke C-Kerne verwendet, mit welchen eine grössere Permeabilität  $\mu_r$  erreicht wird.

In Abbildung 3.50 wird ebenfalls eindrücklich der Einfluss durch Verdoppelung der Banddicke gezeigt. Die Verbreiterung kann unter anderem den erhöhten Wirbelströmen und dem somit langsameren Eindringen des H-Feldes zugeschrieben werden [168]. Aufgrund des zu grossen Magnetisierungsstromes konnte deshalb die Hysteresekurve für die SiFe-Legierung mit 100  $\mu\text{m}$  Banddicke nicht bei Nennspannung gemessen werden. Zusätzlich musste zur Erzielung einer symmetrischen H-Feldaussteuerung der Kern aufgrund der hohen Remanenzflussdichte  $B_{rem}$  übermässig vormagnetisiert werden, wobei der Kern zuerst von der positiven Remanenzflussdichte entmagnetisiert und anschliessend negativ vormagnetisiert wurde.



**Abbildung 3.51:** Hystereseschleifen des SiFe-Originalkerns mit und ohne isolierte Querschnittsfläche.

In Tabelle 3.20 sind die resultierenden Hystereseverluste für zwei Kerne (*Split Core Transformer*) in Originalgröße aufgelistet. Wie erwartet werden die geringsten Verluste mit nanokristallinem Finemet erzielt.



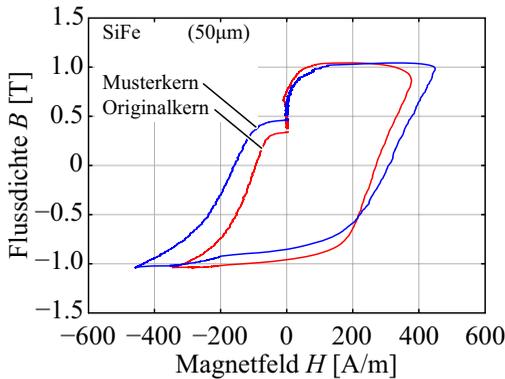
**Abbildung 3.52:** Hystereseschleifen von Musterkernen bei Puls- magnetisierung mit Pulsbreiten von 5  $\mu\text{s}$ , 7  $\mu\text{s}$  und 10  $\mu\text{s}$  und demselben Flussdichtehub  $\Delta B$  für a) Finemet und b) 2605SA1.

**Tabelle 3.20:** Gemessene Kernverluste unter Puls- last (5  $\mu\text{s}$ , 123 V) bei Musterkernen (vgl. Tabelle 3.18) und DC-Vormagnetisierung bzw. aktiver Vormagnetisierung (vgl. Kapitel 4).

<i>Material</i>	<i>E<sub>k</sub> pro Puls/P<sub>k</sub> für f<sub>rep</sub> = 200 Hz und 2 Kerne in Originalgröße mit</i>	
	<i>DC-Vormag.</i> (8 A/10 Windungen)	<i>Aktive Vormag.</i> (20 $\mu\text{s}$ /23 V)
Finemet F3CC (18 $\mu\text{m}$ )	[183] 118 J/m <sup>3</sup> /124 W	130 J/m <sup>3</sup>
2605SA1 (25 $\mu\text{m}$ )	215 J/m <sup>3</sup> /226 W	222 J/m <sup>3</sup>
SiFe 3 % (50 $\mu\text{m}$ )	847 J/m <sup>3</sup> /891 W	856 J/m <sup>3</sup>
SiFe 3 % (50 $\mu\text{m}$ ) (ungeschnitten)	709 J/m <sup>3</sup> /699 W	714 J/m <sup>3</sup>
SiFe 3 % (100 $\mu\text{m}$ )	1342 J/m <sup>3</sup> /1411 W ( <i>U<sub>puls</sub></i> = 90 V)	3175 J/m <sup>3</sup> ( <i>U<sub>puls</sub></i> = 63 V/ <i>U<sub>Cr</sub></i> = 110 V)

Durch den Einsatz des amorphen Materials 2605SA1 würden sich die Verluste gegenüber dem teureren Finemet gerade verdoppeln. Dies ist ein weit aus kleinerer Unterschied als aufgrund der Berechnungen in Tabelle 3.16 zu erwarten wäre. In Abbildung 3.52 wurden die Hystereseschleifen der Werkstoffe Finemet und 2605SA1 für die Pulsbreiten  $5\ \mu\text{s}$ ,  $7\ \mu\text{s}$  und  $10\ \mu\text{s}$  gemessen. Dabei zeigt sich, dass die Hystereseschleife mit steigender Frequenz bzw. kleinerer Pulsdauer breiter wird. Der Anstieg der Verluste bei Verringerung der Pulsdauer von  $10\ \mu\text{s}$  auf  $5\ \mu\text{s}$  beträgt bei beiden Materialien etwa 50 % (vgl. Tabelle 3.21).

In Abbildung 3.53 sind die Hystereseschleife für die  $50\ \mu\text{m}$  SiFe-Legierung des Musterkerns sowie des Originalkerns gezeigt. Dabei weisen beide Kerne in etwa dasselbe Magnetisierungsverhalten auf, wobei



**Abbildung 3.53:** Vergleich der Hysteresekurven des Musterkerns und des Originalkerns für 3 %-iges-SiFe.

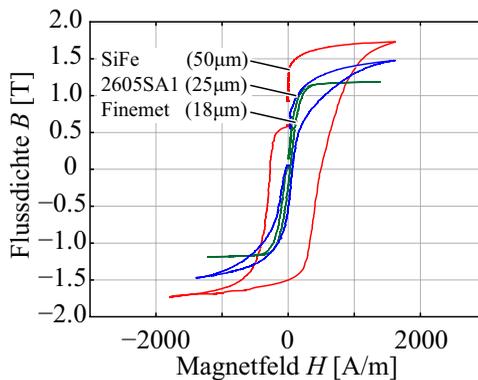
**Tabelle 3.21:** Gemessene Kernverluste bei Puls magnetisierung mit Pulsbreiten von  $5\ \mu\text{s}$ ,  $7\ \mu\text{s}$  und  $10\ \mu\text{s}$  und demselben Flussdichtehub  $\Delta B$  für Finemet und 2605SA1 [183].

Material	Kernverluste $E_k$ bei einer Pulsdauer		
	von $5\ \mu\text{s}$	von $7\ \mu\text{s}$	von $10\ \mu\text{s}$
Finemet F3CC ( $18\ \mu\text{m}$ )	118 J/m <sup>3</sup>	81 J/m <sup>3</sup>	80 J/m <sup>3</sup>
2605SA1 ( $25\ \mu\text{m}$ )	303 J/m <sup>3</sup>	232 J/m <sup>3</sup>	216 J/m <sup>3</sup>

die Abweichungen auf die mechanischen Abmessungen zurückzuführen sind. Die geringe Abweichung bestätigt, dass eine Skalierung der Messresultate des Musterkerns zur Bestimmung der Werte für den Originalkern zulässig ist.

### Messung der Sättigung

Zur Messung der Sättigung wurden die Musterkerne bis zum Auftreten der Sättigung ausgesteuert. Zudem wurde der Musterkern mit aktiver Vormagnetisierung vormagnetisiert um eine symmetrische H-Feldaussteuerung zu erzielen. In Abbildung 3.54 sind die Hysteresekurven für die unterschiedlichen Materialien aufgetragen. Dabei erreicht die 3 %-ige SiFe-Legierung die höchste Sättigungsflussdichte von  $B_{sat} = 1.73$  T. Im Vergleich zu Finemet bzw. 2605SA1 können um 46 % (1.18 T) bzw. 17 % (1.47 T) höhere Flussdichten erzielt werden, was sich in gleicher Masse auf die Kernquerschnittsfläche auswirkt. Die Verluste bei voller Aussteuerung lassen sich wiederum aus der Fläche der Hystereseschleife bestimmen. Diese sind in Tabelle 3.22 aufgelistet. Die gemessenen Kernaussteuerungen  $\Delta B$  weichen aufgrund des unbekanntenen/geometrieabhängigen Füllfaktors teils geringfügig von anderen Messungen ab. In [175, 176] betragen die Kernaussteuerungen für das 2605SA1  $\Delta B = 2.7$  T und für SiFe mit 50  $\mu\text{m}$  Banddicke  $\Delta B = 3.3$  T.



**Abbildung 3.54:** Gemessene Hysteresekurven bei eintretender Sättigung.

**Tabelle 3.22:** Gemessene Kernverluste bei Aussteuerung der Musterkernen bis zur Sättigung und aktiver Vormagnetisierung.

<i>Material</i>	<i>Aussteuer.</i> $\Delta B$	<i>Verluste <math>E_k</math> mit aktiver Vormag.</i> <i>/ <math>P_{kern}</math> für <math>f_{rep} = 200</math> Hz</i> <i>und 2 Kerne in Originalgrösse</i>
Finemet F3CC (18 $\mu\text{m}$ )	2.36 T	116 J/m <sup>3</sup> / 169 W
2605SA1 (25 $\mu\text{m}$ )	2.94 T	564 J/m <sup>3</sup> / 593 W
SiFe 3% (50 $\mu\text{m}$ )	3.46 T	2614 J/m <sup>3</sup> / 2747 W

### Messung der Permeabilität

Ein wichtiger Parameter für die Dimensionierung der Vormagnetisierungsschaltung ist die mittlere relative Permeabilität  $\bar{\mu}_r$ , durch welche der nötige Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  bestimmt wird. Dabei kann  $\bar{\mu}_r$  aus der mittleren Steigung der Hystereseschleife berechnet werden (vgl. Abbildung 3.55).

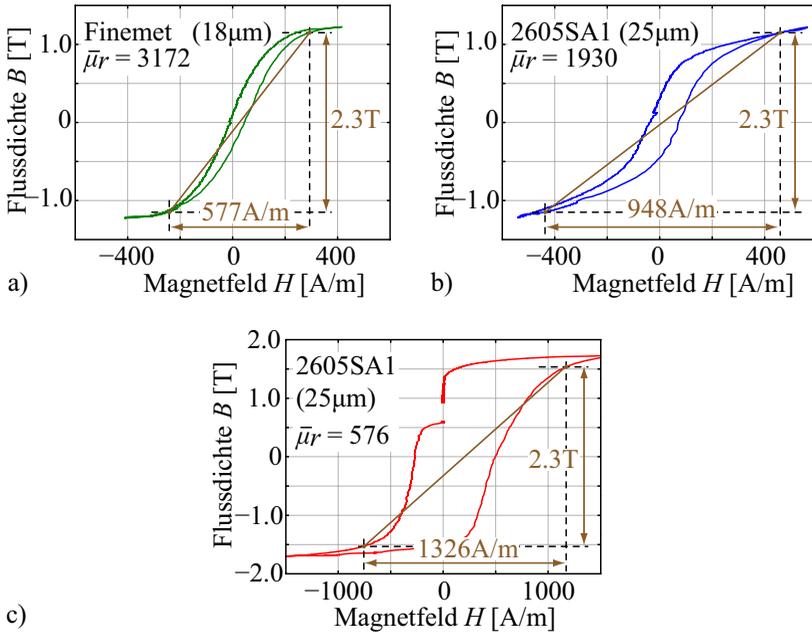
$$\bar{\mu}_r = \frac{\Delta B}{\mu_0 \cdot \Delta H} \quad (3.75)$$

Anhand der gemessenen mittleren relativen Permeabilität  $\bar{\mu}_r$  kann nun die mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  und der nötige Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  abgeschätzt werden. Die entsprechenden Werte zu den verschiedenen Materialien sind in Tabelle 3.23 angegeben.

$$L_{mag,pri} = \bar{\mu}_r \mu_0 \frac{A_k \cdot F \cdot N_{pri}^2}{l_k} \cdot N_{kerne}$$

$$\hat{I}_{mag,pri} = \frac{U_{pri} \cdot T_p}{L_{mag,pri}} \quad (3.76)$$

Aufgrund der höchsten Sättigungsflussdichte und der niedrigsten Materialkosten wäre die SiFe-Legierung zu bevorzugen. Jedoch würden die Betriebskosten aufgrund der grossen Kernverluste und Verluste in der Vormagnetisierungsschaltung diejenigen der anderen Materialien wesentlich überschreiten. Einzig bei SiFe-Legierungen mit 25  $\mu\text{m}$  wäre ein Einsatz denkbar, jedoch stehen diese Kerne nicht zur Verfügung.



**Abbildung 3.55:** Gemessene Permeabilität von Musterkernen der Materialien **a)** Finemet **b)** 2605SA1 und **c)** SiFe 3 % bei Pulsmagnetisierung und aktiver Vormagnetisierung.

**Tabelle 3.23:** Mittlere relative Permeabilität  $\bar{\mu}_r$ , mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  und berechneter Magnetisierungsspitzenstrom  $\hat{I}_{mag}$  für zwei parallele Kerne (*Split Core Transformer*) und einen 5  $\mu$ s-Puls.

Material	$\bar{\mu}_r$	$\bar{L}_{mag}$	$\hat{I}_{mag}$
Finemet F3CC (18 $\mu$ m)	3172	4.4 $\mu$ H	$\pm 568$ A
2605SA1 (25 $\mu$ m)	1930	2.68 $\mu$ H	$\pm 932$ A
SiFe 3 % (50 $\mu$ m)	576	0.8 $\mu$ H	$\pm 3122$ A

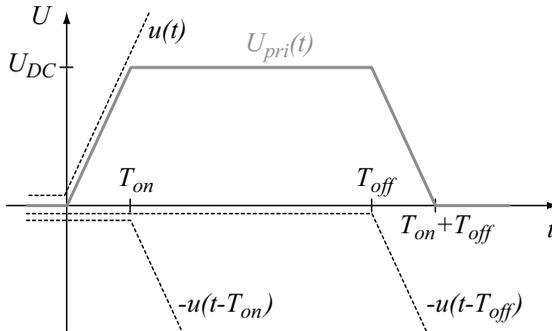
### 3.9 Dimensionierungsverfahren

Anhand Abschnitt 3.2 hängt das Pulsverhalten bezüglich Überschwängen und Anstiegszeit hauptsächlich von der primärseitigen Streuinduktivität  $L_\sigma + L_{gen}$  und der sekundärseitigen Kapazität  $C_d + C_{last}$  ab. Die allgemeinen Gleichungen zur Dimensionierung des Pulstransformators (vgl. (3.13)) wurden dabei unter der Annahme eines idealen rechteckigen Eingangspulses, vernachlässigbarer Wicklungswiderstände und ohmscher Last hergeleitet. In der Realität weisen die Schaltzeiten der Halbleiter jedoch Minimalwerte auf (vgl.  $T_{on} = 120$  ns in Kapitel 2), wodurch die Anregung des System verringert wird. Zudem zeigen die Zuleitungen und Wicklungen während den Pulsflanken aufgrund von Skin- und Proximityeffekten einen grösseren Widerstand, was ebenfalls dämpfend auf das System wirkt. Schliesslich entspricht die Kennlinie des Klystrons nur annähernd einer ohmschen Last, wobei der Widerstand mit zunehmender Spannung sinkt und somit, wie bereits die anderen Effekte, einen wesentlichen Einfluss auf die Pulsform nimmt. Daher muss vor der endgültigen Dimensionierung des Pulstransformators die Wirkung dieser Effekte auf die Pulsform untersucht werden, woraus eine neue Dämpfungskonstante  $\sigma$  für die Optimierung der Pulsform bezüglich Anstiegszeit  $T_r$  resultiert.

#### 3.9.1 Berücksichtigung der erreichbaren Schaltgeschwindigkeit des Halbleiter-Schalters

Mit dem in Kapitel 2 getesteten Pulsgenerator sind Einschaltzeiten von etwa  $T_{on} = 120$  ns bei Volllast möglich. Aufgrund der nicht erreichbaren idealen Rechteckspannung wird das System weniger stark angeregt, was zu geringerem Überschwängen führt und somit die Dimensionierung des Pulstransformators beeinflusst. Zur Untersuchung des Einflusses durch die beschränkte Schaltgeschwindigkeit des Halbleiter-Schalters können die in Abschnitt 3.2 durchgeführten Überlegungen mit einem realen Eingangssignal wiederholt werden. Die reale Schaltspannung kann dabei im Zeitbereich durch Addition von zeitlich verschobenen Rampenfunktionen approximiert werden.

$$u(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ t & \text{für } t \geq 0 \end{cases}$$



**Abbildung 3.56:** Approximation der Einschaltflanke durch zwei Rampenfunktionen.

Im einfachsten Fall wird die reale Schaltkurve durch ein trapezförmiges Eingangssignal ersetzt, wodurch die Schaltflanke mittels zweier Rampenfunktionen beschrieben werden kann (vgl. Abbildung 3.56 und Gleichung (3.77)).

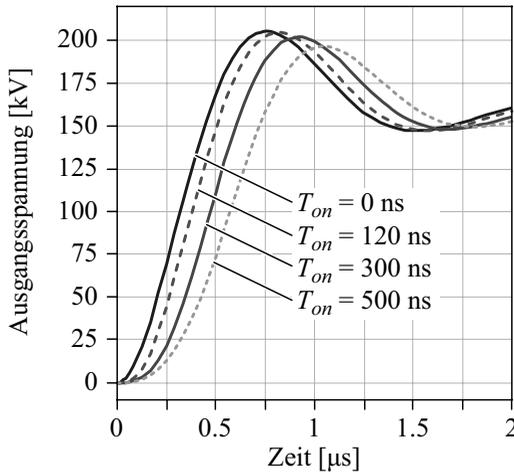
$$U_{pri}(t) = \frac{U_{DC}}{T_{on}} (u(t) - u(t - T_{on})) \tag{3.77}$$

Durch die bekannte Korrespondenz der Rampenfunktion sowie Verwendung des Zeitverschiebungssatzes der Laplace-Transformation kann die Eingangssflanke im Laplace-Bereich anhand Gleichung (3.78) beschrieben werden.

$$U_{pri}(s) = \frac{U_{DC}}{T_{on}} \frac{1}{s^2} (1 - e^{-s \cdot T_{on}}) \tag{3.78}$$

Daraus berechnet sich die Ausgangsspannung  $U_{sek}(s)$  mit Hilfe der Übertragungsfunktion  $F(s)$  des Netzwerks, bestehend aus der Streuinduktivität  $L_\sigma$ , der verteilten Kapazität  $C_d$  und dem Lastwiderstand  $R_{last}$ , mittels Gleichung (3.79).

$$\begin{aligned} U_{sek}(s) &= F(s) \cdot U_{pri}(s) \\ &= \left( \frac{R_{last}}{(1 + sC_d R_{last})(sL_\sigma + \frac{R_{last}}{1 + sC_d R_{last}})} \right) \cdot U_{pri}(s) \end{aligned} \tag{3.79}$$



**Abbildung 3.57:** Sprungantworten für unterschiedliche Einschaltzeiten bei  $L_\sigma = 250 \mu\text{H}$  und  $C_d = 200 \text{pF}$ .

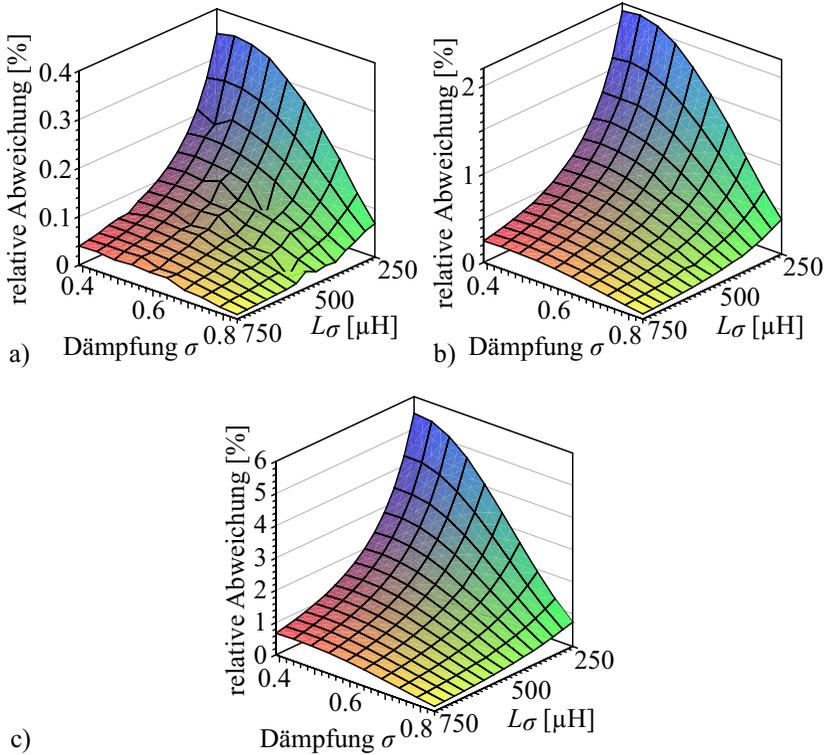
Durch anschließende Rücktransformation kann die Ausgangsspannung  $U_{sek}$  im Zeitbereich für unterschiedliche Schaltzeiten  $T_{on}$  und Dimensionierungen von  $L_\sigma$  sowie  $C_d$  analysiert werden. Die Rücktransformierte setzt sich, wie bereits die Eingangsfunktion, aus zeitverschobenen Sprungantworten der Rampenfunktion zusammen. In Abbildung 3.57 sind die Sprungantworten bei Eingangssignalen mit den Einschaltzeiten von  $T_{on} = 0 \text{ ns}$ ,  $T_{on} = 120 \text{ ns}$ ,  $T_{on} = 300 \text{ ns}$  und  $T_{on} = 500 \text{ ns}$  gezeigt. Dabei ist ersichtlich, dass das Überschwingen mit langsameren Schaltzeiten abnimmt und die Anstiegsgeschwindigkeit  $T_r$  sinkt. Die relative Abnahme des Überschwingens kann jedoch nicht mehr, wie in Abschnitt 3.2, nur noch durch das Verhältnis von Streuinduktivität  $L_\sigma$  und verteilter Kapazität  $C_d$  ausgedrückt werden, da nun zusätzlich auch die absoluten Werte der parasitären Elemente in die Berechnung mit eingehen. Ebenfalls kann die Anstiegsgeschwindigkeit  $T_r$  nicht mehr rein durch das  $L_\sigma C_d$ -Produkt ermittelt werden, da auch zwischen der Einschaltzeit  $T_{on}$  und der Anstiegszeit  $T_r$  kein linearer Zusammenhang besteht und somit von der Dimensionierung bzw. den absoluten Werten der parasitären Elemente abhängt. Die Anstiegszeiten  $T_r$  von 10 % auf 90 % der Kurven aus Abbildung 3.57 unterscheiden sich z.B. im Vergleich zu den Einschaltzeiten  $T_{on}$  nur unwesentlich (vgl. Tabelle 3.24).

**Tabelle 3.24:** Anstiegszeit  $T_r$  der Sprungantworten aus Abbildung 3.57 für unterschiedliche Einschaltzeiten  $T_{on}$ .

<i>Einschaltdauer</i> $T_{on}$	<i>Anstiegszeit</i> $T_r$	$\Delta T_r$
0 ns	317 ns	–
120 ns	324 ns	7 ns
300 ns	360 ns	43 ns
500 ns	432 ns	115 ns

Dies kann dadurch begründet werden, dass der Durchtritt von 10 % aufgrund der Einschaltdauer  $T_{on}$  ebenfalls verzögert wird und somit die Anstiegszeit  $T_r$  bei einer erreichbaren Schaltzeit von  $T_{on} = 120$  ns nur unmerklich beeinflusst wird. Ebenfalls zeigt sich, dass bei einer Einschaltzeit von  $T_{on} = 120$  ns die Abweichungen bezüglich Überschwängen im Vergleich zur Sprungantwort mit idealem Eingangspuls klein sind. In Abbildung 3.58 sind die relativen Abweichungen des Überschwängens bei den Einschaltzeiten  $T_{on} = 120$  ns,  $T_{on} = 300$  ns und  $T_{on} = 500$  ns für unterschiedliche Dimensionierungen von der Streuinduktivität  $L_\sigma$  und der Dämpfungskonstante  $\sigma$  gezeigt.

Dabei ist ersichtlich, dass unabhängig von der Einschaltdauer  $T_{on}$  der Einfluss auf Systeme mit kleinen Streuparametern am stärksten ist und mit grösser werdenden Streuparametern geringer wird. Ebenfalls verringert sich die relative Abweichung bezüglich Überschwängen mit zunehmender Dämpfungskonstante  $\sigma$ . Bei einer Einschaltdauer von  $T_{on} = 500$  ns beträgt die maximale Abweichung etwa 5.5 %. Bei  $T_{on} = 120$  ns reduziert sich diese unter 0.4 %. Falls eine Einschaltdauer von  $T_{on} = 120$  ns garantiert werden kann, ist die relative Abweichung bezüglich Überschwängen vernachlässigbar und somit muss die begrenzte Schaltgeschwindigkeit des Schalters beim Design des Pulstransformators nicht berücksichtigt werden.



**Abbildung 3.58:** Relative Abweichung des Überschwingens im Vergleich zum idealen Schaltverhalten mit Einschaltzeiten von **a)**  $T_{on} = 120$  ns, **b)**  $T_{on} = 300$  ns und **c)**  $T_{on} = 500$  ns.

### 3.9.2 Einfluss des Klystrons auf die Pulsform

Allgemein wird bei der Dimensionierung sowie bei der anschließenden Inbetriebnahme eines Leistungsmodulators das zu versorgende Klystron durch eine Widerstandslast ersetzt. Einerseits ermöglicht diese relativ gute Approximation eine wesentlich einfachere Analyse des Systems. Andererseits ist das Klystron ein teurer und empfindlicher HF-Verstärker, wodurch dessen Substitution durch eine billigere äquivalente Widerstandslast während der Testphase naheliegend ist. Bei der Dimensionierung des Leistungsmodulators, speziell beim Pulstransformator,

muss jedoch das nichtlineare Lastverhalten bezüglich Pulsform berücksichtigt werden. Wie in [150, 228] gezeigt, resultiert durch das Klystron während der ansteigenden Pulsflanke eine stärkere Dämpfung als beim äquivalenten Widerstand. Dabei ändert sich z.B. aufgrund des dynamischen Verhaltens des Klystrons die Dämpfungskonstante  $\sigma$  während der Anstiegsflanke von 0.6 auf 0.9 [150], was in kleinerem Überschwingen resultiert. Somit ermöglicht das Klystron bezüglich Überschwingen eine "schärfere" Auslegung des Pulstransformators als bei ohmscher Last. Anhand [228, 229] kann das allgemeine Lastverhalten des Klystrons im Vergleich zum ohmschen Verhalten durch die Beziehung aus Gleichung (3.80) beschrieben werden, wobei  $k$  der Perveance des Klystrons entspricht.

$$I_k = k \cdot U_k^{\frac{3}{2}}$$

$$I_r = k_r \cdot U_r \quad \text{mit } k_r = \frac{1}{R} \tag{3.80}$$

In Abbildung 3.59 ist der Klystronstrom  $I_k$  bzw. der Strom der Widerstandslast  $I_r$  in Abhängigkeit der Klystronspannung  $U_k$  für ein Klystron mit  $U_{k,nom} = 160 \text{ kV}$  und  $I_{k,nom} = 110 \text{ A}$  aufgetragen.

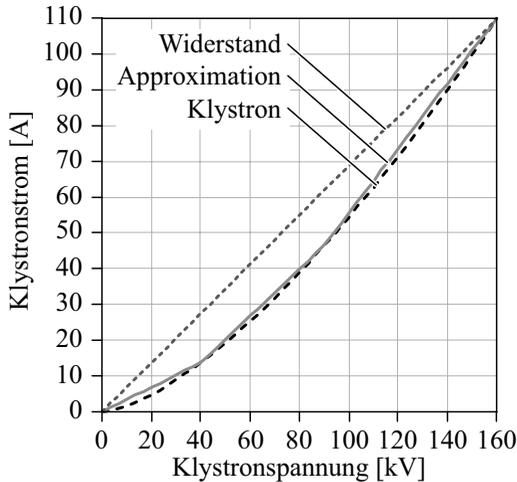


Abbildung 3.59:  $I_k$  und  $I_r$  in Abhängigkeit der Klystronspannung  $U_k$ .

Der Strom  $I_k$  nimmt dabei überproportional mit der Klystronspannung  $U_k$  zu, was auf einen sinkenden Widerstand hinweist und somit das System mit steigender Spannung  $U_k$  immer stärker dämpft. Eine Analyse der Spannungsform des Leistungsmodulators mit einer Klystronlast resultiert aufgrund des nichtlinearen Lastverhaltens in einem numerischen Lösungsweg. Aus demselben Grund kann die Untersuchung des Systems nicht mehr wie in Abschnitt 3.2 im Laplace-Bereich durchgeführt werden. Jedoch kann die Lastkurve in Abbildung 3.59 stückweise durch mehrere Widerstände linear approximiert werden, wodurch die Sprungantwort im Laplacebereich analog zum Abschnitt 3.2 stückweise durch eine analytische Gleichung beschrieben werden kann. Zusätzlich müssen dabei die Anfangsbedingungen, wie der Strom  $I_{L0}$  in der Streuinduktivität  $L_\sigma$  und die Spannung  $U_{C0}$  der verteilten Kapazität  $C_d$  berücksichtigt werden (vgl. Abbildung 3.60). Das System lässt sich bei Vernachlässigung von  $R_g$  durch die folgenden Gleichungen im Laplace-Bereich beschreiben, woraus sich durch Rücktransformation die Sprungantwort im Zeitbereich ergibt.

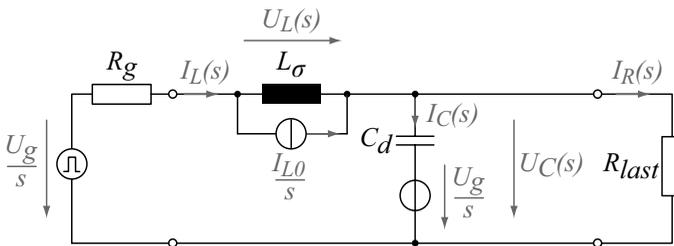
$$\frac{U_G}{s} = U_C(s) + U_L(s) \quad (3.81)$$

$$U_L(s) = sL_\sigma I_L(s) - LI_{L0} \quad (3.82)$$

$$I_L(s) = I_C(s) + I_R(s) \quad (3.83)$$

$$I_R(s) = \frac{U_C(s)}{R_{last}} \quad (3.84)$$

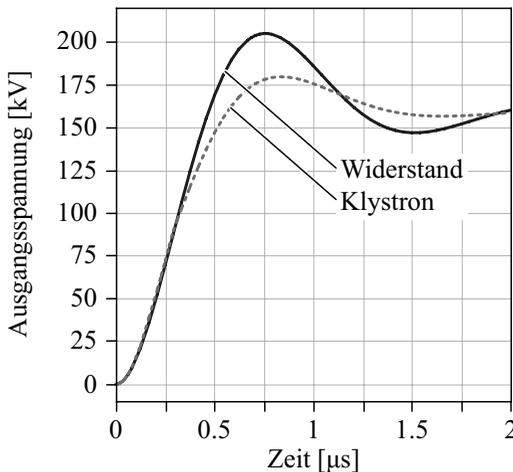
$$I_C(s) = sC_d U_C(s) - C_d U_{C0} \quad (3.85)$$



**Abbildung 3.60:** Ersatzschaltbild mit Anfangsbedingungen im Laplace-Bereich zur stückweisen Linearisierung des Klystrons.

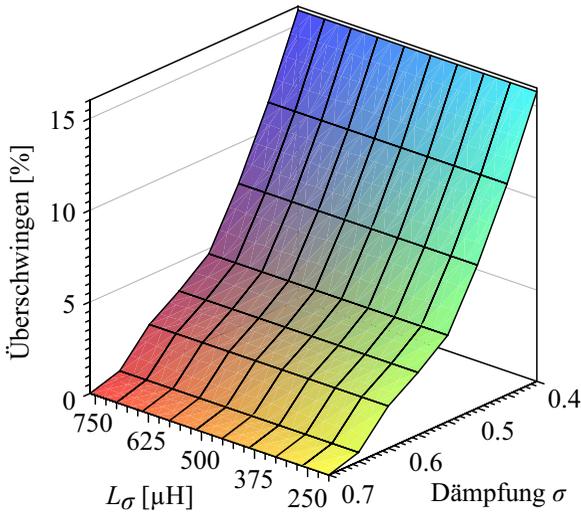
Bei der schrittweisen Berechnung der gesamten Sprungantwort müssen für die Spannungen, in denen die Übergänge der linearisierten Systeme stattfinden, der Zeitpunkt sowie der Anfangsstrom bestimmt werden. Daraus ergibt sich die approximierte Sprungantwort mit Klystronlast. In Abbildung 3.61 sind die Sprungantworten einer ohmschen Last sowie der Klystronlast für eine Streuinduktivität von  $L_\sigma = 250 \mu\text{H}$  und einer verteilten Kapazität von  $C_d = 200 \text{ pF}$  gezeigt. Dabei ist ersichtlich, dass das System durch das Klystron stärker gedämpft wird und somit im Vergleich zur ohmschen Last nur ein Überschwingen von 12.4 % anstatt 28.3 % aufweist. Folglich ist aufgrund des starken Einflusses für das System eine andere Dimensionierung erforderlich. So muss, wie bereits bei der nichtidealen Schaltflanke, der Einfluss des Klystrons über den gesamten Dimensionierungsbereich in Abhängigkeit von den Absolutwerten des Systems  $L_\sigma$  und  $C_d$  berechnet werden. In Abbildung 3.62 ist das Überschwingen mit Klystronlast für unterschiedliche Streuinduktivitäten  $L_\sigma$  und Dämpfungskonstanten  $\sigma$  aufgetragen.

Wie bei der Widerstandslast hängt dabei das Überschwingen bei der Klystronlast einzig von der Dämpfungskonstante  $\sigma$  ab und zeigt für unterschiedliche Absolutwerte von  $L_\sigma = 250 \mu\text{H}$  bis  $L_\sigma = 750 \mu\text{H}$  ein



**Abbildung 3.61:** Berechnete Sprungantworten für die ohmsche Last und das Klystron bei denselben Systemparametern ( $L_\sigma = 250 \mu\text{H}$  und  $C_d = 200 \text{ pF}$ )

konstantes Verhalten. Wie bereits gezeigt, liegt das Überspringen mit Klystronlast unter demjenigen mit ohmscher Last, wobei deren Unterschied mit kleiner werdender Dämpfungskonstante  $\sigma$  steigt (vgl. Tabelle 3.25). Aus der Berechnung der Sprungantworten geht hervor, dass beim Klystron die Spezifikation von unter 3 % Überspringen bereits bei einer Dämpfungskonstante von  $\sigma = 0.58$  erreicht wird, währenddem mit dem ohmschen Widerstand noch ein Überspringen von 11 % resultiert. Somit ist für die Dimensionierung des Pulstransformators mit ohmscher Last die Spezifikation des Überspringens von 3 % auf 11 % zu ändern, was zu einer neuen Dämpfungskonstante von  $\sigma = 0.58$  führt.



**Abbildung 3.62:** Überspringen bei Klystronlast für unterschiedliche Systemparameter.

**Tabelle 3.25:** Unterschied beim Überspringen  $\Delta U$  zwischen ohmscher Last und Klystronlast bei unterschiedlichen Dämpfungskonstanten  $\sigma$ .

$\sigma$	0.4	0.45	0.5	0.55	0.575	0.6	0.65	0.7
$\Delta U$ [%]	10.7	10.1	9.5	8.8	8.4	8.0	6.7	4.7

### 3.9.3 Wicklungsverluste und Optimierung des Kupferquerschnitts

Bis anhin wurde der Serienwiderstand  $R_g$ , bestehend aus dem Kupferwiderstand des Pulsgenerators, der Zuleitung sowie der Primär- und Sekundärwicklung vernachlässigt. Im Folgenden soll zur korrekten Dimensionierung des Pulstransformators die allfällige zusätzliche Dämpfung durch den Serienwiderstand  $R_g$  untersucht werden (vgl. Abbildung 3.3). Anhand von Gleichung (3.7) kann die Dämpfung durch die Systemparameter sowie den Serienwiderstand ausgedrückt werden.

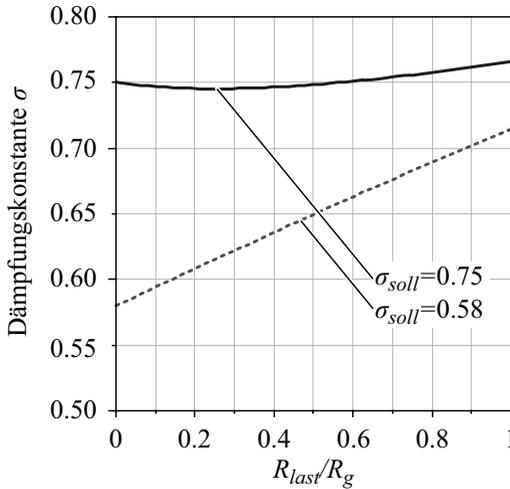
$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{b}} = \frac{C_d R_g R_{last} + L_\sigma}{2\sqrt{R_{last} L_\sigma C_d (R_g + R_{last})}} \quad (3.86)$$

Bei Betrachtung eines Systems mit der Dimensionierung  $R_{last} = \frac{1}{2\sigma_{soll}} \sqrt{\frac{L_\sigma}{C_d}}$  sowie dem Verhältnis  $R_g = k \cdot R_{last}$  kann die Dämpfungskonstante  $\sigma$  in Gleichung (3.87) umgeformt werden.

$$\sigma = \frac{k + 4\sigma_{soll}^2}{4\sigma_{soll}\sqrt{k+1}} \quad (3.87)$$

Für eine gewählte Dimensionierung mit der Dämpfungskonstante  $\sigma_{soll} = 0.75$  führt der Serienwiderstand  $R_g$  nur zu einer geringen Änderung der effektiven Dämpfungskonstante  $\sigma$  (im Bereich von 0.745-0.766, vgl. Abbildung 3.63). Jedoch muss das System für eine Klystronlast mit einer Dämpfungskonstante  $\sigma_{soll} = 0.58$  ausgelegt werden, wobei die resultierende Dämpfungskonstante  $\sigma$  mit grösser werdendem Serienwiderstand  $R_g$  wesentlich mehr steigt (von 0.58 auf 0.715). Liegt jedoch der Wert des Serienwiderstands  $R_g$  unterhalb von 5 % des Lastwiderstandes  $R_{last}$  (=75  $\Omega$  sekundärseitig) so ändert sich bei einer Dämpfungskonstante von  $\sigma_{soll} = 0.58$  das Überschwingen um weniger als 0.4 %. Somit ist der Einfluss des Serienwiderstands  $R_g$  auf die Dämpfung vernachlässigbar. Jedoch kann der effektive AC-Serienwiderstand  $R_{g,AC}$  während der Pulsflanke gegenüber dem DC-Widerstand  $R_{g,DC}$  aufgrund der HF-Effekte, wie Skin- und Proximityeffekt, wesentlich grössere Werte aufweisen, wodurch eine Analyse des Widerstands  $R_{g,AC}$  trotzdem erforderlich ist.

Einerseits werden beim Skineneffekt durch das magnetische Wechselfeld des im Leiter fliessenden Wechselstrom elektrische Felder induziert, welche den Strom an die Randflächen des Leiters drängen [191–193]. Die



**Abbildung 3.63:** Resultierende Dämpfungskonstante  $\sigma$  in Abhängigkeit des Serienwiderstands  $R_g$ .

resultierende Eindringtiefe in den Leiter kann als  $\delta = 1/\sqrt{\pi f \sigma_{Cu} \mu_0}$  geschrieben werden, wobei  $\sigma_{Cu}$  der Leitfähigkeit des Materials, und  $f$  der Frequenz bei sinusförmigem Strom entspricht. Andererseits werden beim Proximityeffekt durch äussere magnetische Wechselwelder wiederum im Leiter elektrische Felder induziert, wodurch in Abhängigkeit der Leiterlage und Geometrie eine Stromverdrängung stattfindet. Aufgrund des Orthogonalitätsprinzips [193] können die verursachten Verluste durch diese beiden Effekte für jeden Leiter unabhängig voneinander betrachtet und anschliessend überlagert werden [191–193].

Bei der folgenden Analyse des AC-Widerstands  $R_{g,AC}$  werden aufgrund der unterschiedlichen Geometrien von Zuleitung und Wicklungen die Teilwiderstände, wie Kupferwiderstand des Pulsgenerators, der Zuleitung sowie die Wicklungswiderstände von Primär- und Sekundärwicklung, einzeln betrachtet.

### Kupferwiderstand des Pulsgenerators und Zuleitung

Die Zuleitung des Pulsgenerators wird planar als Folienleiter ausgeführt, wodurch eine möglichst niederinduktive Anbindung an den Pulstransfor-

mator erreicht wird. Aufgrund der unterschiedlichen Leiterbahnbreiten im Pulsgenerator  $b_{leit,gen}$  und in der Zuleitung zwischen Pulsgenerator und Pulstransformator  $b_{leit}$  ist die gesamte Zuleitung in zwei Abschnitte zu unterteilen. Die beiden Leiter werden jedoch mit derselben Leiterdicke  $d_{cu}$  ausgeführt und weisen die Länge  $l_{leit,gen}$  und  $l_{leit}$  auf.

Für eine solche Anordnung lassen sich der AC-Widerstand  $R_{leit,AC}$  sowie die Kupferverluste aus Skin- und Proximity-Effekt pro Leiter anhand [191–193] mittels Gleichung (3.88) und (3.89) berechnen, wobei  $\hat{I}$  dem Spitzenstrom im Leiter und  $\hat{H} = I_{pri}/2b_{leit}$  der Amplitude des externen magnetischen Feldes entspricht.

$$\begin{aligned} P_{leit,skin} &= \frac{\hat{I}^2}{4b_{leit}\sigma_{cu}\delta} \frac{\sinh(\gamma) + \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) - \cos(\gamma)} \\ &= R_{leit,DC} F_F \hat{I}^2 \end{aligned} \quad (3.88)$$

$$\begin{aligned} \text{wobei } R_{leit,DC} &= \frac{1}{\sigma_{Cu}d_{cu}b_{leit}}, \quad F_F = \frac{\gamma}{4} \frac{\sinh(\gamma) + \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) - \cos(\gamma)} \\ \text{und } \gamma &= \frac{d_{cu}}{\delta} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{leit,prox} &= \frac{b_{leit}}{\sigma\delta} \frac{\sinh(\gamma) - \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) + \cos(\gamma)} \\ &= R_{leit,DC} G_F \hat{H}^2 \end{aligned} \quad (3.89)$$

$$\text{wobei } G_F = b_{leit}^2 \gamma \frac{\sinh(\gamma) - \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) + \cos(\gamma)}$$

Die resultierenden Gesamtverluste aus Skin- und Proximity-Effekt für die Folienleitung sind somit anhand von Gleichung (3.90) gegeben.

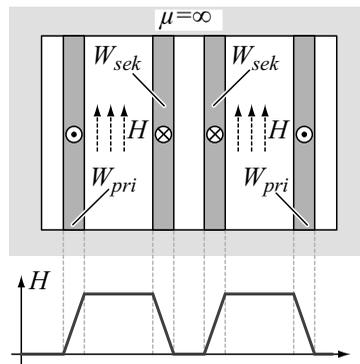
$$P_{leit,AC} = R_{leit,DC} \left( F_F \hat{I}^2 + G_F \hat{H}^2 \right) \quad (3.90)$$

### Kupferwiderstand der Primär- und Sekundärwicklung

Durch die hohe primärseitige Strombelastung und der nötigen niederinduktiven Leiterführung wird auch die Primärwicklung als Folienleiter ausgeführt, dessen Breite gerade der Kernfensterhöhe entspricht. Zudem wird zur vereinfachten Berechnung der AC-Verluste die Sekundärwicklung durch einen äquivalenten Folienleiter ersetzt, was anhand [192] unter Berücksichtigung von Transformationsvorschriften zulässig ist. Dabei wird angenommen, dass sich die Sekundärwicklung über die gesamte Wickelhöhe erstreckt (vgl. Abbildung 3.64). Daraus lassen sich die AC-Verluste durch den Skin- und Proximityeffekt gemäss Gleichung (3.88) und (3.89) berechnen. Zusätzlich zum Pulsstrom muss in der Sekundärwicklung der DC-Kathoden-Heizstrom für das Klystron  $I_{heiz} = 10$  A geführt werden. Die zugehörigen Verluste ergeben sich dabei einfach aus dem DC-Widerstand der Sekundärwicklung.

### Berechnung des zeitabhängigen AC-Widerstands

Zur Bestimmung der Kupferverluste sowie des Einflusses auf die Dämpfung des Systems ist eine Berechnung des zeitlichen Verlaufs des Kupferwiderstands notwendig. Da es sich beim Puls um ein nicht sinusförmiges Signal handelt, wird zuerst der Eingangspuls  $I_{pri}(t)$  anhand von Gleichung (3.91) als gerade Funktion in seine Fourierkoeffizienten zerlegt, wobei eine trapezförmige Stromform angenommen wird.



**Abbildung 3.64:** Transformator mit Primär- und Sekundärwicklung als Folienleiter.

$$I_{pri}(t) = a_0 + 2 \sum_1^n a_n \cdot \cos(n\omega_0 t)$$

wobei  $a_n = \frac{1}{T_{rep}} \int_{-T_{rep}/2}^{T_{rep}/2} I_{pri}(t) \cdot \cos(n\omega_0 t) dt$  (3.91)

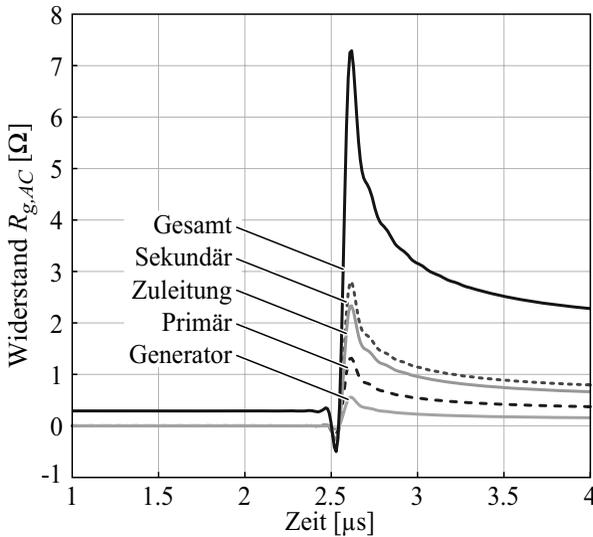
Die zeitabhängigen AC-Verluste berechnen sich somit anhand von Gleichung (3.92), was quasi einer Gewichtung der Spektralkomponenten mit dem entsprechenden AC-Widerstand entspricht.

$$\begin{aligned} P_{leit,AC}(t) &= R_{leit,AC}(t) \cdot I_{pri}(t)^2 \\ &= R_{leit,AC}(t) \cdot \left[ a_0 + 2 \sum_1^n a_n \cdot \cos(n\omega_0 t) \right]^2 \\ &= R_{leit,AC}(n\omega_0) \cdot \left[ a_0 + 2 \sum_1^n a_n \cdot \cos(n\omega_0 t) \right]^2 \\ &= \left[ a_0 \cdot R_{leit,DC} + 2 \sum_1^n a_n \cdot R_{leit,AC}(n\omega_0) \cdot \cos(n\omega_0 t) \right] \\ &\quad \cdot \left[ a_0 + 2 \sum_1^n a_n \cdot \cos(n\omega_0 t) \right] \end{aligned} \quad (3.92)$$

Daraus kann nun der zeitabhängige AC-Widerstand für jeden Abschnitt während der Pulsflanke berechnet werden. In Abbildung 3.65 ist der Verlauf des sekundärseitigen AC-Widerstands während der ansteigenden Pulsflanke für die einzelnen Abschnitte sowie der Gesamtwiderstand gezeigt. Der maximale Widerstand beträgt etwa  $R_{g,AC} = 7 \Omega$ , wodurch beim Pulsanstieg keine zusätzliche Dämpfung durch den Widerstand  $R_g$  zu erwarten ist.

### Optimale Leiterdicke und Verlustleistung

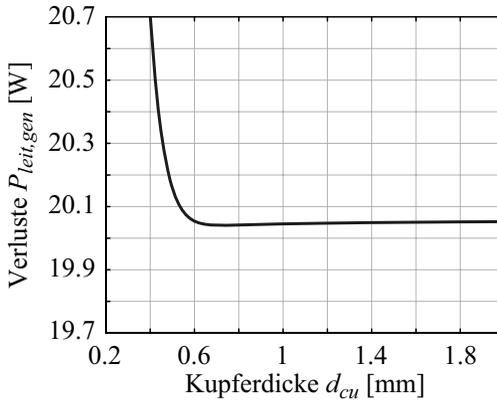
Da die Kupferverluste  $P_{leit,skin}$  durch den Skineffekt mit zunehmender Dicke  $d_{cu}$  abnehmen und die Kupferverluste  $P_{leit,prox}$  durch den Proximityeffekt zunehmen, resultiert aufgrund der Gegenläufigkeit der



**Abbildung 3.65:** Verlauf des AC-Widerstands für die einzelnen Abschnitte sowie des Gesamtwidestands.

Effekte eine optimale Leiterdicke  $d_{cu,opt}$  bei welcher die Verluste minimal werden. In Abbildung 3.66 sind z.B. die Verluste durch den Skin- und Proximityeffekt für die Zuleitung zwischen Pulsgenerator und Puls- transformator über der Kupferdicke  $d_{cu}$  aufgetragen.

Dabei zeigt sich, dass aufgrund der wenigen Lagen (jeweils eine Primär- und Sekundärwicklung) im Pulstransformator, die Verluste durch den Skin- effekt im Vergleich zum Proximityeffekt dominiert werden und dadurch ein relativ flaches Optimum resultiert. Bei Transformatoren mit mehreren Lagen nimmt der Proximityeffekt zu, wodurch die optimale Dicke ein ausgeprägtes Optimum zeigt. Im vorliegenden Fall liegt die optimale Kupferdicke bei etwa  $d_{cu,opt} = 0.7$  mm. Aufgrund des flachen Optimums steigen die Verluste bei einer Dicke von  $d_{cu} = 0.5$  mm und  $d_{cu} = 0.3$  mm um 0.6 % bzw.  $d_{cu} = 12$  % an. Somit wird für den zu realisierenden Leistungsmodulator eine Kupferdicke von  $d_{cu} = 0.5$  mm gewählt. In Tabelle 3.26 sind die mechanischen Abmessung der Leiterbahnen sowie die resultierenden Verluste aufgelistet, wobei jeweils mit vier parallelen Puls- generatoren und Primärwicklungen sowie zwei parallelen Sekundärwicklungen gerechnet wurde.



**Abbildung 3.66:** Optimale Leiterdicke bei Berücksichtigung der Skin- und Proximityeffekte.

**Tabelle 3.26:** Abmessungen der Kupferbahnen und die resultierende AC-Verluste.

<i>Mechanische Abmessung</i>	<i>Wert</i>
$l_{leit,gen}$	300 mm
$l_{leit}$	300 mm
$b_{leit,gen}$	190 mm
$b_{leit}$	80 mm
$b_{pri}$	270 mm
$d_{cu}$	0.5 mm
$d_{cu,sek}$	2 mm

<i>Leitungsabschnitt</i>	<i>Verlustleistung</i>
Pulsgenerator	5.2 W
Zuleitung	20 W
Primärwicklung	12.3 W
Sekundärwicklung	26.3 W
nur Heizstrom	116 W

### 3.9.4 Pulstransformator-Design

In der vorliegenden Arbeit hat sich gezeigt, dass der Einfluss der nicht-idealen Schaltflanke zwar nicht konstant ist, jedoch bei einer Einschalt-dauer von  $T_{on} = 120$  ns vernachlässigt werden kann. Ebenfalls entsteht während der Schaltflanken in den Wicklungen aufgrund der HF-Effekte ein grösserer AC-Widerstand und somit eine zusätzliche Verlustleistung, welche jedoch keine Auswirkung auf das Pulsverhalten nimmt. Bei einer Einschalt-dauer von  $T_{on} = 120$  ns muss somit einzig das Klystron beim Design des Pulstransformators berücksichtigt werden, wobei dessen Einfluss unabhängig von den absoluten Systemwerten konstant ist. Somit kann weiterhin mit einem reinen Widerstand gerechnet werden, wobei jedoch eine neue Dämpfungskonstante von  $\sigma = 0.58$  zu verwenden ist.

Durch die kleinere Dämpfungskonstante sinkt auch die Anstiegs-geschwindigkeit  $T_r$ , welche mit Gleichung (3.12) gegeben ist. Dabei ändert sich die Anstiegs-konstante  $T_{10\%-90\%}$  für  $\sigma = 0.58$  auf  $T_{10\%-90\%} = 0.288$ . Für eine Anstiegszeit von maximal  $T_r = 700$  ns darf das  $L_\sigma C_d$ -Produkt von  $1.487 \cdot 10^{-13}$  nicht überschritten werden. Dies entspricht einer maximalen Streuinduktivität von  $L_\sigma = 671$   $\mu$ H und einer verteilten Kapazität von  $C_d = 222$  pF. Im Vergleich zu  $\sigma = 0.75$  bleibt die maximale Streuinduktivität fast unverändert. Jedoch ist nun eine zusätzliche verteilte Kapazität von 86 pF erlaubt.

Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, wird der Pulstransformator mit zwei Kernen ausgeführt, wobei sich auf jedem Schenkel eine Primär-wicklung aus Kupferfolie befindet. Die trichterförmige Sekundär-wicklung wird zur Kathodenheizung des Klystrons als zweilagige Wicklung mit Rundleitern ausgeführt (vgl. Abschnitt 3.9.3) und umfasst beide Kerne. Die Berechnung der Streuinduktivität sowie der Kapazität erfolgt dabei analog zu einem Transformator mit einem Kern. Jedoch sind anhand Abschnitt 3.6.1 folgende Bedingungen an die Bauform des Transformators gesetzt:

- Der Kern sowie beide Wicklungen sind geerdet.
- Im Kernfenster ist der horizontale Abstand zwischen Ringmit-te und Primärwicklung gleich dem vertikalen Abstand zwischen Ringmitte und Kern.
- Ausserhalb des Kernfensters ist der horizontale Abstand zwischen Ringmitte und Primärwicklung gleich dem horizontalen Abstand zwischen Ringmitte und Tankwand.

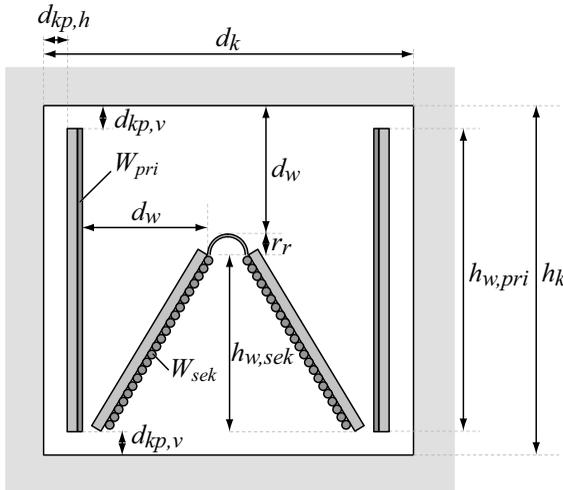
Beim Design des Pulstransformators musste jedoch aufgrund der Verfügbarkeit des Kernmaterials ein Kern mit Standardabmessungen (vgl. Tabelle 3.18) verwendet werden, woraus direkt die maximalen Wicklungsabmessungen bestimmt werden können. Dabei berechnet sich die maximale Wicklungshöhe der Primärwicklung anhand Gleichung (3.93), wobei jeweils am oberen und unteren Ende der Wicklung ein vertikaler Abstand von  $d_{kp,v} = 5 \text{ mm}$  eingerechnet wird (vgl. Abbildung 3.67).

$$h_{w,pri} = h_k - 2 \cdot d_{kp,v} = 283 \text{ mm} - 2 \cdot 5 \text{ mm} \approx 270 \text{ mm} \quad (3.93)$$

Die Höhe der Sekundärwicklung  $h_{w,sek}$  kann ebenfalls durch die Kernhöhe  $h_k$ , dem Wicklungsabstand  $d_w$ , dem Radius des Feldleittrings  $r_r$  und dem vertikalen Abstand zum Kern  $d_{ks,v}$  ausgedrückt werden.

$$h_{w,sek} = h_k - d_w - r_r - d_{ks,v} \quad (3.94)$$

Des Weiteren muss die verfügbare Breite im Kernfenster anhand von Gleichung (3.95) aufgeteilt werden.



**Abbildung 3.67:** Angabe der mechanischen Abmessungen beim Pulstransformator für den Kern und die Wickelkörper.

$$d_k = 2 \cdot (d_{kp,h} + d_{iso} + d_w) \quad (3.95)$$

Für die Wicklungsträger der Primär- und Sekundärwicklung wurde Epoxidharz ( $\varepsilon_{iso} = 3.7-4.5$ ) mit einer Dicke von  $d_{iso} = 5$  mm gewählt. Der Abstand zwischen Kern und Primärwicklung wird ebenfalls auf  $d_{kp,h} = 5$  mm gesetzt. Somit ist der maximale Wicklungsabstand  $d_{w,max}$

$$\begin{aligned} d_{w,max} &= \frac{1}{2}d_k - (d_{kp,h} + d_{iso}) \\ &= 47.5 \text{ mm} - 10 \text{ mm} = 37.5 \text{ mm}. \end{aligned} \quad (3.96)$$

Schliesslich müssen neben den maximalen mechanischen Abmessungen auch die maximal erlaubten elektrischen Grössen eingehalten werden. Aufgrund des zu erwartenden Überschwingens mit Widerstandslast von 11 % ergibt sich eine maximale Sekundärspannung von  $U_{sek,max} = 1.11 \cdot 170 \text{ kV} \approx 189 \text{ kV}$ . Unter Berücksichtigung einer Sicherheitsmarge wird im Weiteren mit  $U_{sek,max} = 200 \text{ kV}$  gerechnet. Als Isolator wird Isolieröl für Transformatoren *Shell Diala DX* ( $\varepsilon_{oel} = 2.2-2.5$ ) verwendet [194]. Die Durchbruchspannung des verwendeten Öl beträgt anhand DIN EN 60156 / IEC 156 mehr als 60 kV. Bei der Norm IEC 156 wird dabei die Durchbruchspannung mittels zweier Kugeln ( $r = 25$  mm) im Abstand von 2.5 mm gemessen. Somit beträgt die Durchschlagsfeldstärke  $E_{oel} > 24 \text{ kV/mm}$ . Wiederum wird unter Berücksichtigung einer Sicherheitsmarge die maximale Feldstärke auf  $E_{max} = 20 \text{ kV/mm}$  gesetzt.

Anhand von Abschnitt 3.6.1 kann das Gebiet  $R_2$  über der Sekundärwicklung durch eine koaxiale Anordnung, wie z.B. ein Koaxialkabel, ersetzt werden. Wird angenommen, dass sich auf dem Feldleitring die Ladung  $Q'$  pro Meter befindet, so lässt sich das elektrische Feld  $\vec{E}$  zwischen dem Feldleitring und Kern beschreiben als

$$E(r) = \frac{Q'}{2\pi r \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r}. \quad (3.97)$$

Aufgrund der  $1/r$ -Abhängigkeit tritt dabei die maximale Feldstärke  $E_{max}$  beim kleinsten Radius, also gerade auf der Oberfläche des Feldleittrings ( $E_{max} = \frac{Q'}{2\pi r_i \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r}$ ), auf. Somit lässt sich die Spannung zwischen den Leitern durch Integration der elektrischen Feldstärke anhand von Gleichung (3.98) berechnen.

$$\begin{aligned}
 U_{sek} &= \int_{r_r}^{d_{w,max}} E(r) \, dr = \int_{r_r}^{d_w} \frac{Q'}{2\pi r \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r} \, dr = \int_{r_r}^{d_{w,max}} E_{max} \frac{r_r}{r} \, dr \\
 &= E_{max} \cdot r_r \cdot \ln\left(\frac{d_{w,max}}{r_r}\right). \tag{3.98}
 \end{aligned}$$

Die maximale Feldstärke steht nun durch Gleichung (3.98) im Zusammenhang mit der anliegenden Spannung  $U_{sek}$  und der Dimensionen  $d_{w,max}$  und  $r_i$ . Dabei zeigt sich, dass die Feldstärke innerhalb der koaxialen Anordnung in Abhängigkeit des Innenradius  $r_r$  bei kleinen und grossen Radien am grössten wird und somit ein Minimum innerhalb des Bereiches  $0 - d_{w,max}$  aufweist. Für eine maximale Feldstärke von  $E_{max} = 20 \text{ kV/mm}$ , der Sekundärspannung  $U_{sek} = 200 \text{ kV}$  und dem Radius  $d_{w,max} = 37.5 \text{ mm}$  berechnen sich die Grenzen für  $r_r$  zu

$$\begin{aligned}
 r_{r,min} &= 5 \text{ mm} \\
 r_{r,max} &= 25 \text{ mm},
 \end{aligned}$$

wobei bei einem Wicklungsabstand  $d_w < d_{w,max}$  ebenfalls die Grenzen für  $r_r$  ändern. Des Weiteren darf die maximale Feldstärke auch zwischen den Wicklungen nicht überschritten werden. Aufgrund der beiden unterschiedlichen Medien ( $\varepsilon_{iso}$  und  $\varepsilon_{oel}$ ) entspricht die Anordnung zwischen den Wicklungen zwei in Serie geschalteten Plattenkondensatoren, woraus aufgrund der Ladungsgleichheit die Spannungen  $U_{iso}$  und  $U_{oel}$  bzw. Feldstärken  $E_{iso}$  und  $E_{oel}$  bestimmt werden können.

$$\begin{aligned}
 Q_{iso} &= Q_{oel} \\
 C_{iso} \cdot U_{iso} &= C_{oel} \cdot U_{oel} \\
 \frac{\varepsilon_{iso}}{d_{iso}} \cdot U_{iso} &= \frac{\varepsilon_{oel}}{d_{oel}} \cdot U_{oel} \tag{3.99}
 \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{iso} \cdot E_{iso} = \varepsilon_{oel} \cdot E_{oel} \tag{3.100}$$

Da die relative Permittivität des Trägers  $\varepsilon_{iso}$  diejenige des Isolieröls  $\varepsilon_{oel}$  übersteigt, tritt die maximale Feldstärke im Isolieröl auf. Für eine maximale Feldstärke von  $E_{max} = 20 \text{ kV/mm}$ , der Sekundärspannung

$U_{sek} = 200$  kV, der Dicke  $d_{iso} = 5$  mm sowie den relativen Permittivitäten  $\varepsilon_{iso} = 3.7$  und  $\varepsilon_{oel} = 2.2$  berechnet sich der minimale Wicklungsabstand  $d_{w,min}$  zu

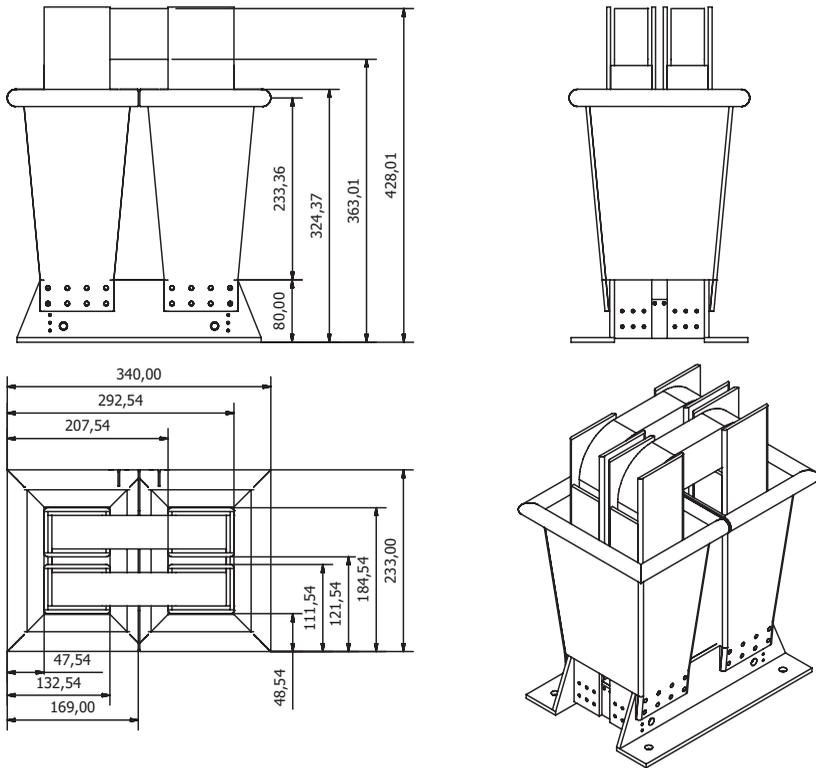
$$\begin{aligned} d_{w,min} &= d_{oel,min} + d_{iso} \\ &= 7 \text{ mm} + 5 \text{ mm} = 12 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Da nun alle Grenzwerte bekannt sind, kann die Dimensionierung des Pulstransformators anhand von Abschnitt 3.6.1 und 3.6.3 erfolgen. Dabei wird für das Klystron eine Kapazität von 80 pF angenommen [142, 149, 228]. Die Längsinduktivität des Pulsgenerators beträgt für vier parallele Einheiten  $L_{gen} = 8\text{-}9$  nH, was einer sekundärseitigen Induktivität von etwa 250  $\mu$ H entspricht.

Wie in der Einleitung dieser Arbeit erwähnt wurde, entspricht die Abfolge dieser Arbeit nicht dem zeitlichen Ablauf der Forschung. Da der Pulstransformator eine Schlüsselkomponente des gesamten Leistungsmodulator-Systems darstellt, fand die Dimensionierung des Pulstransformators zu einem Zeitpunkt statt, an welchem mit den bis dahin realisierten Gatetreibern Schaltzeiten von etwa  $T_{on} = 300$  ns mit rundem Verlauf der Eingangsspannung beim Einschalten erreicht wurden (vgl. Spannungsverlauf  $U_{ce,NewGT20V}$  in Abbildung 2.10). Aufgrund der zu der Zeit vorhandenen Einschaltcharakteristik musste im Gegensatz zu den schlussendlich erreichten Schaltflanken mit  $T_{on} = 120$  ns (vgl. Abbildung 2.12 und 2.13) der Einfluss des IGBT-Moduls bezüglich Überschwingen mitberücksichtigt werden. Aus Simulation in SIMPLORER konnte durch Verwenden des Spannungsverlaufs  $U_{ce,NewGT20V}$  aus Abbildung 2.10 die neue Dämpfungskonstante bestimmt werden, welche aufgrund der zusätzlichen Dämpfung des IGBT-Moduls bis auf  $\sigma = 0.466$  sinkt. Entsprechend sinkt die Anstiegskonstante für  $\sigma = 0.466$  auf  $T_{10\%-90\%} = 0.251$ , wodurch für eine Anstiegszeit von  $T_r = 700$  ns das maximale  $L_\sigma C_d$ -Produkt bei  $1.958 \cdot 10^{-13}$  liegt. Dies entspricht einer maximalen Streuinduktivität von  $L_\sigma = 618$   $\mu$ H und einer verteilten Kapazität von  $C_d = 316$  pF.

Mit Hilfe der neuen Dämpfungskonstante  $\sigma = 0.466$  konnte der Pulstransformator anhand den Berechnungen aus Abschnitt 3.6.1 und 3.6.3 dimensioniert werden. Zusätzlich wurden die berechneten Resultate mit FEM-Simulationen überprüft. Die Berechnung führt dabei zu einem Wicklungsabstand von  $d_w = 27$  mm, einem Leitringra-

dius von  $r_r = 10.5\text{ mm}$  und einer sekundären Wicklungshöhe von  $h_{w,sek} = 234\text{ mm}$ , wobei sich alle Werte im vorhin durch die maximale Feldstärke  $E_{max}$  definierten Bereich befinden. Mit einer Sekundärspannung von  $U_{sek} = 200\text{ kV}$  und dem Wicklungsabstand  $d_w = 27\text{ mm}$  berechnen sich die Feldstärken im Öl in den Gebieten  $R_1$  und  $R_2$  zu  $E_{max,R1} = 7.9\text{ kV/mm}$  und  $E_{max,R2} \approx 20\text{ kV/mm}$ , falls Randeﬀekte nicht berücksichtigt werden. Zwischen den Wicklungen wären theoretisch noch kleinere Abstände möglich, was das Bauvolumen des Transformators in allen Dimensionen verkleinern würde. In Tabelle 3.27 sind die mechanischen Abmessungen des Pulstransformators gegeben. Der geometrische Aufbau ist in Abbildung 3.68 gezeigt.

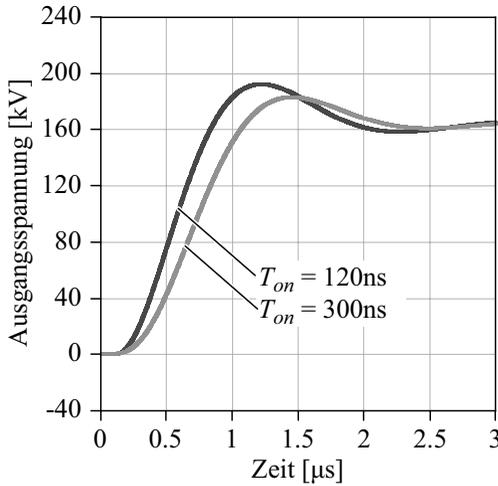


**Abbildung 3.68:** Design des Pulstransformators für das 20 MW Halbleiter-Leistungsmodulator-System.

Mit den in Tabelle 3.27 gegebenen Werten ergeben sich für den realisierten Pulstransformator mittels Berechnung und FEM-Simulation eine Streuinduktivität von  $L_\sigma \approx 180 \mu\text{H}$  sowie eine verteilte Kapazität  $C_d \approx 140 \text{pF}$ . Das resultierende Produkt  $L_\sigma C_d$ -Produkt liegt dafür bei  $9.46 \cdot 10^{-14}$ , wodurch eine Anstiegszeit von etwa  $T_r = 490 \text{ns}$  erreicht wird. Zudem zeigt sich, dass einerseits die Längsinduktivität des Puls-generators  $L_{gen}$  die Streuinduktivität des Pulstransformators  $L_\sigma$  überwiegt und dass andererseits die Kapazität des Klystron eine ähnliche Größenordnung besitzt wie die verteilte Kapazität.



**Abbildung 3.69:** Fotos des Pulstransformators für das 20 MW Halbleiter-Leistungsmodulator-System.

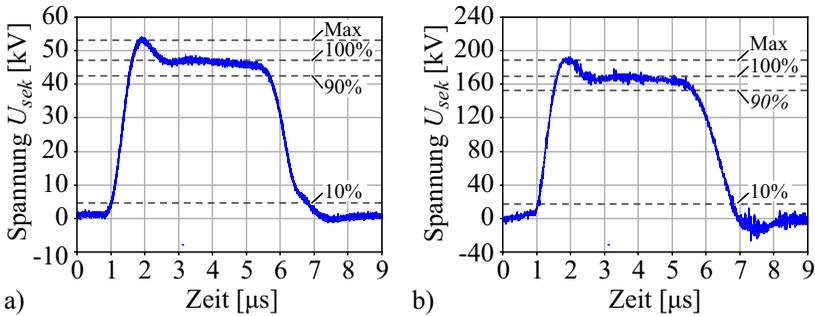


**Abbildung 3.70:** Simulierte Ausgangsspannung für das realisierte System mit den Einschaltzeiten  $T_{on} = 120$  ns und  $T_{on} = 300$  ns.

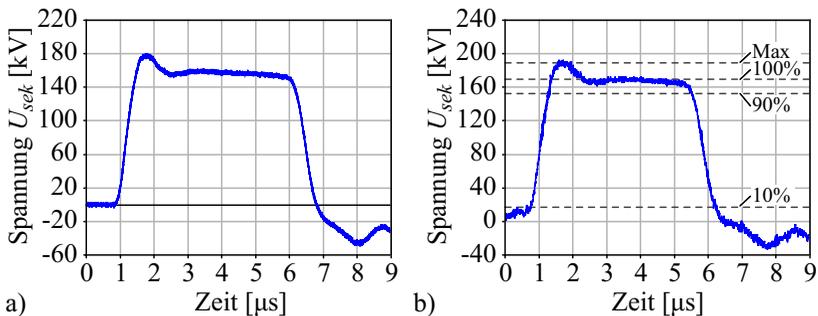
Zur Erzielung einer kürzeren Anstiegszeit müssen somit noch mehr Pulsgeneratoren parallel geschaltet werden, um eine Verkleinerung der Längsinduktivität zu erreichen. In Abbildung 3.70 ist die simulierte Pulsform für das realisierte Leistungsmodulator-System mit den Einschaltzeiten von  $T_{on} = 120$  ns und  $T_{on} = 300$  ns gezeigt. Wie erwartet, resultiert durch die schnellere Einschaltzeit von  $T_{on} = 120$  ns ein stärkeres Überschwingen als für die Auslegung verwendete Einschaltzeit von  $T_{on} = 300$  ns, bei welcher ein Überschwingen von 11 % auftritt.

### 3.10 Messergebnisse

Abbildung 3.71 zeigt die Pulsmessungen mittels kapazitivem Spannungsteiler am Gesamtsystem mit dem *Modulator II* als Eingangsstufe für die erreichte Einschaltzeit von  $T_{on} = 300$  ns bei einer Ausgangsspannung von  $U_{sek} = 50$  kV und  $U_{sek} = 170$  kV. Dabei beträgt die Anstiegszeit etwa  $T_r = 500$  ns. Zudem resultiert bei beiden Spannungen ein Überschwingen von 10.4 %, was sehr gut mit dem berechneten und simulierten Pulsverhalten übereinstimmt.



**Abbildung 3.71:** Ausgangsspannungspuls von 50 kV und 170 kV für eine Einschaltflanke von  $T_{on} = 300$  ns (vgl. Spannungsverlauf  $U_{ce,NewGT20V}$  in Abbildung 2.10) mit *Modulator II* als Eingangsstufe.



**Abbildung 3.72:** Ausgangsspannungspuls von 160 kV und 170 kV für eine Einschaltflanke mit  $T_{on} = 120$  ns mit *Modulator III*.

Die Pulsmessung mit *Modulator III* als Eingangssystem bei Einschaltzeiten von  $T_{on} = 120$  ns ist in Abbildung 3.72 gezeigt. Wider Erwarten resultiert für *Modulator III* in etwa dasselbe Überschwingen wie für *Modulator II*. Dies kann jedoch auf die zusätzliche Längsinduktivität  $L_{leit}$  des *Modulator III* zurückgeführt werden (vgl. Abschnitt 2.5), durch welche das System eine stärkere Dämpfung aufweist.

**Tabelle 3.27:** Mechanische Abmessungen des realisierten Pulstransformators mit Trichterwicklung.

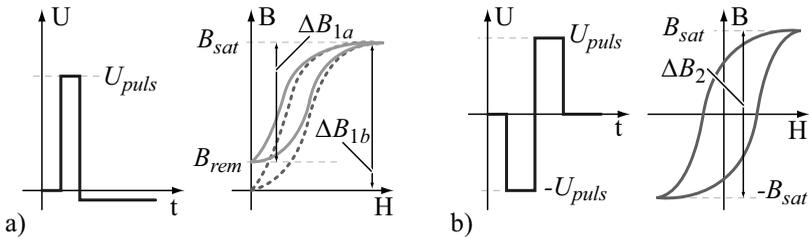
<i>Kernabmessungen</i>	
Anzahl Kerne	2 Stück
Kernmaterial	2605SA1
Fensterhöhe	283 mm
Fensterbreite	95 mm
Kernbreite	63 mm
Kerntiefe	42 mm
<i>Primärwicklung pro Schenkel</i>	
Material	Kupfer
Windungszahl	1 x Folie
Wicklungshöhe	270 mm
Wicklungsumfang (unten und oben) (63 mm/85 mm)	296 mm
Abstand Primärwicklung zum Kern (horiz.)	10 mm
Abstand Primärwicklung zum Kern (vert., u.)	6 mm
Abstand Primärwicklung zum Kern (vert., o.)	7 mm
<i>Sekundärwicklung pro Schenkel</i>	
Material	Kupfer
Windungszahl	78
Wicklungshöhe	235 mm
Wicklungsumfang (unten) (95 mm/138 mm)	466 mm
Wicklungsumfang (oben) (139 mm/182 mm)	642 mm
Abstand Sekundär- zur Primärwicklung (horiz., u.)	5 mm
Abstand Sekundär- zur Primärwicklung (horiz., o.)	27 mm
Abstand Sekundärwicklung zum Kern (vert., u.)	5 mm
Abstand Sekundärwicklung zum Kern (vert., o.)	39 mm
<i>Drahtabmessungen</i>	
Primäre Foliendicke	0.5 mm
Sekundärer Drahtdurchmesser (je zweilagig)	2 mm
Abstand der sek. Drähte	2 mm
<i>Ringabmessungen</i>	
Durchmesser des Rings	11 mm



# Kapitel 4

## Vormagnetisierung

In Leistungsmodulatoren, welche die Hochspannung mittels Pulstransformatoren erzeugen, wird aufgrund des unipolaren Spannungspulses das Kernmaterial nur unipolar/einseitig magnetisch angesteuert und somit nicht vollständig bzw. optimal, wie bei mittelwertsfreier Spannungsform, ausgenutzt (vgl.  $\Delta B_{1a}$ ,  $\Delta B_{1b}$  und  $\Delta B_2$  in Abbildung 4.1). Bei der Annahme verschwindend kleiner Remanenz  $B_{rem} \approx 0$ , führt diese unipolare Kernaussteuerung  $\Delta B = \Delta B_{1b}$  aufgrund von Gleichung (4.1) auf eine mindestens doppelt so grosse Kernquerschnittsfläche  $A_k$  als bei bipolarer Kernaussteuerung  $\Delta B = \Delta B_2$  nötig wäre [138, 140].

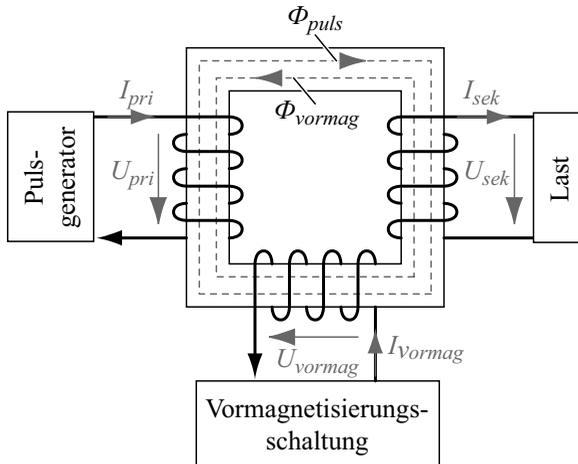


**Abbildung 4.1:** a) Unipolarer Spannungspuls mit unipolarer Kernaussteuerung und b) mittelwertsfreier Spannungspuls mit bipolarer Kernaussteuerung

$$\begin{aligned}
 U_{sek} &= \frac{d\Psi}{dt} = N_{sek} \frac{d\Phi}{dt} = N_{sek} A_k \frac{dB}{dt} \\
 \Rightarrow A_k &= \frac{U_{sek}}{N_{sek} \frac{dB}{dt}} \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

Bei Kernmaterialien mit zunehmender Remanenz  $B_{rem} \neq 0$  muss, falls der Kern zwischen den Pulsen nicht entmagnetisiert wird, die Kernquerschnittsfläche anhand (4.1) nochmals entsprechend vergrößert werden (vgl.  $\Delta B_{1a}$  in Abbildung 4.1). Eine bipolare Kernaussteuerung  $\Delta B = \Delta B_2$  ist mittels einer Vormagnetisierungsschaltung realisierbar, welche unter Annahme eines positiven Spannungspulses das Kernmaterial bereits vor dem Puls auf eine negative Flussdichte  $-B_{sat}$  vormagnetisiert, wodurch die nötige Kernquerschnittsfläche  $A_k$  aufgrund von Gleichung (4.1) mindestens halbiert werden kann (vgl. Abbildung 4.2).

Die in der Literatur behandelten Vormagnetisierungsschaltungen werden in Abhängigkeit vom Vorhandensein/nicht Vorhandensein eines Schaltelementes in aktive [197–212] und passive [213–222] Vormagnetisierungsschaltungen unterteilt. Die passive Vormagnetisierung ist auf-



**Abbildung 4.2:** Flüsse  $\Phi_{vormag}$  und  $\Phi_{puls}$  im Transformator Kern bei einem Leistungsmodulator mit Vormagnetisierungsschaltung.

grund ihrer Einfachheit die verbreitetste Methode zur Vormagnetisierung des Kerns. Die aktiven Vormagnetisierungsschaltungen sind aufgrund des erwähnten Einsatzes von zusätzlichen Schaltelementen, wie IGBTs oder MOSFETs, der nötigen Ansteuer- und Messelektronik und der dazugehörigen Steuerlogik aufwändiger als die passive Vormagnetisierungsschaltungen. Jedoch bieten aktive Vormagnetisierungsvarianten die Möglichkeit, im System gespeicherte Energie, wie z.B. in der Magnetisierungsinduktivität, der Streuinduktivität oder der verteilten Kapazität, zurückzugewinnen (vgl. Abschnitt 4.2 und 4.3). Trotz des verbreiteten Einsatzes von passiven und aktiven Vormagnetisierungsschaltungen in Leistungsmodulatoren zur Verbesserung der Kernaussnutzung des Transformators [197–202, 207–209, 213–221], werden keine Angaben zur Dimensionierung bzw. Optimierung der passiven Vormagnetisierungsschaltungen gemacht. Einzig in [222] ist eine detaillierte Beschreibung zur passiven Vormagnetisierung für magnetische Pulskompression gegeben, wobei auch hier keine Optimierung der Schaltung durchgeführt wird. Deshalb wurde im Laufe der vorliegenden Arbeit die passive Vormagnetisierungsschaltung bezüglich der resultierenden Verlusten untersucht und eine verlustoptimale passive Vormagnetisierung realisiert [223].

Zu Beginn dieses Kapitels wird in Abschnitt 4.1 die allgemeine Funktionsweise der passiven Vormagnetisierung im Detail beschrieben und das Verhalten der Schaltung während einer Pulsperiode analysiert. Anschliessend werden mittels eines analytischen Modells die Gesamtverluste der passiven Vormagnetisierung für die symmetrische Kernausssteuerung hergeleitet [223]. Zusätzlich werden in Abschnitt 4.1.3 die hergeleiteten Gleichungen zur Berechnung der Verluste für eine allgemeine Kernausssteuerung (symmetrische und asymmetrische Kernausssteuerung) erweitert. Anschliessend kann in Abschnitt 4.1.4 durch Minimierung der Gesamtverluste die optimale Vormagnetisierungsschaltung berechnet und mit Simulation sowie Messung gegenübergestellt werden. Das in Abschnitt 4.1.6 vorgestellte Verfahren zur Regelung des DC-Vormagnetisierungsstromes zur Erzielung einer symmetrischen Kernausssteuerung bei unbekannter Magnetisierungsinduktivität schliesst die Analyse der passiven Vormagnetisierung ab.

Zur Reduktion der durch die passive Vormagnetisierung verursachten Verluste wird in Abschnitt 4.2 die verbesserte Vormagnetisierung behandelt, in welcher gespeicherte Energie teilweise zurückgewonnen werden kann.

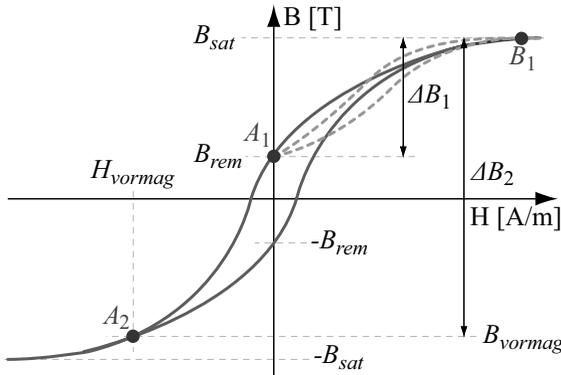
Eine weitere Verbesserungen der Schaltung aus Abschnitt 4.2 führt schlussendlich zur aktiven Vormagnetisierung nach [197, 198]. Im Abschnitt 4.3 erfolgt zuerst eine genaue Beschreibung der Funktionsweise der aktiven Vormagnetisierung, welche mit Dämpfungsschaltungen von diversen Umrichtern vergleichbar ist [203–206, 210–212]. Aufgrund des Einsatzes von aktiven Bauelementen (Halbleiter-Schaltern) besteht die Möglichkeit Energie, welche im System gespeichert ist, zurückzugewinnen und zur erneuten Vormagnetisierung für den nächsten Puls einzusetzen. Dabei zeigt sich, dass sich die Kernaussteuerung ohne Einfügen von weiteren Energiequellen in Abhängigkeit der Systemverluste selbstständig und möglichst symmetrisch einregelt. Die Asymmetrie in der Kernaussteuerung kann schlussendlich durch Nachführen der fehlenden Energie und Anwendung eines einfachen Verfahrens zur Flussregelung [224, 226, 227] kompensiert werden. Anschliessend werden Messungen bezüglich Funktionsweise, Regelung und Verluste der aktiven Vormagnetisierung an der realisierten Hardware präsentiert.

Den Schluss dieses Kapitels bildet der Vergleich zwischen den untersuchten Vormagnetisierungsschaltungen sowie die Gegenüberstellung eines Leistungsmodulator-Systems mit Vormagnetisierung und einem System ohne Vormagnetisierung.

## 4.1 Passive Vormagnetisierung

Die passive Vormagnetisierung ist die bei Leistungsmodulatoren gebräuchlichste Methode zur Vormagnetisierung des Transformator-kerns, bei der mittels eines DC-Stromes  $I_{vormag}$  der Kern vormagnetisiert wird (vgl. Abbildung 4.2). Grundsätzlich kann der DC-Strom  $I_{vormag}$  dabei in der primären, sekundären oder in einer tertiären Wicklung geführt werden. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird der DC-Strom in der tertiären Wicklung, hier auch Vormagnetisierungswicklung genannt, geführt.

Der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  erzeugt dabei im Transformator-kern einen konstanten magnetischen Fluss  $\Phi_{vormag}$ , welcher in die Gegenrichtung zum durch den Spannungspuls induzierten Fluss  $\Phi_{puls}$  zeigt (vgl. Abbildung 4.2). Im Folgenden wird jeweils von einem positiven Spannungspuls  $U_{puls}$  und somit von einem negativen Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  mit negativem magnetischem Fluss  $\Phi_{vormag}$  ausgegangen.

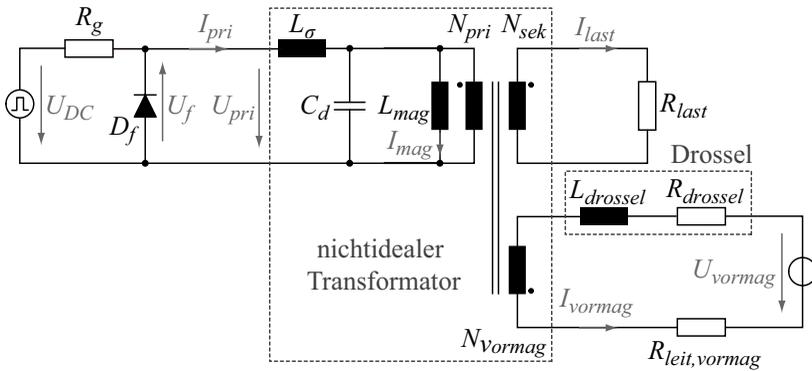


**Abbildung 4.3:** Hysteresekurve mit den Startpunkten  $A_1$  und  $A_2$  für ein Pulssystem ohne und mit Vormagnetisierung.

Die Vormagnetisierung des Transformator-kerns ermöglicht nun eine Änderung der Flussdichte  $\Delta B_2$  von einem negativen zu einem positiven Arbeitspunkt anstelle einer Änderung  $\Delta B_1$  von Null bzw. Remanenz  $B_{rem}$  zu einem positiven Arbeitspunkt (vgl. Punkte  $A_1$ ,  $A_2$  und  $B_1$  in Abbildung 4.3). Bei symmetrischer Kernaussteuerung kann somit die Flussdichteänderung  $\Delta B_2$  auf maximal  $2 \cdot B_{sat}$  erweitert werden.

### 4.1.1 Allgemeine Funktionsweise

Die passive Vormagnetisierung wird mit Hilfe des Leistungsmodulator-Systems aus Abbildung 4.4 analysiert. Dabei bildet der nichtideale Puls-transformator, welcher den Pulsgenerator auf der Primärseite mit der Windungszahl  $N_{pri}$  an die Last auf der Sekundärseite mit der Windungszahl  $N_{sek}$  anpasst, den wichtigsten Teil der Schaltung. Die konzentrierten Elemente, wie Streuinduktivität  $L_\sigma$ , die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und die verteilte Kapazität  $C_d$  [195, 196] bilden dabei die Nichtidealitäten des Puls-transformators nach. Da die Nichtidealitäten des Pulsgenerators keinen wesentlichen Einfluss auf die Auslegung der Vormagnetisierungsschaltung nehmen, ist der Pulsgenerator vereinfacht durch eine ideale Puls-spannungsquelle mit der Spannung  $U_{DC}$ , einem Innenwiderstand  $R_g$  und der idealen Freilaufdiode  $D_f$  mit Vorwärtsspannung  $U_f$  modelliert. Die passive Vormagnetisierungsschaltung, wel-



**Abbildung 4.4:** Leistungsmodulator mit nichtidealem Transformator und Vormagnetisierungsschaltung.

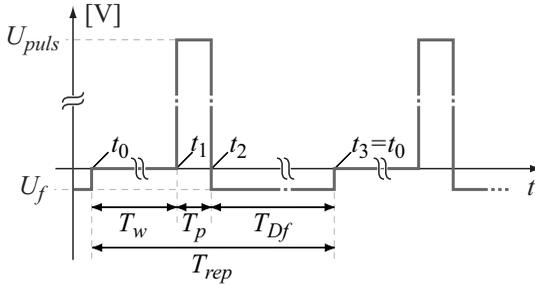
che mittels der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  magnetisch an den Leistungsmodulator angebunden ist, kann durch eine ideale Spannungsquelle  $U_{vormag}$ , eine Drossel  $L_{drossel}$  mit Wicklungswiderstand  $R_{drossel}$  und einem Leitungswiderstand  $R_{leit,vormag}$  dargestellt werden. In Abbildung 4.5 ist der idealisierte Verlauf der Eingangsspannung  $U_{pri}$  während einer Pulsperiode  $T_{rep}$  aufgezeigt. Die Pulsperiode  $T_{rep}$  ist dabei in die drei Zeitabschnitte  $T_w$ ,  $T_p$  und  $T_{Df}$  unterteilt, wobei  $T_p$  der Pulsdauer und  $T_{Df}$  der Freilaufzeit der Diode  $D_f$  entspricht.  $T_w$  ist schliesslich die Zeit zwischen dem Ende der Freilaufzeit und dem Beginn des nächsten Pulses.

### Zeitintervall $T_w$

Bevor das System gestartet wird, befindet sich das System im Zeitintervall  $T_w$ , in welchem die Ströme in den Wicklungen sowie das Magnetfeld  $H$  im Kernmaterial basierend auf dem Ampère'schen Gesetz (4.2) Null sind.

$$\oint H dl = NI \quad (4.2)$$

Abhängig vom Kernmaterial besteht jedoch im Transformator Kern bereits eine bleibende Flussdichte  $B_{rem}$ , wobei sich der Startpunkt des



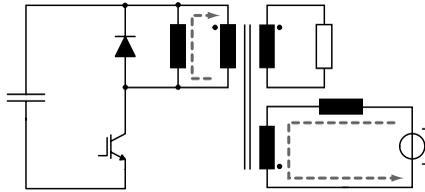
**Abbildung 4.5:** Herkömmliches Pulsmuster bei Leistungsmodulatoren mit Pulstransformatoren.

Systems in der Hysteresekurve vom Ursprung zu Punkt  $A_1$  verschiebt (vgl. Abbildung 4.3).

Durch Einschalten der externen Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$  steigt der Strom  $I_{vormag}$  in der Drossel  $L_{drossel}$  und der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  auf  $I_{vormag}$  an, wobei immer noch  $U_{pri} = 0 \text{ V}$  gilt (vgl. Abbildung 4.6). Sobald der Endwert erreicht ist, führt der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  mit Gleichung (4.2) im Transformator kern zu einem konstanten H-Feld  $H_{vormag}$  und folglich zu einer konstanten Flussdichte  $B_{vormag}$ . Somit verschiebt sich der Arbeitspunkt in der Hysterese von Punkt  $A_1$  zu Punkt  $A_2$  (vgl. Abbildung 4.3). Dabei kann die resultierende Feldstärke  $H_{vormag}$  und die Flussdichte  $B_{vormag}$  im Transformator kern anhand von Gleichung (4.3) ausgedrückt werden.

$$H_{vormag} = \frac{N_{vormag} I_{vormag}}{l_k} \quad \text{und} \quad B_{vormag} = \mu_0 \mu_r H_{vormag} \quad (4.3)$$

Aus Gleichung (4.3) ist ersichtlich, dass eine gewünschte Feldstärke  $H_{vormag}$  mittels Erhöhung/Senkung der Windungszahl  $N_{vormag}$  und gleichzeitiger Senkung/Erhöhung des Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  erreicht werden kann. Des Weiteren führt der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  während  $T_w$ , welcher auch die Drossel  $L_{drossel}$  zwischen Transformator und Vormagnetisierungsquelle durchfließt, zu einer DC-Aussteuerung  $B_{drossel,DC}$  im Kernmaterial der Drossel (vgl. Abbildung 4.9).



**Abbildung 4.6:** DC-Vormagnetisierungsstrom durch Magnetisierungsinduktivität und Drossel im Intervall  $T_w$ .

### Zeitintervall $T_p$

Sobald die Flussdichte im Transformator Kern den Arbeitspunkt  $A_2$  erreicht, wird der Puls während  $T_p$  erzeugt. Mit der Annahme eines rechteckigen Spannungspulses  $U_{pri}$  vereinfacht sich das Faraday'sche Gesetz zu Gleichung (4.4).

$$U_{pri} = N_{pri} A_k \frac{\Delta B}{\Delta t} \quad \text{mit} \quad \Delta t = T_p \quad (4.4)$$

Der rechteckige Spannungspuls  $U_{pri}$  führt somit bei linearen Verhältnissen gemäss Gleichung (4.4) zu einer linearen Änderung der Flussdichte  $\Delta B = \Delta B_2$ , welche für einen Leistungsmodulator mit passiver Vormagnetisierungsschaltung und  $B_{vormag} = -B_{sat}$  auf  $2B_{sat}$  begrenzt ist. Aufgrund der verschwindenden Induktivität  $L_{mag}$  an der Sättigungsgrenze  $B_{sat}$  und den damit steigenden Magnetisierungsverlusten wird der Transformator Kern nicht vollständig bis zur Sättigung angesteuert. Deshalb ist  $|B_{vormag}|$  stets kleiner als  $|\pm B_{sat}|$  zu wählen. Jedoch wird von einer symmetrischen Kernaussteuerung und somit von einer symmetrischen Magnetisierungsstromänderung (H-Feld-Aussteuerung) von  $-I_{vormag}$  nach  $I_{vormag}$  ausgegangen, da diese zu einer maximalen Ausnützung des Kernmaterials und grösstmöglichen mittleren Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  führt. Dies bedingt, dass der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  vor der Pulserzeugung anhand von Gleichung (4.5) der halben Änderung  $\Delta I_{mag}$  entspricht, welche der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  während der Pulsdauer  $T_p$  erfährt.

$$I_{vormag} = \frac{\Delta I_{mag}}{2} \frac{N_{pri}}{N_{vormag}} \quad (4.5)$$

Aufgrund des rechteckigen Spannungspulses  $U_{pri}$  lässt sich die lineare Magnetisierungsstromänderung  $\Delta I_{mag}$  aus Gleichung (4.6) berechnen.

$$\Delta I_{mag} = \frac{U_{pri} T_p}{L_{mag}} \quad (4.6)$$

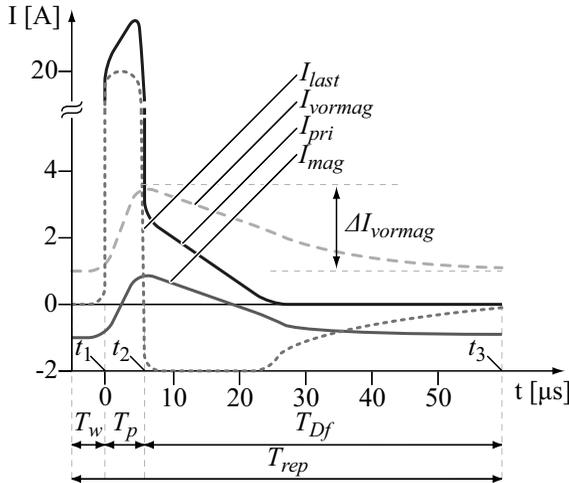
Während der Pulsdauer  $T_p$  wird zudem der Spannungspuls  $U_{pri}$  einerseits vom Transformator an die sekundärseitige Last  $R_{last}$  und andererseits auf die tertiäre Wicklung  $N_{vormag}$  transformiert, die abhängig vom Windungsverhältnis  $N_{vormag}/N_{pri}$  relativ grosse Werte annehmen kann. Um die externe Spannungsquelle  $U_{vormag}$  vor der transformierten Pulsspannung  $N_{vormag}/N_{pri} \cdot U_{pri}$  zu schützen, ist deshalb zwischen die Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  und die Quelle  $U_{vormag}$  eine Drossel mit der Induktivität  $L_{drossel}$  zu schalten. Obwohl dabei die Induktivität der Drossel  $L_{drossel}$  grosse Werte annimmt, führt die an der Drossel anliegende Spannung  $N_{vormag}/N_{pri} \cdot U_{pri}$  während der Pulsdauer  $T_p$  anhand Gleichung (4.7) zu einer linearen Stromänderung  $\Delta I_{vormag}$  und speichert somit zusätzliche Energie in der Drossel. Der genaue Stromverlauf von  $I_{mag}$  und  $I_{vormag}$  während  $T_p$  kann dabei aus Abbildung 4.7 entnommen werden.

$$\Delta I_{vormag} = \frac{N_{vormag} U_{pri} T_p}{L_{drossel}} \quad (4.7)$$

Der primärseitige Strom  $I_{pri}$  setzt sich während dem Zeitintervall  $T_p$  aus dem primärseitigen Laststrom  $I_{last,pri}$ , dem Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  und dem primärseitigen Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag,pri}$  zusammen.

$$\begin{aligned} I_{pri}(t) &= I_{last,pri}(t) + I_{vormag,pri} + \Delta I_{vormag}(t) + I_{mag}(t) \\ &= \frac{N_{sek}}{N_{pri}} I_{last}(t) + \frac{N_{vormag}}{N_{pri}} (I_{vormag} + \Delta I_{vormag}(t)) + I_{mag}(t). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Zu Beginn des Pulses entspricht der Primärstrom  $I_{pri}$  dem reinen Laststrom  $\frac{N_{sek}}{N_{pri}} I_{last}$ , da sich der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  und der primärseitige Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag,pri}$  aufgrund des umgekehrten Vorzeichens gegenseitig aufheben. Anschliessend nimmt der Primärstrom  $I_{pri}$  bis zum Pulsende linear bis auf  $I_{last} + 2I_{mag}$  zu.

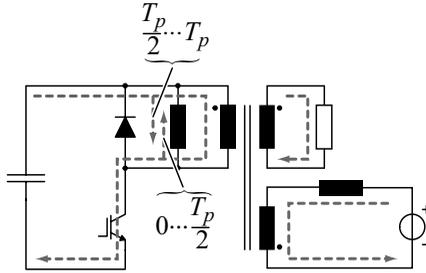


**Abbildung 4.7:** Verlauf von  $I_{pri}$ ,  $I_{mag}$ ,  $I_{vormag}$  und  $I_{last}$  während den Intervallen  $T_w$ ,  $T_p$  und  $T_{Df}$ .

In Abbildung 4.8 sind die auftretenden Ströme für die Pulsdauer  $T_p$  nochmals schematisch dargestellt, wobei für die Richtung des Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  zwischen den Intervallen  $[0 - \frac{T_p}{2}]$  und  $[\frac{T_p}{2} - T_p]$  unterschieden wird, da sich der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  bei symmetrischer Kernaussteuerung während dem Intervall  $[0 - \frac{T_p}{2}]$  von  $-I_{mag} = \frac{N_{vormag}}{N_{pri}} I_{vormag}$  auf 0 A abbaut und anschliessend im Intervall  $[\frac{T_p}{2} - T_p]$  von 0 A auf  $I_{mag} = -\frac{N_{vormag}}{N_{pri}} I_{vormag}$  aufbaut. Zusätzlich zur Stromänderung  $\Delta I_{vormag}$  führt die während dem Intervall  $T_p$  an der Drossel anliegende Rechteckspannung anhand dem Faraday'schen Gesetz aus Gleichung (4.4) zusätzlich zu einer linear ansteigenden Flussdichte im Drosselkern  $B_{vormag,AC}$  (vgl. Abbildung 4.9). Damit eine Sättigung des Drosselkerns verhindert wird, darf somit am Ende des Spannungspulses der maximal erlaubte Fluss  $\Phi_{max}$  nicht überschritten werden.

$$\Phi_{max} = A_{drossel} B_{max} \quad (4.9)$$

Der im Drosselkern herrschende Fluss  $\Phi_{drossel}$  entspricht dabei der Summe aus DC-Fluss  $\Phi_{drossel,DC}$  und Flussänderung  $\Phi_{drossel,AC}$ , der dabei kleiner als der maximale Fluss  $\Phi_{max}$  sein muss.



**Abbildung 4.8:** Vormagnetisierungsstrom, Magnetisierungsstrom und Pulsstrom während dem Intervall  $T_2$  bei symmetrischer Kernaussteuerung.

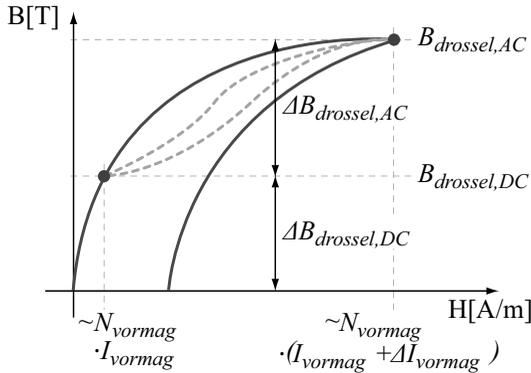
$$\Phi_{drossel} = \Phi_{drosselDC} + \Phi_{drosselAC} < \Phi_{max} \tag{4.10}$$

Mit Gleichung (4.4), (4.9) und (4.10) erhält man nach kurzer Umformung Gleichung (4.11), wodurch ein erster Zusammenhang zwischen der Kernquerschnittsfläche  $A_{drossel}$  und der Windungszahl  $N_{drossel}$  gegeben ist.

$$A_{drossel} B_{max} \geq \frac{L_{drossel} I_{vormag}}{N_{drossel}} + \frac{N_{vormag} U_{pri} T_p}{N_{drossel} N_{pri}} \tag{4.11}$$

**Zeitintervall  $T_{Df}$**

Nach der Pulsdauer  $T_p$  wird die gespeicherte Energie in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ , Streuinduktivität  $L_\sigma$  sowie in der Drossel  $L_{drossel}$  während dem Intervall  $T_{Df}$  in der Freilaufdiode  $D_f$  und der Last  $R_{last}$  abgebaut (vgl. Abbildung 4.10). Dabei fließt zum Zeitpunkt  $t_2$  die Summe aus dem Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$ , dem primärseitigen Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag,pri} = \frac{N_{vormag}}{N_{pri}} (I_{vormag} + \Delta I_{vormag})$  und dem von der Streuinduktivität getriebenen Primärstrom  $I_{pri}$  durch die Freilaufdiode  $D_f$ .

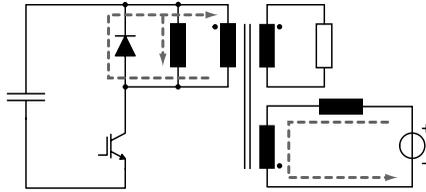


**Abbildung 4.9:** Auftretende Flussdichten  $B_{drossel,DC}$  und  $B_{drossel,AC}$  im Drosselkern während einer Pulsperiode.

$$\begin{aligned}
 I_f(t_2) &= I_{mag}(t_2) + I_{vormag}(t_2) + I_{pri} \\
 &= 2I_{mag} + \frac{N_{vormag}}{N_{pri}} \Delta I_{vormag} + I_{pri} \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

Die Energie in der Streuinduktivität  $L_\sigma$  wird jedoch während  $T_{Df}$  hauptsächlich in der Last  $R_{last}$  abgebaut. In realen Leistungsmodulatoren ist schlussendlich der Laststrom aufgrund der verteilten Kapazität  $C_d$  des Transformators (vgl. Kapitel 3) sowie der beschränkten IGBT-Ausschaltzeit (vgl. Kapitel 2) im Freilaufpfad nicht mehr oder kaum existent. Dieses Verhalten trifft auch für eine Last mit Diodencharakteristik, wie z.B. beim Klystron, zu, da die Energie in der Streuinduktivität  $L_\sigma$  weiterhin in positiver Richtung durch die Last abgebaut wird.

Unter der Annahme einer konstanten Vorwärtsspannung  $U_f$  nimmt der Strom  $I_f$  durch die Freilaufdiode  $D_f$  während dem Intervall  $T_{Df}$  linear ab. Sobald der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  auf 0 A abgesunken ist, kommutiert der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  von der Diode  $D_f$  zurück zur Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und magnetisiert den Transformator Kern für den nächsten Puls wieder vor. Die genauen Verläufe der Teilströme  $I_{mag}$ ,  $I_{vormag}$ ,  $I_{last}$  und  $I_f$  während  $T_{Df}$  sind aus Abbildung 4.7 zu entnehmen.



**Abbildung 4.10:** Abbau des DC-Vormagnetisierungsstromes sowie des Magnetisierungsstromes im Intervall  $T_{Df}$ .

Die in der Freilaufdiode  $D_f$  abgebaute Energie resultiert bei gegebener Pulswiederholfrequenz  $f_{rep}$  und linearer Stromabnahme in einer entsprechenden mittleren Verlustleistung  $\overline{P}_{Df}$  aus Gleichung(4.13).

$$\overline{P}_{Df} = U_f \frac{I_f(t_2)}{2T_p} = U_f \frac{\hat{I}_f}{2T_{Df}} \tag{4.13}$$

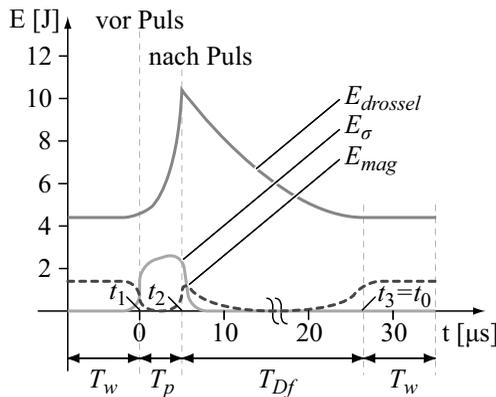
Die Verlustleistung  $\overline{P}_{Df}$  hängt dabei wesentlich von der Dimensionierung der passiven Vormagnetisierung und insbesondere der Anzahl Windungen auf der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  sowie der Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  ab. Einerseits wird der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  durch die Windungszahl  $N_{vormag}$  definiert und andererseits wird der Stromanstieg  $\Delta I_{vormag}$  durch die Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  bestimmt, was anhand von Gleichung (4.12) und (4.13) die mittleren Freilaufdiodenverluste  $\overline{P}_{Df}$  beeinflusst. Somit muss eine Optimierung der Vormagnetisierungsschaltung in Bezug auf die Verluste durchgeführt werden.

### 4.1.2 Verlustberechnung für symmetrische Kernaussteuerung

Bei der Berechnung der Verluste durch die passive Vormagnetisierung wird in einem ersten Schritt von einer symmetrischen Kernaussteuerung ausgegangen. Die Gesamtverluste der passiven Vormagnetisierung setzen sich dabei aus den Verlusten, welche durch die magnetischen Komponenten hervorgerufen werden (hierzu gehören die Verluste in der Freilaufdiode  $\overline{P}_{Df}$ ), den DC-Kupferverlusten in den Leitern und den Verlusten in der Vormagnetisierungsquelle zusammen.

Die AC-Kupferverluste verursacht durch Skin- und Proximityeffekte sowie die Verluste durch die gespeicherte Energie in der verteilten Kapazität  $C_d$  werden im Folgenden vernachlässigt, da einerseits der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  nur während der Pulsdauer  $T_p$  AC-Anteile enthält und andererseits die gespeicherte Energie in der verteilten Kapazität  $C_d$  über den Lastwiderstand  $R_{last}$  abgebaut wird. Ebenfalls werden die Kernverluste im Transformator sowie in der Drossel bei der analytischen Berechnung vorerst vernachlässigt. Zudem werden zur Verlustberechnung eine ideale Pulsquelle ( $R_g = 0 \Omega$ ) und eine ideale Diode mit konstanter Vorwärtsspannung  $U_f$  vorausgesetzt.

Die bei der passiven Vormagnetisierung entstehende Verlustleistung durch die magnetischen Komponenten kann durch Vergleichen der Energieinhalte in den magnetischen Komponenten vor der Pulserzeugung ( $t = t_1$ ) und nach der Pulserzeugung ( $t = t_2$ ) berechnet werden. Dabei entspricht die Differenz der Energieinhalte gerade der Verlustenergie durch die magnetischen Komponenten, da nach dem Puls keine magnetische Energie im System zurückgewonnen wird. Die Abbildung 4.11 zeigt dabei den Verlauf der Energieinhalte für die Induktivitäten  $L_\sigma$ ,  $L_{mag}$  und  $L_{drossel}$  während einer Pulsperiode  $T_{rep}$ . Vor der Pulserzeugung fließt der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  nur in der Drossel  $L_{drossel}$  sowie in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und bestimmt somit den Energieinhalt im System zum Zeitpunkt  $t_1$ .



**Abbildung 4.11:** Verlauf der Energieinhalte für die Induktivitäten  $L_\sigma$ ,  $L_{mag}$  und  $L_{drossel}$  während  $T_{rep}$ .

$$E_{mag}(t_1) = \frac{1}{2}L_{drossel}I_{vormag}^2 + \frac{1}{2}L_{mag} \left( \frac{N_{vormag}}{N_{pri}} I_{vormag} \right)^2 \quad (4.14)$$

Während dem Puls baut sich aufgrund der jeweils anliegenden Spannung in die Streuinduktivität  $L_\sigma$ , der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und der Drossel  $L_{drossel}$  ein entsprechender Strom auf und speichert folglich zusätzliche Energie im System. Mit der Voraussetzung einer symmetrischen Flussdichteänderung ( $|I_{mag}| = |I_{vormag}|$  bei  $t_1$  und  $t_2$ ) wird die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  während der ersten Hälfte der Pulsdauer im Intervall  $[0 - \frac{T_p}{2}]$  entmagnetisiert und während der zweiten Hälfte der Pulsdauer im Intervall  $[\frac{T_p}{2} - T_2]$  wiederum bis zum selben Absolutwert aufmagnetisiert. Somit sind die Energieinhalte in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  zum Zeitpunkt  $t_1$  und  $t_2$  gleich gross (vgl. Abbildung 4.11). Der Energieinhalt im System zum Zeitpunkt  $t_2$  berechnet sich damit aus der Summe der gespeicherten magnetischen Energien in der Streuinduktivität  $L_\sigma$ , der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und der Drossel  $L_{drossel}$  anhand Gleichung (4.15).

$$\begin{aligned} E_{mag}(t_2) &= \frac{1}{2}L_{drossel} (I_{vormag} + \Delta I_{vormag})^2 \\ &+ \frac{1}{2}L_{mag} \left( \frac{N_{vormag}}{N_{pri}} I_{vormag} \right)^2 + \frac{1}{2}L_\sigma I_{pri}^2 \end{aligned} \quad (4.15)$$

Nach dem Puls muss die Energiedifferenz  $\Delta E_{mag} = E_{mag}(t_2) - E_{mag}(t_1)$  in der Freilaufdiode und der Last umgesetzt werden, um vor der nächsten Pulserzeugung zur Ausgangssituation zurückzukehren, woraus sich mit der Pulswiederholfrequenz  $f_{rep}$  die mittlere Verlustleistung durch die magnetischen Komponenten  $\overline{P}_{mag} = \Delta E_{mag} f_{rep}$  ergibt.

$$\begin{aligned} \Delta E_{mag} &= E_{mag}(t_2) - E_{mag}(t_1) \\ &= \frac{1}{2}L_{drossel} \left( (I_{vormag} + \Delta I_{vormag})^2 - I_{vormag}^2 \right) \\ &+ \frac{1}{2}L_\sigma I_{pri}^2 \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die mittleren Kupferverluste  $\overline{P}_{cu}$  der Vormagnetisierungsschaltung müssen für jeden Zeitabschnitt  $T_w$ ,  $T_p$  und  $T_{Df}$  einzeln berechnet werden. Diese setzen sich dabei aus den Wicklungsverlusten in der Drossel  $R_{drossel}$ , in der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  und den Verlusten in der Zuleitung/Anschlüssen der Vormagnetisierungsschaltung  $R_{leit,vormag}$  zusammen.

$$\overline{P}_{cu} = \frac{R_x}{T_{rep}} \int_0^{T_x} I_{vormag}^2(t) dt \quad (4.17)$$

Der entsprechende Widerstand der Drossel  $R_{drossel}$ , der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  oder der Zuleitung  $R_{leit,vormag}$  bestimmt sich über den spezifischen Widerstand mit dem Querschnitt  $A_{cu}$  und der Länge  $l_{cu}$ , wobei sich während dem Intervall  $T_w$  die Verluste zu Gleichung (4.19) vereinfachen.

$$R_x = \rho_{cu} \frac{A_{cu}}{l_{cu}} \quad (4.18)$$

$$P_{cu,T_w} = \frac{T_w}{T_{rep}} R_{drossel} \cdot I_{vormag}^2 \quad (4.19)$$

In den Intervallen  $T_p$  und  $T_{Df}$  führt die rechteckige Pulsspannung jeweils zum DC-Strom überlagerten linearen Stromverlauf. Die Kupferverluste während  $T_p$  und  $T_{Df}$  sind anhand Gleichung (4.20) gegeben.

$$P_{cu,T_x} = \frac{R_{drossel}}{T_{rep}} \int_0^{T_x} \left( I_{vormag} + \frac{\Delta I_{vormag}}{T_x} t \right)^2 dt \quad (4.20)$$

Die Dauer des Freilaufintervalls  $T_{Df}$  kann dabei aus der Gleichheit der Spannungszeitflächen während der Pulsdauer  $T_p$  und  $T_{Df}$  ermittelt werden.

$$T_{Df} = \frac{U_{pri} T_p}{U_f} \quad (4.21)$$

Für den Leitungswiderstand  $R_{leit,vormag}$ , der sich aus Zuleitungs- und Anschlusswiderständen zusammensetzt, wird ein durch das System definierter konstanter Wert angenommen.

Zusätzlich zu den Verlusten durch die magnetischen Komponenten und den Kupferverlusten werden bei der Verlustberechnung der passiven Vormagnetisierung auch die Verluste in der Vormagnetisierungsquelle berücksichtigt. Diese können dabei z.B. durch einen konstanten Spannungsabfall  $U_{vormag}$  und Innenwiderstand  $R_{g,vormag}$  oder durch den Wirkungsgrad der Quelle  $\eta$  ( $\eta = 0.85 - 0.95$ ) abgeschätzt werden. Die resultierenden Verluste können mit Gleichung (4.22) bzw. Gleichung (4.23) berechnet werden.

$$P_{vormag} = U_{vormag}I_{vormag} + R_{g,vormag}I_{vormag}^2 \quad (4.22)$$

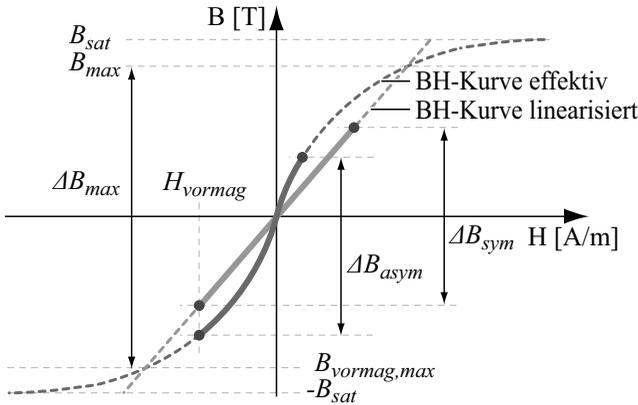
$$P_{vormag} = U_{vormag}I_{vormag}(1 - \eta) \quad (4.23)$$

### 4.1.3 Verlustberechnung für allgemeine Kernaussteuerung

Die Vormagnetisierung mit symmetrischer Kernaussteuerung stellt einen Spezialfall dar, der in der Realität aufgrund der teils unbekanntenen nichtlinearen Magnetisierungsinduktivität nicht immer oder nur mittels Regelung des DC-Vormagnetisierungsstromes (vgl. Abschnitt 4.1.6) erreicht wird. Bei der Annahme einer mittleren Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  kann der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  proportional zur Spannungszeitfläche  $U_{pri} \cdot T_p$  variiert werden.

Jedoch führt dies in der Realität mit nichtlinearer Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  zu einer asymmetrischen Kernaussteuerung (vgl. Abbildung 4.12). Dabei ist ersichtlich, dass durch die Annahme einer mittleren Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  in Wirklichkeit durch die effektive Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  bei gleicher Spannungszeitfläche, also  $\Delta B_{sym} = \Delta B_{asym}$ , eine asymmetrische Kernaussteuerung resultiert.

Bei fehlender Regelung des DC-Vormagnetisierungsstromes (vgl. Abschnitt 4.1.6) oder unbekannter Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  muss deshalb die in Abschnitt 4.1.2 hergeleitete Verlustberechnung mit symmetrischer Kernaussteuerung für eine allgemeine Kernaussteuerung erweitert werden, damit z.B. ebenfalls die Verlustmessungen am System mit den berechneten Verlusten aus den analytischen Gleichungen verglichen werden können.



**Abbildung 4.12:** Symmetrische und asymmetrische Kernaussteuerung aufgrund linearisierter und effektiver Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  bzw.  $L_{mag}(B, H)$  bei gleicher Flussdichteänderung  $\Delta B_{sym} = \Delta B_{asym}$ .

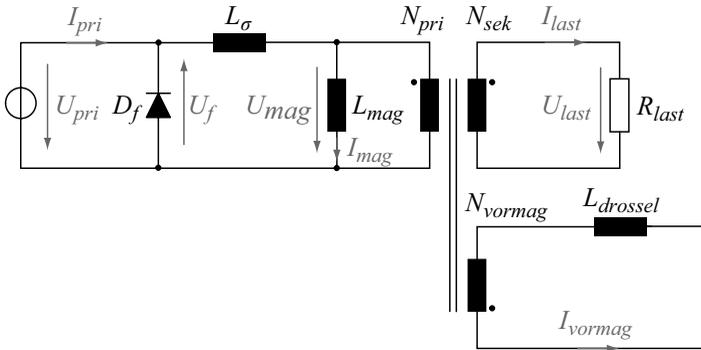
In der folgenden Herleitung der Gesamtverluste wird wiederum von einer rechteckigen Pulsspannung  $U_{pri}$  und vorerst konstanter bzw. mittleren Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  ausgegangen. Zudem wird die Quellenspannung  $U_{vormag}$ , welche vor allem durch den Kupferwiderstand der Drossel  $R_{drossel}$  definiert wird, aufgrund des Verhältnisses  $U_{vormag} \ll \frac{N_{vormag}}{N_{pri} \cdot U_{pri}}$  vernachlässigt. Somit vereinfacht sich das Gesamtsystem wie in Abbildung 4.13 gezeigt.

Vor dem Puls, im Intervall  $T_w$ , fließt durch die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und die Drossel  $L_{drossel}$  ein konstanter Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$ . Die Energie in den magnetischen Komponenten während dem Intervall  $T_w$  ist somit durch Gleichung (4.24) gegeben.

$$E_{mag}(t_1) = \frac{1}{2} (L_{mag} I_{mag}^2(t_1) + L_{drossel} I_{vormag}^2(t_1))$$

$$\text{mit } I_{vormag}(t_1) = -I_{mag}(t_1) \frac{N_{pri}}{N_{vormag}} \quad (4.24)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Gleichung (4.5) für den DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  bei asymmetrischer bzw. allgemeiner Kernaussteuerung nicht mehr gilt.



**Abbildung 4.13:** Vereinfachtes Schaltbild des Leistungsmodulators zur Herleitung der Gesamtverluste für allgemeine Kernaussteuerung.

Während dem Puls wird durch die Pulsspannung  $U_{pri}$  Energie ins System eingebracht, so dass der Energieinhalt der magnetischen Komponenten bis zum Pulsende ( $t = t_2$ ) anhand Gleichung (4.25) beschrieben werden kann.

$$\begin{aligned}
 E_{mag}(t_2) &= \frac{1}{2}L_{mag}I_{mag}^2(t_2) + \frac{1}{2}L_{drossel}I_{vormag}^2(t_2) \\
 &\quad + \frac{1}{2}L_{\sigma}I_{pri}^2(t_2)
 \end{aligned}
 \tag{4.25}$$

Aufgrund der Annahme von  $U_{vormag} \approx 0$ , liegt, abgesehen vom Windungsverhältnis, an der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und der Drossel  $L_{drossel}$  dieselbe Spannung  $U_{mag}$  an, woraus mit Gleichung (4.26) die Stromänderungen  $\Delta I_{mag}$  und  $\Delta I_{vormag}$  resultieren.

$$\begin{aligned}
 \Delta I_{mag} &= I(t_2) - I(t_1) = \frac{U_{mag}T_p}{L_{mag}} \\
 \Delta I_{vormag} &= I(t_2) - I(t_1) = \frac{N_{vormag}U_{mag}T_p}{N_{pri}L_{drossel}}
 \end{aligned}
 \tag{4.26}$$

Die anliegende Spannung  $U_{mag}$  berechnet sich dabei über den induktiven Spannungsteiler von  $L_{\sigma}$  zu  $L_{mag}||L_{drossel}$ .

Mit  $L_\sigma \ll \frac{L_{mag}L_{drossel}}{L_{mag}+L_{drossel}}$  (hier  $\approx 1 : 100$ ) entspricht die Spannung  $U_{mag}$  in etwa der Pulsspannung  $U_{pri}$ . Somit erhält man mit den Gleichungen (4.24), (4.25) und (4.26) nach wenigen Umformungen die Verlustenergie der magnetischen Komponenten in Gleichung (4.27).

$$E_{mag} = \frac{1}{2} (L_{mag}\Delta I_{mag}^2 + L_{drossel}\Delta I_{vormag}^2 + L_\sigma I_{pri}^2) \quad (4.27)$$

Mit Gleichung (4.27) lässt sich nun die Verlustenergie durch die magnetischen Komponenten für beliebige Kernaussteuerungen berechnen. Dabei zeigt sich, dass bei der Annahme eines linearen Gesamtsystems mit mittleren Induktivitätswerten  $\bar{L}_{mag}$  und  $\bar{L}_{drossel}$  die Verluste durch die magnetischen Komponenten unabhängig vom gewählten DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  sind. In der Realität nimmt der Induktivitätswert  $L_{mag}(B, H)$  bzw.  $L_{drossel}(B, H)$  jedoch mit zunehmender Flussdichte  $B$  ab, was schliesslich zu grösseren Magnetisierungsströmen  $I_{mag}$  und somit zu grösseren Verlusten in der Freilaufdiode  $P_{Df}$  führt. Der höchste mittlere Induktivitätswert  $\bar{L}_{mag}$  bzw.  $\bar{L}_{drossel}$  und entsprechend die kleinsten Verluste durch die magnetischen Komponenten werden jedoch bei symmetrischer Kernaussteuerung erreicht. Die zu Beginn dieses Kapitels hergeleiteten Verluste für symmetrische Kernaussteuerung aus Gleichung (4.16) lassen sich ebenfalls aus Gleichung (4.27) ableiten, wobei  $N_{vormag}I_{vormag} = \frac{N_{pri}\Delta I_{mag}}{2}$  gilt.

Die Kupferverluste  $P_{cu}$  werden für die asymmetrische Kernaussteuerung analog zu den Kupferverlusten mit symmetrischer Kernaussteuerung berechnet. Ohne DC-Vormagnetisierung ( $I_{vormag} = 0$ ) sind die Kupferverluste  $P_{cu}$  minimal, was jedoch bei asymmetrischer Kernaussteuerung zu grösseren Verlusten durch die magnetischen Komponenten in der Freilaufdiode  $D_f$  führt. Unter Berücksichtigung der Kupferverluste  $P_{cu}$  zeigt sich, dass bei leicht asymmetrischer Aussteuerung die geringsten Gesamtverluste  $P_{tot} = P_{mag} + P_{cu}$  erreicht werden, da durch den kleineren DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  die Kupferverluste  $P_{cu}$  um  $\Delta P_{cu}$  sinken und somit die Verluste durch die magnetischen Komponenten  $P_{mag}$  um maximal denselben Betrag  $\Delta P_{mag} = \Delta P_{cu}$  steigen dürfen. Dieser Betriebspunkt liegt jedoch nur unwesentlich über dem Betriebspunkt mit symmetrischer Kernaussteuerung, da die Verluste durch die magnetischen Komponenten  $P_{mag}$  die ohmschen Verluste  $P_{cu}$  überwiegen (siehe Abschnitt 4.1.4).

#### 4.1.4 Dimensionierung und Realisierung

Wie in den letzten beiden Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 gezeigt wurde, setzen sich die Gesamtverluste, verursacht durch die passive Vormagnetisierung, aus den Verlusten der magnetischen Komponenten aus Gleichung (4.27) sowie den Kupferverlusten aus den Gleichungen (4.19) und (4.20) zusammen.

Die Verluste durch die magnetischen Komponenten entsprechen anhand Gleichung (4.27) dabei gerade der zusätzlich zugeführten Energie während der Pulsdauer  $T_p$ . Bei bekanntem Kernmaterial, Kernquerschnittsfläche, primärer/sekundärer Windungszahl und Geometrie des Transformators sind die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und die Streuinduktivität  $L_\sigma$  bereits vorbestimmt. Somit sind bei gegebener Pulsspannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  die maximale Flussänderung  $\Delta B$  bzw. die maximale Magnetisierungsstromänderung  $\Delta I_{mag}$  ebenfalls bekannt. Folglich ist der Anteil der Verluste durch die magnetischen Komponenten des Transformators  $E_{mag,trafo}$ , bestehend aus  $L_{mag}$  und  $L_\sigma$ , aus Gleichung (4.27) bereits unabhängig von der Dimensionierung der Vormagnetisierungsschaltung gegeben.

$$E_{mag,trafo} = \frac{1}{2} (L_{mag}\Delta I_{mag}^2 + L_\sigma I_{pri}^2) \quad (4.28)$$

Durch die Dimensionierung der Vormagnetisierungsschaltung kann deshalb nur auf den Anteil der Verluste  $E_{mag,vormag}$  Einfluss genommen werden, der jedoch, wie anschliessend gezeigt wird, abhängig von der Dimensionierung der Vormagnetisierungsschaltung den grössten Teil der Gesamtverluste darstellt.

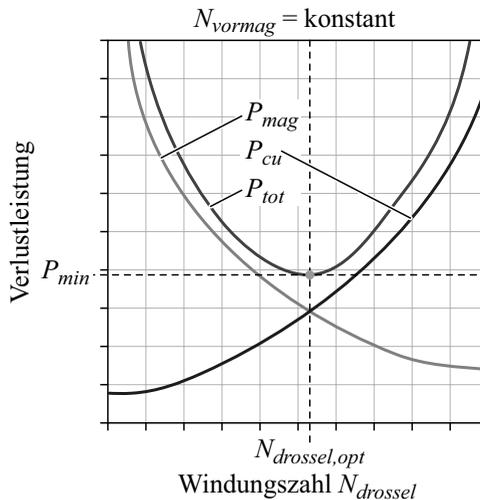
$$E_{mag,vormag} = \frac{1}{2} L_{drossel} \Delta I_{vormag}^2 \quad (4.29)$$

#### Minimale Verluste mit passiver Vormagnetisierung

Die passive Vormagnetisierung, bestehend aus der DC-Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$ , der Vormagnetisierungsdrossel und der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  auf dem Transformator, soll derart optimiert werden, dass die Gesamtverluste auf ein Minimum gesenkt werden. Die Optimierung der passiven Vormagnetisierungsschaltung kommt aufgrund des einfachen Schaltungsaufwands einer

Optimierung der Drossel und der Vormagnetisierungswicklung mit der Windungszahl  $N_{vormag}$  gleich. Wie soeben erwähnt, können in Abhängigkeit der Dimensionierung der Drossel die Verluste durch die magnetischen Komponenten  $E_{mag}$  beeinflusst werden. Unter der Betrachtung der reinen Verluste durch die magnetischen Komponenten  $E_{mag}$  würden die Verluste  $E_{mag,vormag}$  aus Gleichung (4.29) bei steigender Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  gegen Null streben, da die Stromänderung  $\Delta I_{vormag}$  entsprechend der grösser werdenden Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  gemäss Gleichung (4.7) stetig abnimmt. Der qualitative Verlauf der Verlustleistung  $P_{mag}$  durch die magnetischen Komponenten in Abhängigkeit von  $N_{drossel}$  ( $L_{drossel} \propto N_{drossel}^2$ ) ist in Abbildung 4.14 bei Annahme einer konstanten mittleren Permeabilität  $\bar{\mu}_r$  und konstanter Windungszahl  $N_{vormag}$  aufgetragen.

Eine grössere Induktivität  $L_{drossel}$  kann dabei durch eine grössere Kernquerschnittsfläche  $A_{drossel}$ , durch eine kürzere Luftspatllänge  $\delta_{luft}$  oder hauptsächlich durch eine grössere Windungszahl  $N_{drossel}$  realisiert werden, wobei  $R_m = \mu_0 \frac{A_{drossel}}{\delta_{luft}}$  der magnetische Widerstand darstellt.



**Abbildung 4.14:** Verlauf von  $P_{mag}$ ,  $P_{cu}$  und  $P_{tot}$  in Abhängigkeit von  $N_{drossel}$  und konstanter Windungszahl  $N_{vormag}$ .

$$L_{drossel} = \mu_0 \frac{A_{drossel} N_{drossel}^2}{\delta_{luft}} = \frac{N_{drossel}^2}{R_m} \quad (4.30)$$

Bei Vergrößerung der Kernquerschnittsfläche  $A_{drossel} = a_{drossel} \cdot b_{drossel}$  und/oder der Windungszahl  $N_{drossel}$ , vergrößert sich auch un-  
ausweichlich die notwendige Wicklungslänge  $l_{cu}$ .

$$l_{cu} = 2(a_{drossel} + b_{drossel}) \cdot N_{drossel} \quad (4.31)$$

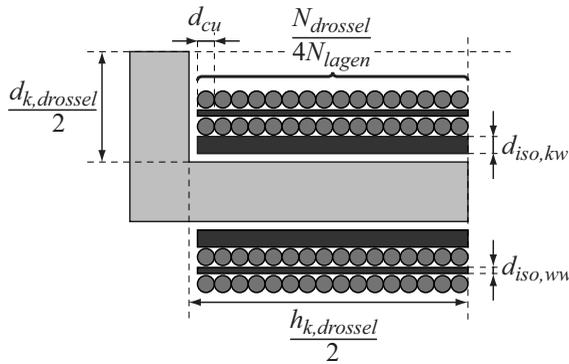
Folglich steigt bei einer Vergrößerung der Kernquerschnittsfläche  $A_{drossel}$  und/oder der Windungszahl  $N_{drossel}$  auch der Kupferwider-  
stand  $R_{drossel}$  bei gegebener Drahtquerschnittsfläche  $A_{cu}$ .

$$R_{drossel} = \rho_{cu} \frac{l_{cu}}{A_{cu}} \quad (4.32)$$

Bei festgelegter Höhe des Wicklungsfensters  $h_{k,drossel}$  steigt der Wi-  
derstand  $R_{cu}$  sogar überproportional mit  $N_{drossel}$  an, da die Drahtquer-  
schnittsfläche  $A_{cu}$  bzw. der Drahtdurchmesser  $d_{cu}$  aufgrund der stei-  
genden Windungszahl  $N_{drossel}$  aus Platzgründen im Wicklungsfenster  
verringert werden muss. Der maximale Drahtdurchmesser  $d_{cu}$  für eine  
Wicklungsanordnung mit der Lagenzahl  $N_{lagen}$  anhand Abbildung 4.15  
ist durch Gleichung (4.33) gegeben.

$$d_{cu,max} = \frac{2h_{k,drossel} N_{lagen}}{N_{drossel}}. \quad (4.33)$$

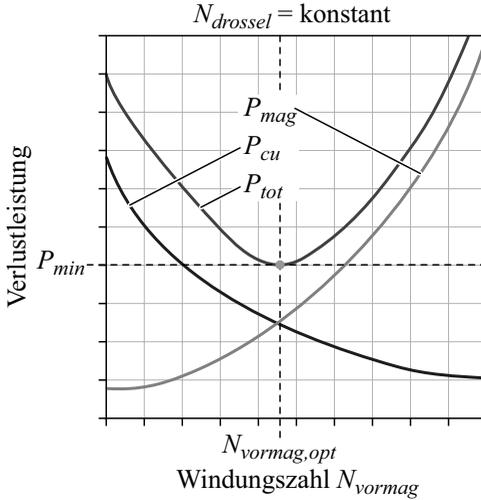
In Abbildung 4.14 ist somit auch der qualitative Verlauf der ohmschen  
Verluste  $P_{cu}$  in Abhängigkeit der Windungszahl  $N_{drossel}$  bei konstan-  
ter Windungszahl  $N_{vormag}$  aufgetragen. Ausgehend von den obenste-  
henden Überlegungen zeigt sich, dass die Gesamtverluste der passiven  
Vormagnetisierung  $P_{tot} = P_{mag} + P_{cu}$  bei zu kleiner Drosselinduktivi-  
tät  $L_{drossel}$  bzw. zu kleiner Windungszahl  $N_{drossel}$  aufgrund der gros-  
sen Stromänderung  $\Delta I_{vormag}$  steigen. Wird die Windungszahl  $N_{drossel}$   
jedoch zu gross gewählt, sind die Gesamtverluste aufgrund der ohm-  
schen Verluste  $P_{cu}$  ebenfalls hoch. In Abbildung 4.14 werden somit die  
Gesamtverluste  $P_{tot}$  bei der Windungszahl  $N_{drossel,opt}$  minimal. Dabei  
entspricht  $N_{drossel,opt}$  der optimalen Windungszahl auf der Vormagne-  
tisierungsdrossel bei gegebener Windungszahl  $N_{vormag}$ .



**Abbildung 4.15:** Anordnung der Wicklung  $N_{drossel}$  mit der Lagenzahl  $N_{lagen}$  auf dem Drosselkern.

Analog zur Optimierung der Drosselwindungszahl  $N_{drossel}$  können für die Windungszahl der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  dieselben Überlegungen durchgeführt werden. Anhand Gleichung (4.7) gilt, dass die Stromänderung  $\Delta I_{vormag}$  bei gegebener Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  linear von der Windungszahl  $N_{vormag}$  abhängt. Folglich steigt mit grösser werdender Windungszahl  $N_{vormag}$  die Stromänderung  $\Delta I_{vormag}$  in der Vormagnetisierungsschaltung proportional an, wobei einerseits die Verluste durch die magnetischen Komponenten anhand Gleichung (4.27) quadratisch mit der Windungszahl  $N_{vormag}$  zunehmen (vgl. Abbildung 4.16). Andererseits, ist das notwendige Produkt aus DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  und Windungszahl  $N_{vormag}$  bei symmetrischer Vormagnetisierung durch Gleichung (4.5) bereits gegeben. Somit wird mit steigender Windungszahl  $N_{vormag}$  der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  umgekehrt proportional kleiner. Folglich sinken die ohmschen Verluste  $P_{cu}$  bei gegebener Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  bzw. bei gegebener Windungszahl  $N_{drossel}$  mit steigender Windungszahl  $N_{vormag}$  quadratisch (vgl. Abbildung 4.16).

Wiederum zeigt sich aus den Teilverlusten  $P_{mag}$  und  $P_{cu}$ , dass die Gesamtverluste  $P_{tot}$  der Vormagnetisierungsschaltung bei zu kleiner/zugrosser Windungszahl  $N_{vormag}$  ansteigen. Die minimalen Gesamtverluste werden somit anhand Abbildung 4.16 für eine gegebene Windungszahl  $N_{drossel}$  bei der optimalen Windungszahl  $N_{vormag,opt}$  erreicht.



**Abbildung 4.16:** Verlauf von  $P_{\text{mag}}$ ,  $P_{\text{cu}}$  und  $P_{\text{tot}}$  in Abhängigkeit von  $N_{\text{vormag}}$  und konstanter Windungszahl  $N_{\text{drossel}}$ .

**Berechnung der Windungszahlen  $N_{\text{vormag,opt}}$  und  $N_{\text{drossel,opt}}$**

Zur Bestimmung der optimalen Windungszahlen  $N_{\text{vormag,opt}}$  und  $N_{\text{drossel,opt}}$  sowie den geometrischen Abmessungen der Drossel ( $A_{\text{drossel}} = a_{\text{drossel}} \cdot b_{\text{drossel}}$ ,  $d_{k,\text{drossel}}$  und  $h_{k,\text{drossel}}$ ) müssen die Gesamtverluste  $P_{\text{tot}}$  bzw. deren Teilverluste  $P_{\text{mag}}$  und  $P_{\text{cu}}$  minimiert werden. Mit Gleichung (4.30), (4.26) sowie (4.8) können die Verluste der magnetischen Komponenten  $P_{\text{mag}}$  aus Gleichung (4.27) in Abhängigkeit der gesuchten Windungszahlen und Abmessungen der Drossel ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned}
 E_{\text{mag}} &= \frac{1}{2} L_{\text{mag}} \Delta I_{\text{mag}}^2 \\
 &+ \frac{1}{2} L_{\text{drossel}} \left( \frac{N_{\text{vormag}} U_{\text{mag}} T_p}{N_{\text{pri}} L_{\text{drossel}}} \right)^2 \\
 &+ L_{\sigma} \left( \frac{N_{\text{sek}}}{N_{\text{pri}}} I_{\text{last}} + 2 I_{\text{mag}} \right)^2
 \end{aligned}
 \tag{4.34}$$

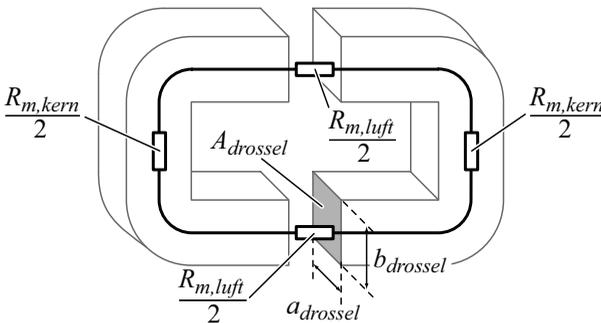
Durch Verwendung von Gleichung (4.30) erhält man die Verluste der magnetischen Komponenten  $P_{mag}$ . Dabei muss die Gleichung (4.11) stets eingehalten werden, damit der Drosselkern nicht über eine bestimmte Flussdichte  $B_{max}$  aufmagnetisiert wird.

$$\begin{aligned}
 E_{mag} &= \frac{1}{2} L_{mag} \Delta I_{mag}^2 \\
 &+ \frac{1}{2} \left( \frac{N_{drossel}^2}{R_m} \right)^{-1} \left( \frac{N_{vormag} U_{mag} T_p}{N_{pri}} \right)^2 \\
 &+ L_\sigma \left( \frac{N_{sek}}{N_{pri}} I_{last} + 2I_{mag} \right)^2 \quad (4.35)
 \end{aligned}$$

Der Induktivitätswert  $L_{drossel}$  bestimmt sich über den magnetischen Widerstand, der wiederum über die Luftspatlänge  $\delta_{luft}$  anhand von Gleichung (4.36) eingestellt werden kann (vgl. Abbildung 4.17).

$$\begin{aligned}
 R_m &= R_{m,kern} + R_{m,luft} \\
 &= \frac{l_{drossel}}{\mu_0 \mu_r A_{drossel}} + \frac{\delta_{luft}}{\mu_0 A_{drossel}} \approx \frac{\delta_{luft}}{\mu_0 A_{drossel}} \quad (4.36)
 \end{aligned}$$

Die Beziehung aus (4.36) kann jedoch aufgrund des am Luftspalt  $\delta_{luft}$  auftretenden Streufeldes nur für kleine magnetische Widerstände  $R_m$  bzw. kurze Luftspatlängen  $\delta_{luft} \ll a_{drossel}, b_{drossel}$  verwendet



**Abbildung 4.17:** Magnetischer Widerstand  $R_m$  bei einem Kern mit Luftspalt  $\delta_{luft}$

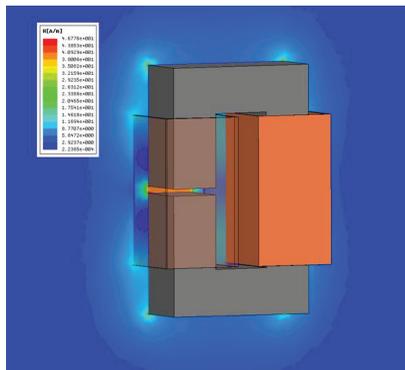
werden. Eine genauere Beziehung für grössere magnetische Widerstände  $R_m$  bzw. Luftspatllängen  $\delta_{luft}$  ist in [88] gegeben. Bei zu grossem Luftspalt  $\delta_{luft}$  muss schlussendlich die passende Luftspatllänge durch FEM-Simulationen bestimmt werden (vgl. Abbildung 4.18).

Entsprechend zu den Verlusten durch die magnetischen Komponenten lassen sich die Kupferverluste  $P_{cu}$  durch die Gleichungen (4.31), (4.32) und (4.33) beschreiben.

$$\begin{aligned}
 P_{cu,drossel} &= R_{cu,drossel} \cdot I_{vormag}(t)^2 \\
 &= \rho_{cu} \frac{2(a_{drossel} + b_{drossel})N_{drossel}^3}{\pi (h_{k,drossel} \cdot N_{lagen})^2} \cdot I_{vormag}(t)^2 \quad (4.37)
 \end{aligned}$$

Der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}(t)$  nimmt dabei anhand der Zeitintervalle  $T_w$ ,  $T_p$  und  $T_{Df}$  entsprechende Werte an. Zusätzlich entstehen gemäss Gleichung (4.38) in der Vormagnetisierungswicklung  $N_{vormag}$  weitere ohmsche Verluste  $R_{cu,vormag}$ , wobei  $a_k$  und  $b_k$  die Kernabmessungen des Pulstransformators sind.

$$\begin{aligned}
 P_{cu,vormag} &= R_{cu,vormag} \cdot I_{vormag}(t)^2 \\
 R_{cu,vormag} &= \rho_{cu} \frac{2(a_k + b_k)N_{vormag}}{d_{cu,vormag}} \quad (4.38)
 \end{aligned}$$



**Abbildung 4.18:** Ermittlung der passenden Luftspatllänge  $\delta_{luft}$  mittels FEM-Simulation.

Die Kupferverluste von Zuleitungen und Anschlüsse in der Vormagnetisierungsschaltung werden schlussendlich mittels eines konstanten Widerstandes  $R_{leit,vormag}$  berücksichtigt. Während der Optimierung der passiven Vormagnetisierung müssen neben den mechanischen Grenzen ebenfalls elektrische Grenzwerte, wie z.B die maximale Stromdichte in der Wicklung aufgrund Überhitzung oder der minimale Isolationsabstand zwischen Kern und Wicklung  $d_{iso,kw}$  respektive zwischen Wicklung und Wicklung  $d_{iso,ww}$  aufgrund der nötigen Spannungsfestigkeit, eingehalten werden.

**Bemerkung:** Die Berechnungen der Kupferverluste wurden für eine runde Drahtquerschnittsfläche  $A_{cu}$  durchgeführt. Wird ein Draht mit rechteckigem Querschnitt zur Bewicklung der Drossel und des Transformators verwendet, können die Kupferverluste bei gleichbleibendem Durchmesser/Dicke  $d_{cu}$  um etwa 20 % gesenkt werden.

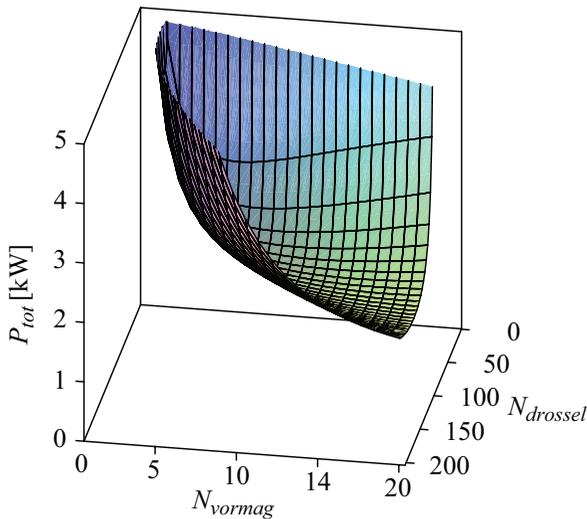
### Vormagnetisierungsschaltung mit optimalem Drosseldesign

Mit Hilfe der obenstehenden Angaben kann nun die passive Vormagnetisierungsschaltung auf minimale Verluste optimiert werden. Im Folgenden wurde das mehrdimensionale Optimierungsproblem durch die Wahl eines Standardkerns (hier: AMCC1000 von METGLAS, Kernmaterial: 2605SA1) mit den gegebenen Dimensionen  $A_{drossel}$ ,  $h_{k,drossel}$  und  $d_{k,drossel}$  auf zwei Dimensionen -  $N_{vormag}$  und  $N_{drossel}$  - reduziert. In Abbildung 4.19 sind die resultierenden Verluste, in Abhängigkeit von  $N_{vormag}$  und  $N_{drossel}$  für ein System mit den in Tabelle 4.1 gegebenen Spezifikation, aufgetragen.

**Tabelle 4.1:** Spezifikationen zum Leistungsmodulator.

<i>Kenndaten</i>	<i>Wert</i>
Primärseitige Pulsspannung $U_{pri}$	1 kV
Primärseitiger Laststrom $I_{pri}$	20 kA
Pulsdauer $T_p$	5 $\mu$ s
Primärseitiger Magnetisierungsstrom $I_{mag,p-p}$	$\pm 1$ kA
Primärseitige Magnetisierungsinduktivität $L_{mag}$	2.5 $\mu$ H

Die minimalen Gesamtverluste der Vormagnetisierungsschaltung von 1675 W werden dabei mit  $N_{vormag} = 20$  und  $N_{drossel} = 132$  erreicht. Aus Tabelle 4.2 ist ersichtlich, dass die Verluste hauptsächlich durch die gespeicherte Energie in den magnetischen Komponenten bestimmt werden und die Kupferverluste nur etwa 25 % der Gesamtverluste betragen. Somit können in Dimensionierungsverfahren, in denen zur Optimierung der passiven Vormagnetisierung nur die Kupferverluste  $P_{cu}$  berücksich-



**Abbildung 4.19:** Gesamtverluste  $P_{tot}$  der passiven Vormagnetisierungsschaltung in Abhängigkeit der Windungszahlen  $N_{vormag}$  und  $N_{drossel}$ .

**Tabelle 4.2:** Verluste der passiven Vormagnetisierungsschaltung bei  $f_{rep} = 200\text{Hz}$ .

Kenndaten	Wert
Kupferverluste $P_{cu}$	315 W
Verluste in den Quellen, Kabeln und Anschlüssen	180 W
Verluste durch die magnetischen Komponenten $P_{mag}$	1180 W
Gesamtverluste $P_{tot}$	1675 W

tigt werden, grosse Gesamtverluste  $P_{tot}$  entstehen. Es ist also entscheidend, dass bei der Auslegung der passiven Vormagnetisierungsschaltung das gesamte Leistungsmodulator-System berücksichtigt wird.

In Tabelle 4.3 sind die Abmessungen und Windungszahlen der optimalen passiven Vormagnetisierungsschaltung bzw. der optimalen Drossel aus Abbildung 4.20 aufgelistet. Die elektrischen Grössen  $R_{drossel}$  und  $L_{drossel}$  der aufgebauten Drossel wurden einerseits mittels DC-Strommessung (vgl. Tabelle 4.4) und andererseits mittels Impedanzmessung (vgl. Abbildung 4.21) verifiziert. Zur Impedanzmessung wurde der *Agilent 4294A* Impedanzanalysator verwendet.

**Tabelle 4.3:** Kenndaten der passiven Vormagnetisierungsschaltung.

<i>Windungszahlen</i>	<i>Wert</i>
Anzahl Windungen auf Transformator $N_{vormag}$	10
Anzahl Windungen auf der Drossel $N_{drossel}$	132
Anzahl Lagen $N_{lagen}$	2
<i>Elektrische Kenndaten</i>	<i>Wert</i>
DC-Strom $I_{vormag}$	50 A
Spitzenstrom $I_{vormag} + \Delta I_{vormag}$	70 A
Stromänderung $\Delta I_{vormag}$	18.8 A
Stromdichte bei DC-Strom	$8 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$
Induktivität $L_{drossel}$	5.32 mH
DC-Widerstand der Drossel $R_{drossel}$	0.14 $\Omega$
<i>Mechanische Kenndaten</i>	<i>Wert</i>
Kernmaterial / Kerngrösse	2605SA1/AMCC1000
Fensterhöhe Drossel $h_{k,drossel}$	105 mm
Kernquerschnittsfläche $A_{drossel}$	0.0023 m <sup>2</sup>
Luftspaltlänge $\delta_{luft}$	4.7 mm
Abstand Kern-Wicklung $d_{iso,kw}$	5 mm
Abstand Wicklung-Wicklung $d_{iso,ww}$	4 mm
Drahtdurchmesser $d_{cu}$	2.8 mm

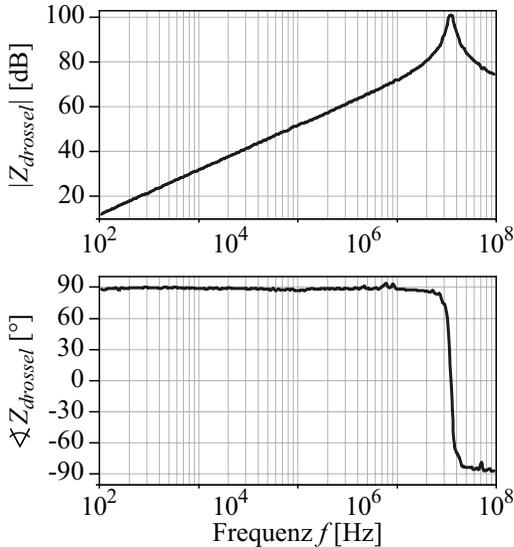
Die Induktivität  $L_{drossel}$  aus der Impedanzmessung in Abbildung 4.21 beträgt 5.65 mH und die parasitäre Kapazität  $C_{drossel}$  kann aus der Resonanzfrequenz von 359 kHz auf 36 pF ermittelt werden.



**Abbildung 4.20:** Realisierte Drossel der passiven Vormagnetisierungsschaltung mit den Kenndaten aus Tabelle 4.3 (b x h x w = 16 cm x 18 cm x 15 cm).

**Tabelle 4.4:** Gemessener DC-Widerstand der aufgebauten Drossel

<i>DC-Spannung</i>	<i>DC-Strom</i>	<i>Widerstand <math>R_{drossel}</math></i>
4.16 V	30 A	0.139 $\Omega$
3.6 V	26.3 A	0.137 $\Omega$
3.14 V	23 A	0.137 $\Omega$
1.84 V	13.5 A	0.136 $\Omega$
Gemittelter Widerstand		0.137 $\Omega$

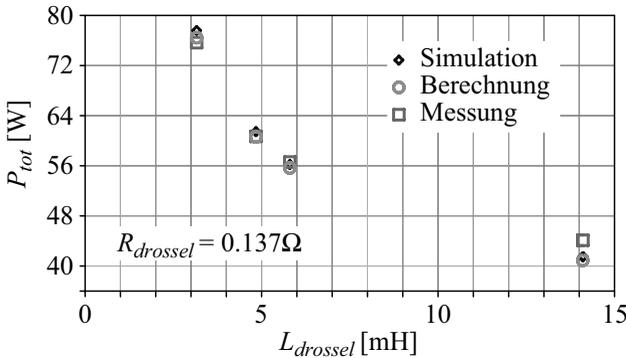


**Abbildung 4.21:** Bodediagramm der aufgebauten Drossel mit resultierender Resonanz aus der Induktivität  $L_{drossel}$  und der parasitären Kapazität  $C_{drossel}$ .

### 4.1.5 Mess- und Simulationsresultate

Die hergeleiteten analytischen Gleichungen zur Verlustberechnung sowie die berechneten Resultate für die optimale passive Vormagnetisierungsschaltung werden mit Simulationen in SIMPLORER und Messungen am Gesamtsystem mit dem *Modulator II* und der optimierten Drossel aus Abbildung 4.20 geprüft.

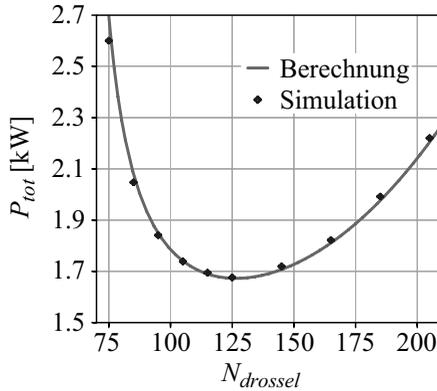
In Abbildung 4.22 sind die Gesamtverluste der passive Vormagnetisierung  $P_{tot}$  mit unterschiedlichen Drosselinduktivitäten  $L_{drossel}$  und konstantem Kupferwiderstand  $R_{drossel}$  für die Berechnung, Simulation und Messung aufgezeichnet. Dabei wurden alle Messungen mit derselben Drossel durchgeführt. Zur Realisierung von verschiedenen Induktivitätswerten  $L_{drossel}$  wurde jedoch die Luftspatlänge  $\delta_{luft}$  respektive der magnetische Widerstand  $R_m$  verändert. Aufgrund der zeitlich gesehen früheren Sättigung der Drossel bei kleinem Luftspalt  $\delta_{luft}$  bzw. grosser Induktivität  $L_{drossel}$ , wurden die Messungen und somit die Berechnung und Simulation für kleine Leistung durchgeführt.



**Abbildung 4.22:** Resultierende Verluste aus Berechnung, Simulation und Messung für verschiedene Induktivitätswerte  $L_{drossel}$  und konstantem Kupferwiderstand der Drossel  $R_{drossel}$

$$L_{drossel} = \frac{N_{drossel}^2}{R_m} \quad \text{wobei} \quad R_m \approx \frac{\delta_{luft}}{\mu_0 A_{drossel}} \quad (4.39)$$

Der Verlauf der Verluste  $P_{tot}$  in Abbildung 4.22 verleitet irrtümlicherweise zum Schluss, dass für grössere Induktivitätswerte  $L_{drossel}$  die Verluste kleiner werden. Jedoch führt eine Erhöhung der Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  durch Verkürzung der Luftspaltlänge  $\delta_{luft}$  bereits bei kleineren Spannungszeitflächen zur Sättigung des Drosselkerns. Umgekehrt, resultiert durch die Verkleinerung der Induktivität bzw. Verlängerung der Luftspaltlänge eine schlechtere Ausnutzung des Kernmaterials. Um aber eine optimale Kernaussnutzung zu erreichen, muss Gleichung (4.11) erfüllt sein. Durch diese Bedingung ist der magnetische Widerstand  $R_m$  bzw. die Luftspaltlänge  $\delta_{luft}$  der Drossel fest vorgegeben bzw. auf einen realisierbaren Wert beschränkt. Deshalb muss zum Erreichen eines höheren Induktivitätswertes anhand Gleichung (4.39) die Anzahl Windungen  $N_{drossel}$  erhöht werden, was in einem grösseren Kupferwiderstand  $R_{drossel}$  resultiert. Andererseits, muss zur Erzielung einer kleineren Induktivität bei Einhalten der Gleichung (4.11) die Windungszahl  $N_{drossel}$  gesenkt werden, was zu einem kleineren Kupferwiderstand  $R_{drossel}$  führt. In Abbildung 4.23 sind die Gesamtverluste für die Berechnung und Simulation unter Berücksichtigung der Gleichung (4.11) und symmetrischer Kernaussteuerung aufgetragen.



**Abbildung 4.23:** Gesamtverluste aus Berechnung und Simulation für verschiedene Induktivitätswerte  $L_{drossel}$  und entsprechendem Drosselwiderstand  $R_{drossel}$

Aus Abbildung 4.22 und 4.23 ist ersichtlich, dass die mit den hergeleiteten analytischen Gleichungen berechneten Gesamtverluste für kleine Leistungen eine gute Übereinstimmung mit den Gesamtverlusten aus Simulation und Messung aufweisen.

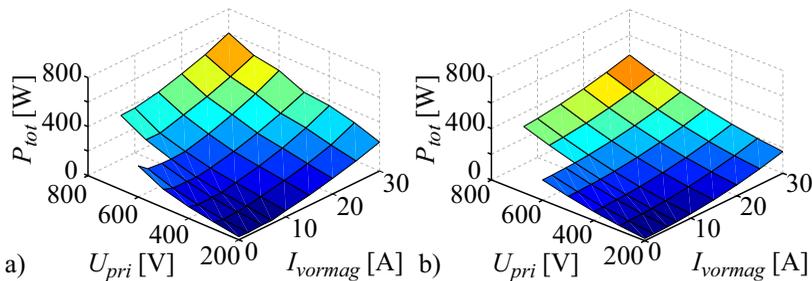
Die Gesamtverluste der passiven Vormagnetisierungsschaltung für allgemeine DC-Vormagnetisierungsströme wurden ebenfalls bei höherer Leistung durch Messungen am *Modulator II* bei Pulsspannungen von  $U_{pri} = 200\text{-}800\text{ V}$  und DC-Vormagnetisierungsströmen von  $I_{vormag} = 0\text{-}30\text{ A}$  geprüft. Zur Ermittlung der Gesamtverluste müssen dabei folgende Spannungs- und Stromverläufe erfasst werden:

- die Freilaufdiodenströme  $I_{f1}\text{-}I_{f4}$  und -spannungen  $U_{f1}\text{-}U_{f4}$  in den vier parallelen Zweigen;
- die Primärströme  $I_{pri1}\text{-}I_{pri4}$  und -spannungen  $U_{pri1}\text{-}U_{pri4}$  in den vier parallelen Pulsgeneratoren;
- der Sekundärstrom  $I_{sek}$  und die Sekundärspannung  $U_{sek}$  an der Last;
- und der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  sowie die Vormagnetisierungsspannung an der externen Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$ .

Die Verluste lassen sich schliesslich aus den gemessenen Spannungs- und Stromverläufen wie folgt berechnen:

- die Verluste durch die magnetischen Komponenten in der Freilaufdiode  $P_{Df} = \sum_{x=1}^4 P_{Dfx}$  durch Multiplikation von Diodenstrom und -spannung,  $P_{Dfx}(t) = I_{fx}(t) \cdot U_{fx}(t)$ ;
- die negative Spannungsfläche für die Verluste an der Last durch die übersetzte Vorwärtsspannung der Diode und den Lastwiderstand,  $P_{last}(t) = \left(\frac{N_{sek}}{N_{pri}} U_f(t)\right)^2 \cdot R_{last}$ ;
- und die ohmschen Verluste in der Vormagnetisierungsschaltung durch den Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  und den gemessenen Kupferwiderstand in der Vormagnetisierungsschaltung  $R_{drossel} + R_{leit,vormag}$ , bestehend aus Kupferwiderstand der Drossel, Widerstand der Vormagnetisierungswicklung und der Zuleitung,  $P_{vormag}(t) = (R_{drossel}(t) + R_{leit,vormag}) \cdot I_{vormag}^2(t)$ .

Für die Berechnung der Gesamtverluste durch die passive Vormagnetisierung wurden zusätzlich die hergeleiteten Gleichungen (4.27) sowie (4.38) und für die Grössen  $L_{mag}$  und  $L_{drossel}$  die aus der Impedanzmessung ermittelten Werte verwendet. Die mittlere effektive Pulsdauer  $\bar{T}_p$  ergibt sich aus der Mittelung aller gemessenen Pulsbreiten. Die Pulsbreite der jeweiligen Messung wird dabei aufgrund der nichtidealen Pulsform aus der Pulsspannungszeitfläche und der Pulsspannung  $U_{pri}$  berechnet.



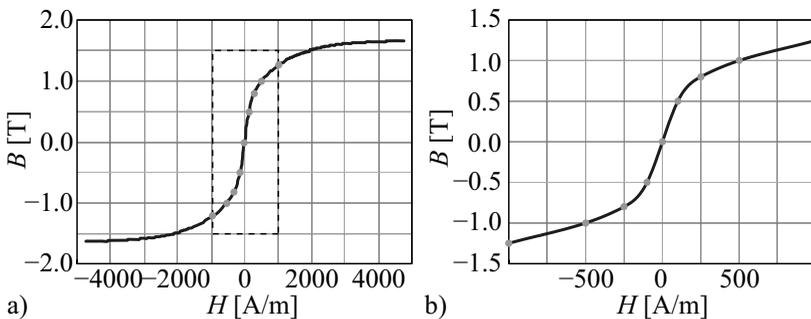
**Abbildung 4.24:** Gesamtverluste durch die passive Vormagnetisierung. **a)** Messung am *Modulator II*, **b)** Berechnung mit konstanter mittlerer Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ .

$$\bar{T}_p = \frac{\int_0^{T_p} U_{pri}(t) dt}{U_{pri}}. \quad (4.40)$$

In Abbildung 4.24 sind in a) die gemessenen und in b) die berechneten Gesamtverluste der passiven Vormagnetisierung bei den Pulsspannungen  $U_{pri} = 200\text{-}800\text{ V}$  und den DC-Vormagnetisierungsströmen  $I_{vormag} = 0\text{-}30\text{ A}$  aufgetragen. Aufgrund der Annahme einer konstanten mittleren Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$ , ist ersichtlich, dass sich vor allem bei asymmetrischer Kernaussteuerung die berechneten Verluste von den Messwerten bis zu  $\pm 35\%$  unterscheiden.

Zur Erzielung einer besseren Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Verluste wird im Folgenden die konstante mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  durch eine variable mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$  ersetzt, die sich abhängig von der Kernaussteuerung  $B$  aus der Hysteresekurve in Abbildung 4.25 b) berechnet. Dabei wurde zunächst die erwähnte Hysteresekurve aus Abbildung 4.25 b) mittels Interpolation aus der im Datenblatt verfügbaren Hysteresekurve (vgl. Abbildung 4.25 a)) ermittelt.

Die für die jeweilige Spannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  und jeweiligen Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  tatsächlich auftretende mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$  berechnet sich dabei aus der mittleren Flussdichte- und Magnetfeldänderung (vgl. Abbildung 4.26).



**Abbildung 4.25:** a) Hysterese aus dem Datenblatt, b) Interpolation der Hysteresekurve zur Berechnung der Magnetisierungsinduktivität.

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_r(B, H) &= \frac{\Delta B}{\Delta H} = \frac{B_e - B_a}{H_e - H_a} \\ \bar{L}_{mag}(B, H) &= \mu_0 \cdot \bar{\mu}_r(B, H) \frac{A_{drossel} N_{pri}^2}{l_k} \end{aligned} \quad (4.41)$$

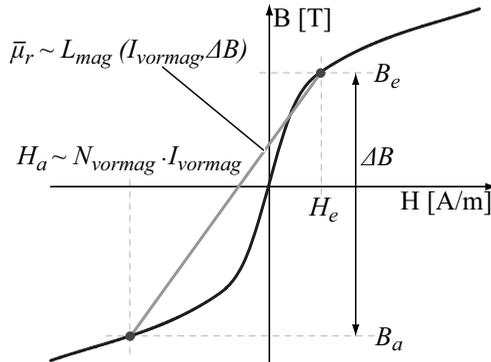
Die Flussdichteänderung  $\Delta B$  ist dabei durch Gleichung (4.4) bestimmt.

$$\Delta B = \frac{U_{pri} T_p}{N_{pri} A_k} \quad (4.42)$$

Der Startwert  $H_a$  berechnet sich anschliessend aus dem DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  anhand Gleichung (4.3).

$$H_a = \frac{N_{vormag} I_{vormag}}{l_k} \quad (4.43)$$

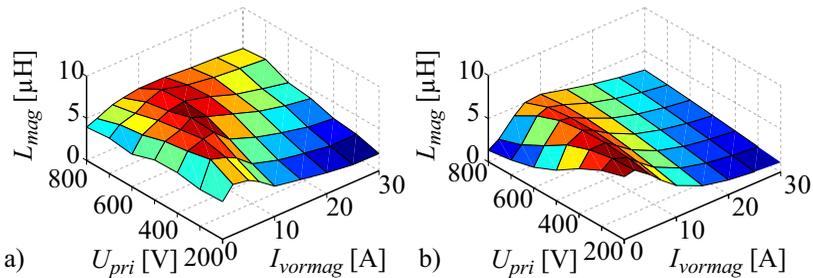
Der entsprechende Anfangswert der Flussdichte  $B_a$  ergibt sich aus der interpolierten Hysteresekurve in Abbildung 4.26 mit  $B_a = f(H_a)$ . Mit Hilfe von  $\Delta B$  und der interpolierten Hysteresekurve kann schlussendlich noch auf den fehlenden Wert  $H_e$  geschlossen werden.



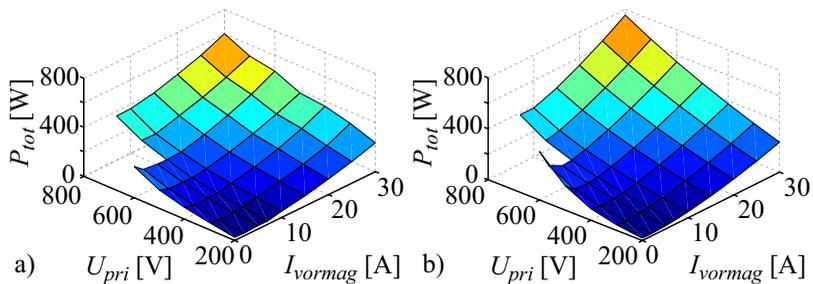
**Abbildung 4.26:** Berechnung der Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$  in Abhängigkeit der Spannungszeitfläche  $U_{pri} T_p$  und Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$ .

In Abbildung 4.27 a) und b) sind die gemessenen bzw. berechneten Magnetisierungsinduktivitäten für die jeweilige Pulsspannung  $U_{pri}$  und den DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  aufgetragen. Die aus dem Datenblatt hergeleitete Magnetisierungsinduktivität, welche nun vom DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  und der Pulsspannung  $U_{pri}$  abhängig ist, wird zur erneuten Berechnung der Gesamtverluste verwendet. Die Abbildungen 4.28 a) und b) zeigen die gemessene bzw. berechneten Gesamtverluste mit variabler mittlerer Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H) = f(U_{pri}, I_{vormag})$ .

Der relative Fehler der Gesamtverluste zwischen Berechnung und Messung kann nun im ganzen Messbereich auf  $\pm 20\%$  begrenzt werden.



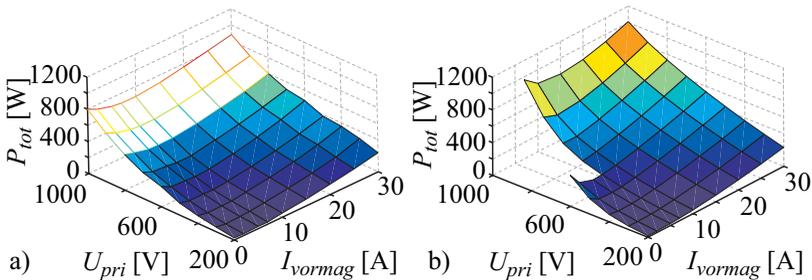
**Abbildung 4.27:** a) Gemessene Magnetisierungsinduktivität, b) Berechnete Magnetisierungsinduktivität aus der interpolierten Hysteresekurve.



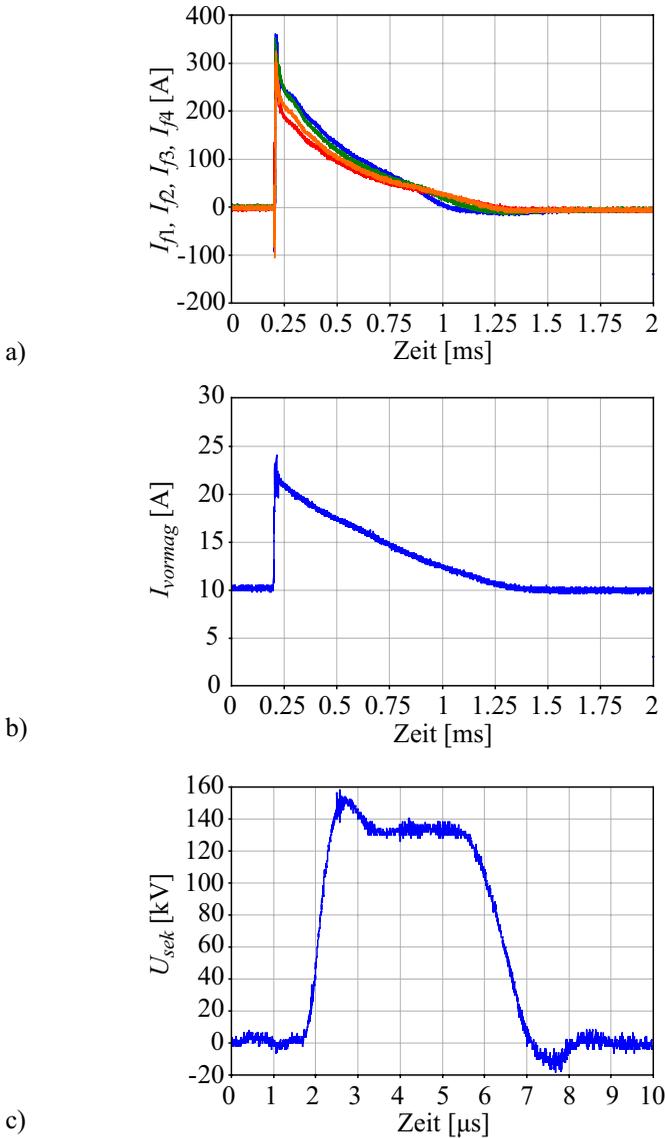
**Abbildung 4.28:** Gesamtverluste durch die passive Vormagnetisierung, a) Messung am *Modulator II*, b) Berechnung mit variabler Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$ .

Die Verluste für 900 V und 1000 V, welche aufgrund von messtechnischen Gründen nicht erfasst werden konnten, wurden mittels der obenstehenden Messdaten extrapoliert. In Abbildung 4.29 sind die aus den Messungen extrapolierten Verluste mit den Verlustberechnungen mit variabler mittlerer Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$  gegenübergestellt.

Ebenfalls mit Pulsspannungen bis 1000 V kann der relative Fehler zwischen Extrapolation und Berechnung im gesamten Bereich mit Ausnahme zweier Messpunkte ((600 V, 0 A) und (1000 V, 7 A)) innerhalb von  $\pm 20\%$  gehalten werden. Die Ungenauigkeit der Berechnung bei Pulsspannung von 600-1000 V und Vormagnetisierungsströmen von 0-7 A ist eine Folge der stark asymmetrischen Kernaussteuerung, bei der die gemittelte Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$  zu niedrige Werte aufweist. In Abbildung 4.30 sind die Messkurven der Diodenströme  $I_{f1}-I_{f4}$  und des Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  und der Ausgangspannungspuls für eine Pulsspannung von 800 V sowie einem DC-Vormagnetisierungsstrom von 10 A dargestellt. Dabei ist ersichtlich, dass die Diodenströme  $I_{f1}-I_{f4}$  aufgrund des zusätzlich ohmschen Spannungsabfalls einen nichtlinear abfallenden Stromverlauf aufweisen. Der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  deckt sich jedoch relativ gut mit der zur Verlustberechnung getroffenen Annahme des linearen Stromverlaufes von  $I_{vormag}$ .



**Abbildung 4.29:** Gesamtverluste durch die passive Vormagnetisierung, **a)** Messung am *Modulator II* bis 800 V und Extrapolation bis 1000 V, **b)** Berechnung mit variabler Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$ .



**Abbildung 4.30:** a) Diodenströme  $I_{f1}$ ,  $I_{f2}$ ,  $I_{f3}$  sowie  $I_{f4}$ , b) Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  während des Freilaufintervalls und c) der entsprechende Ausgangsspannungspuls.

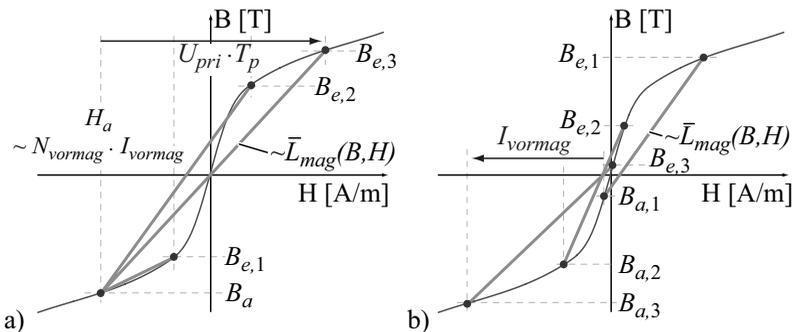
### 4.1.6 Regelung des Vormagnetisierungsstromes

Abhängig von der Pulsspannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$ , muss der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  von der externen Stromquelle eingestellt werden, um eine symmetrische Kernaussteuerung zu erreichen. Bei bekannter Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  lässt sich der nötige DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  für die entsprechende Pulsspannungszeitfläche einstellen.

$$I_{vormag} = \frac{U_{pri}T_p}{L_{mag}(U_{pri}, T_p, I_{vormag})} \tag{4.44}$$

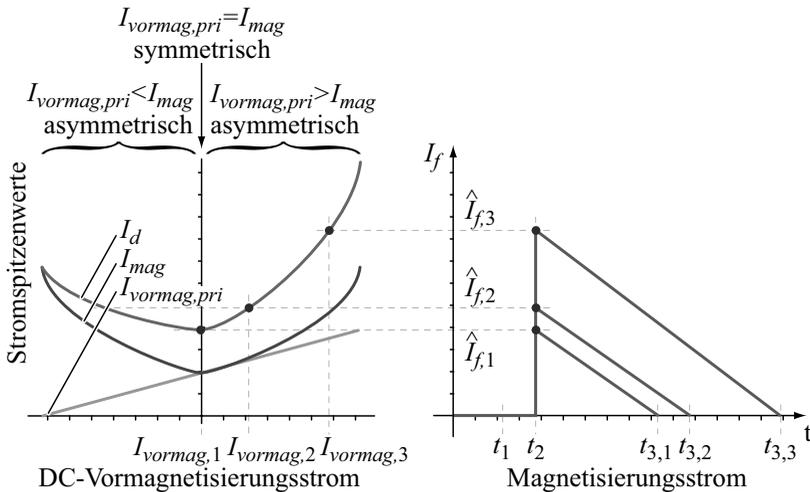
Wie in Abbildung 4.31 gezeigt, ist in der Realität die resultierende Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  aufgrund der nichtlinearen Hystereseurve vorwiegend von der angelegten Spannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  und des eingestellten DC-Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  abhängig. Ohne Vormagnetisierungsstrom,  $I_{vormag} = 0$  A, sinkt bei steigender Pulsspannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  die mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}(B, H)$  immer mehr ab, was anhand Gleichung (4.6) zu einem steigenden Magnetisierungsstrom führt.

Mit zunehmendem Vormagnetisierungsstrom ( $I_{vormag} > 0$  A) steigt die mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  aufgrund der monoton steigenden BH-Kurve im 3. Quadranten bzw. der monoton fallenden



**Abbildung 4.31:** a) Konstanter Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  und variable Spannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  oder b) Variabler Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  und konstante Spannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$ .

BH-Kurve im 1. Quadranten überproportional mit dem Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  an und erreicht ihr Maximum sobald der Kern symmetrisch angesteuert wird. Der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  nimmt entsprechend überproportional mit steigendem Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  ab und wird bei maximaler Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ , also bei symmetrischer Kernaussteuerung, minimal. Aufgrund der überproportionalen Stromabnahme  $I_{mag}$  bei linear zunehmendem Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  erreicht auch der Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f$  ( $\hat{I}_f = I_{mag} + I_{vormag}$  bei  $L_\sigma = 0$  H) bei symmetrischer Vormagnetisierung ein Minimum (vgl. Abbildung 4.32). Wird der DC-Vormagnetisierungsstrom weiter erhöht ( $I_{vormag,pri} > I_{mag}$ ), nimmt die mittlere Magnetisierungsinduktivität  $\bar{L}_{mag}$  wiederum ab, wodurch der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  überproportional steigt.



**Abbildung 4.32:** Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f$  während dem Intervall  $T_{Df}$  in Abhängigkeit des Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  bei  $L_\sigma = 0$  H.

Regelungsverfahren

Bei unregelter DC-Vormagnetisierung muss aufgrund der nichtlinearen Hysteresekurve für jede Pulsspannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  vorerst ausgemessen werden, um im Betrieb eine symmetrische Kernaussteuerung und somit minimale Verlustleistung zu erreichen. Anhand der obenerwähnten Erkenntnisse kann der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  jedoch ohne Kenntnisse über den Wert der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  mittels dem zu messenden Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f$  derart geregelt werden, dass jeweils ein minimaler Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f$  und somit eine symmetrische Kernaussteuerung erreicht wird. Als Regelgröße des DC-Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  für den Spannungspuls zum Zeitpunkt  $t_k$  dient dabei der Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_{f,k-1}$  des vorhergehenden Pulses (vgl. Abbildung 4.33).

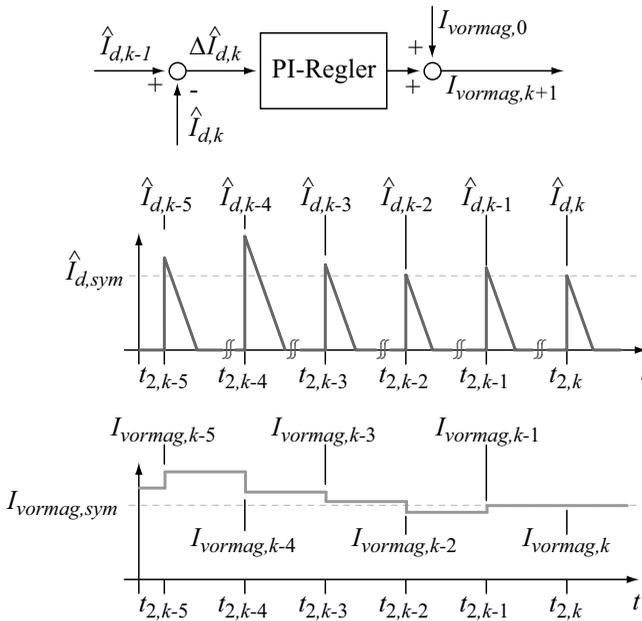


Abbildung 4.33: Regelung des Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  durch den Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f$ .

Der Spitzenstrom in der Freilaufdiode des vorhergehenden Pulses  $\hat{I}_{f,k-1}$  wird mit dem des momentanen Pulses  $\hat{I}_{f,k}$  verglichen. Aus der Differenz der Spitzenströme in der Freilaufdiode  $\hat{I}_{f,k-1}$  und  $\hat{I}_{f,k}$  wird anschliessend der neue Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  berechnet, sodass ein minimaler Spitzenstrom erreicht wird. Es wird angenommen, dass der Leistungsmodulator nicht direkt bei voller Pulsleistung betrieben wird, sondern die Spannungszeitfläche  $U_{pri}T_p$  stetig von Puls zu Puls erhöht wird, damit der DC-Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  eingeregelt werden kann und somit der Kern nicht sättigt. Folglich darf bei unbekannter Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  das System beim ersten Puls mit maximal der halben Nennspannungszeitfläche ohne Vormagnetisierung betrieben werden. Anhand des resultierenden Spitzenstromes in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f$  wird anschliessend beim zweiten Puls der Vormagnetisierungsstrom auf den halben Spitzenstrom in der Freilaufdiode  $\hat{I}_f/2$  eingestellt. Bei den folgenden Pulsen wird der Vormagnetisierungsstrom anhand dem beschriebenen Regelverfahren eingeregelt. Ist die mittlere Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  bereits bekannt, kann zur Regelung des Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  für die entsprechende Spannungszeitfläche bereits ein Anfangswert  $I_{vormag,0}$  vorgesteuert werden (vgl. Abbildung 4.33).

## 4.2 Verbesserte Vormagnetisierung

Aufgrund der hohen Verluste durch die DC-Vormagnetisierung wird zur Effizienzsteigerung der Vormagnetisierungsschaltung die DC-Vormagnetisierungsquelle durch eine Quelle mit asymmetrischer H-Brücke ersetzt, die es ermöglicht gespeicherte Energie von teils parasitären Komponenten wie  $L_{mag}$ ,  $L_{drossel}$  und  $L_{\sigma}$  in die Quelle zurückzuführen (vgl. Abbildung 4.34). Somit wird die Belastung der Freilaufdiode und der Kühlaufwand wesentlich reduziert, was sich trotz steigendem Schaltungsaufwand effizienzsteigernd auf das Gesamtsystem auswirkt.

### 4.2.1 Allgemeine Funktionsweise

Die Vormagnetisierungsschaltung aus Abbildung 4.34 wird neben der asymmetrischen H-Brückenschaltung, bestehend aus den Dioden  $D_{r1}$  und  $D_{r2}$  sowie den MOSFETs  $S_{r1}$  und  $S_{r2}$ , zusätzlich durch die parallel an der Vormagnetisierungsdrossel liegende Freilaufdiode  $D_{f2}$  erweitert. Zur Reduktion der auftretenden Pulsspannung an der Vormagnetisierungsdrossel bzw. an der Diode  $D_{f2}$  wird die Vormagnetisierungsschalt-

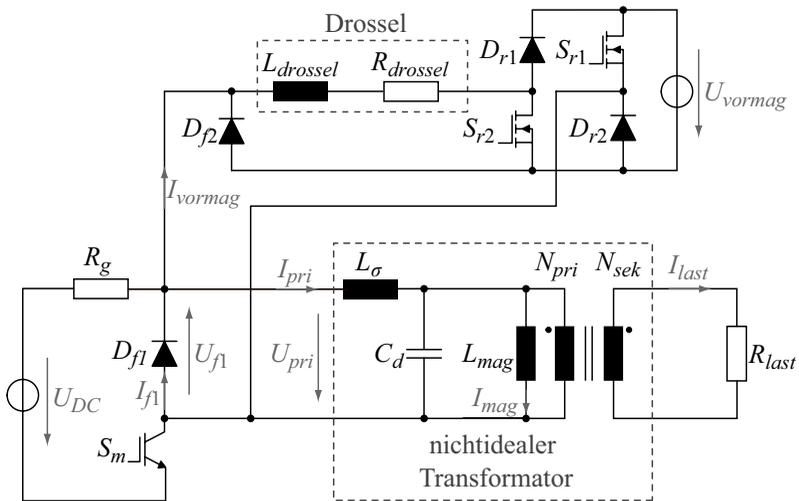
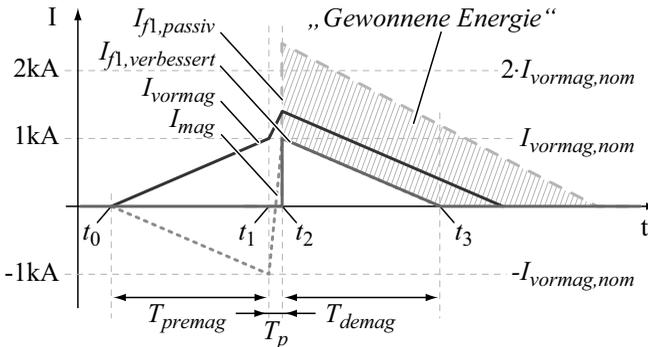


Abbildung 4.34: Leistungsmodulator mit verbesserter Vormagnetisierungsschaltung.

ung primärseitig an den Leistungsmodulator angeschlossen, wodurch sich der Einsatz der dritten Wicklung am Transformator erübrigt. Zusätzlich bringt die Substitution der DC-Vormagnetisierungsquelle durch die aktive Quelle den Vorteil, dass der Kern statt mit DC-Strom mit Hilfe der Schalter  $S_{r1}$  und  $S_{r2}$  direkt vor der Pulserzeugung auch pulsformig aufmagnetisiert werden kann. Zwischen den Pulsen bleibt der Kern somit nicht aufmagnetisiert, wodurch die ohmschen Verluste in der Vormagnetisierungsschaltung reduziert werden können. Wie bei der passiven Vormagnetisierung kann zur Erklärung der Funktionsweise der verbesserten Vormagnetisierung die Pulsperiode  $T_{rep}$  in die drei Intervalle  $T_{premag}$ ,  $T_p$  und  $T_{demag}$  unterteilt werden. Das Intervall  $T_{premag}$  entspricht dabei der Aufmagnetisierungszeit,  $T_p$  der Pulsdauer und  $T_{demag}$  dem Abmagnetisierungsintervall (vgl. Abbildung 4.35).

### Intervall $T_{premag}$

Wie bereits erwähnt, kann der Kern mit Hilfe der aktiven Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$  pulsformig vormagnetisiert werden. Dazu sind im Intervall  $T_{premag}$  die beiden Schalter  $S_{r1}$  und  $S_{r2}$  der asymmetrischen H-Brücke eingeschaltet. In Abbildung 4.36 ist der entsprechende Strompfad des Vormagnetisierungstromes für das Aufmagnetisierungsintervall  $T_{premag}$  eingetragen. Aufgrund der Drosselinduktivität



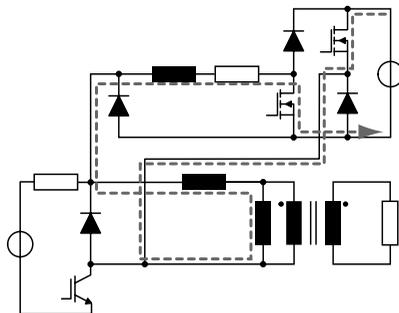
**Abbildung 4.35:** Verlauf des Vormagnetisierungstromes  $I_{vormag}$ , Magnetisierungsstromes  $I_{mag}$  sowie des Freilaufdiodenstromes  $I_{f1}$  in der Diode  $D_{f1}$  für die aktive und passive Vormagnetisierung  $I_{f1,aktiv}$  bzw.  $I_{f1,passiv}$ .

$L_{drossel}$  und der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  führt die konstante Spannung  $U_{vormag}$  zu einem linearen Anstieg des Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  bzw. linearen Abfall des Magnetisierungsstromes  $I_{mag}$  (vgl. Intervall  $T_{premag}$  in Abbildung 4.35).

$$I_{vormag} = -I_{mag} = \frac{U_{vormag} T_{premag}}{L_{drossel} + L_{mag}} \tag{4.45}$$

Die am Transformator anliegende Vormagnetisierungsspannung darf dabei die Vorwärtsspannung  $U_{f1}$  der Freilaufdiode  $D_{f1}$  nicht überschreiten, damit eine Leitphase der Freilaufdiode  $D_{f1}$  verhindert wird. Aufgrund des induktiven Spannungsteilers von  $L_{vormag}$  und  $L_{mag}$  lässt sich die maximale Spannung der Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$  respektive die Dauer von  $T_{premag}$  berechnen. Für die Induktivität der Drossel  $L_{drossel}$  wird der auf die Primärseite transformierte Wert der Drosselinduktivität von der passiven Vormagnetisierung verwendet. Die Vorwärtsspannung der Freilaufdiode, welche sich aus einer Serieschaltung von mehreren Dioden ergibt, sei  $U_{f1} = 10\text{ V}$ .

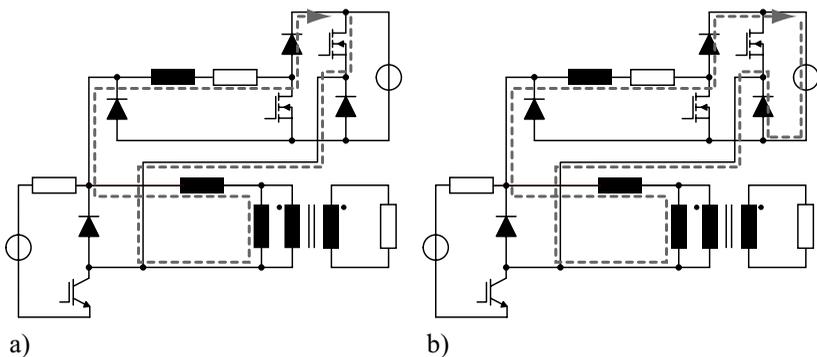
$$\begin{aligned} U_{vormag,max} &= U_{f1} \cdot \frac{L_{drossel} + L_{mag}}{L_{mag}} \\ &= 10\text{ V} \cdot \frac{13.3\ \mu\text{H} + 2.5\ \mu\text{H}}{2.5\ \mu\text{H}} \\ &= 63.2\text{ V} \end{aligned}$$



**Abbildung 4.36:** Strompfad während dem Aufmagnetisierungsintervall  $T_{premag}$ .

$$\begin{aligned}
 T_{premag} &= \frac{L_{mag} \cdot \Delta I_{f1}}{U_{f1}} \\
 &= \frac{2.5 \mu\text{H} \cdot 1000 \text{ A}}{10 \text{ V}} \\
 &= 250 \mu\text{s}
 \end{aligned} \tag{4.46}$$

Sobald der gewünschte Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag,nom}$  erreicht wird, kann der Schalter  $S_{r1}$  oder  $S_{r2}$  geöffnet werden, was eine Kommutierung des Vormagnetisierungsstromes  $I_{vormag}$  auf eine der beiden Dioden  $D_{r1}$  oder  $D_{r2}$  zur Folge hat. Das Öffnen beider Schalter  $S_{r1}$  und  $S_{r2}$  ist ebenfalls zulässig, wobei der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  auf beide Dioden  $D_{r1}$  und  $D_{r2}$  kommutiert und dabei Energie in die Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$  zurückspeist (vgl. Abbildung 4.37). Im Folgenden wird angenommen, dass nur ein Schalter geöffnet wird. In diesem Fall bleibt aufgrund der vernachlässigbaren Gegenspannung der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  bis zum Beginn von Intervall  $T_p$ , in dem der Hauptschalter  $S_M$  schliesst, in etwa konstant.



**Abbildung 4.37:** Strompfad  $I_{vormag}$  am Ende des Aufmagnetisierungsintervalls  $T_{premag}$ , wobei **a)** nur Schalter  $S_{r1}$  geöffnet wird ( $S_{r2}$  auch möglich) oder **b)** beide Schalter  $S_{r1}$  und  $S_{r2}$  geöffnet sind.

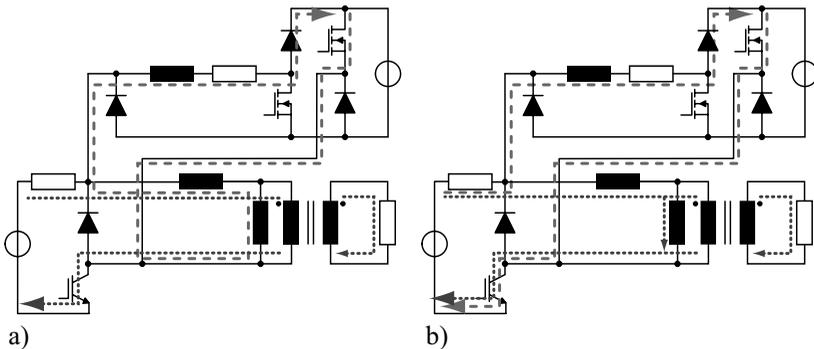
Intervall  $T_p$

Während des Pulses führt die anliegende Pulsspannung  $U_{pri}$  in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  sowie in der Vormagnetisierungsdrossel  $L_{vormag}$  zu entsprechend rasch ansteigenden Strömen  $I_{mag}$  und  $I_{vormag}$  (vgl. Intervall  $T_p$  in Abbildung 4.35).

$$\Delta I_{vormag} \approx \frac{U_{pri} T_p}{L_{drossel}}$$

$$\Delta I_{mag} = \frac{U_{pri} T_p}{L_{mag}} = 2 \cdot I_{vormag, nom} \tag{4.47}$$

Bei symmetrischer Kernaussteuerung  $\Delta B$  steigt der Magnetisierungsstrom während der Pulsdauer  $T_p$  linear von  $-I_{mag}$  auf  $I_{mag}$  an. Während dieser Zeit schützt die Vormagnetisierungsdrossel analog zur passiven Vormagnetisierung die Vormagnetisierungsquelle vor dem erzeugten Spannungspuls. Dabei wird ebenfalls zusätzliche Energie von der Pulsquelle in die Vormagnetisierungsdrossel eingebracht, was einem entsprechenden Stromanstieg  $\Delta I_{vormag}$  entspricht. Die Strompfade für das Intervall  $T_p$  sind dabei in Abbildung 4.38 gezeigt.

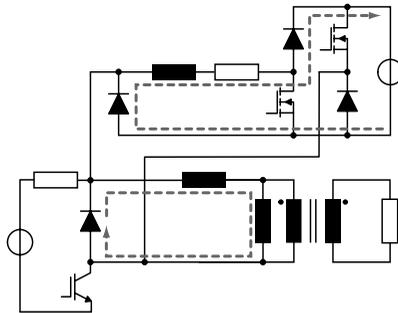


**Abbildung 4.38:** Strompfade während der Pulsdauer  $T_p$ , wobei **a)** die Strompfade für das Intervall  $0 - \frac{T_p}{2}$  und **b)** die Strompfade für das Intervall  $\frac{T_p}{2} - T_p$  zeigt.

### Intervall $T_{demag}$

Nach dem erfolgten Puls ist  $S_M$  ausgeschaltet und der Vormagnetisierungsstrom  $I_{vormag}$  kommutiert aufgrund der geringsten Gegenspannung auf die Diode  $D_{f2}$  bis die Drossel vollends entmagnetisiert ist (vgl. Abbildung 4.39). Die gesamte Energie, welche während der Pulsdauer  $T_p$  in der Drosselinduktivität  $L_{drossel}$  gespeichert wurde, fließt dabei, abgesehen von den Verlusten, zurück in die Vormagnetisierungsquelle  $U_{vormag}$ . Der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  muss jedoch weiterhin wie bei der passiven Vormagnetisierung über die Diode  $D_{f1}$  abgebaut werden und führt dadurch zu den hauptsächlichsten Verlusten der verbesserten Vormagnetisierungsschaltung.

Die Stromverläufe während dem Intervall  $T_{demag}$  sind in Abbildung 4.35 dargestellt. Zusätzlich zum Diodenstrom  $I_{f1,verbessert}$  ist der Stromverlauf  $I_{f1,passiv}$  durch die Freilaufdiode  $D_{f1}$  für die passive Vormagnetisierung eingetragen. Im Vergleich zur passiven Vormagnetisierung fließt bei der verbesserten Vormagnetisierung nach dem Puls der von der Drossel getriebene Strom  $I_{vormag}$  nicht mehr durch die Freilaufdiode  $D_{f1}$ , sondern wird über die Diode  $D_{f2}$  zur Vormagnetisierungsquelle zurückgeführt. Die in der Drossel gespeicherte Energie kann somit in der Vormagnetisierungsquelle zurückgewonnen werden. Der Spitzenstrom  $\hat{I}_f$  in der Diode  $D_{f1}$  verringert sich dadurch von  $I_f = I_{mag} + I_{vormag}$  auf  $I_f = I_{mag}$ . Für die Spezifikationen aus Tabelle 4.1 entspricht dies einer Reduktion des Spitzenstromes in der Freilaufdiode von  $\hat{I}_f = 2370$  A auf  $\hat{I}_f = 1000$  A ( $\approx 58\%$ ).



**Abbildung 4.39:** Strompfade während dem Entmagnetisierungsintervalls  $T_{demag}$ .

## 4.2.2 Bauteilbeanspruchung und Verlustberechnung

### Bauteilbeanspruchung

Die Spannungsbelastung der asymmetrischen Vollbrücke, bestehend aus den Dioden  $D_{r1}$  und  $D_{r2}$  sowie den MOSFETs  $S_{r1}$  und  $S_{r2}$ , ist aufgrund der maximal möglichen Vormagnetisierungsspannung  $U_{vormag,max}$  von 63.2 V gering. Somit können Bauelemente mit Sperrspannungsfestigkeiten von 100 V eingesetzt werden. Hingegen beträgt die Strombelastung kurzzeitig mehr als 1 kA. Für die Freilaufdiode  $D_{f1}$  gelten immer noch dieselben Bedingungen wie bei der passiven Vormagnetisierung, wobei die Verluste in der Diode wesentlich reduziert werden können. Für die Freilaufdiode  $D_{f1}$  ist somit ein 1700 V-Bauelement mit einer Stromtragfähigkeit von 1000 A notwendig. Ebenfalls muss die Freilaufdiode  $D_{f2}$  während des Pulses die gesamte Pulsspannung sperren können. Entsprechend ist auch hier ein ähnliches Bauelement wie für  $D_{f1}$  erforderlich. Damit Bauelemente mit kleinerer Strombelastung und höherer Sperrspannung einsetzbar sind, kann die Vormagnetisierungsschaltung, wie die passive Vormagnetisierung, über eine Vormagnetisierungswicklung angeschlossen werden. Die Spannungsfestigkeit der Diode  $D_{f2}$  muss jedoch der Spannungsfestigkeit der Drossel entsprechen, was bei 10 Windung bereits 10 kV entspricht. Dabei ist eine Reihenschaltung von Dioden denkbar, wobei dieser Ansatz hier nicht weiter verfolgt wird.

### Verlustberechnung

Für die beschriebene Vormagnetisierungsschaltung lassen sich die mittleren Verluste in der Freilaufdiode  $D_{f1}$  einfach berechnen.

$$\begin{aligned} E_{Df1} &= \int_0^{t_3} U_{f1} I_{f1} dt = U_{f1} \int_0^{t_3} \frac{\hat{I}_{f1}}{t_3} t dt \\ &= \frac{U_{f1} \hat{I}_{f1}}{2} T_{demag} \quad \text{wobei} \quad \hat{I}_{f1} = I_{mag} \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} E_{Df1} &= \frac{U_{f1} \hat{I}_{f1}}{2} T_{demag} = \frac{10 \text{ V} \cdot 1000 \text{ A}}{2} \cdot 250 \mu\text{s} = 1.25 \text{ J} \\ P_{Df1} &= E_{Df1} \cdot f_{rep} = 250 \text{ W} \end{aligned} \quad (4.49)$$

Dasselbe Resultat kann auch mittels Energieinhalt in der Magnetisierungsinduktivität erzielt werden, da gerade diese Energie in der Freilaufdiode  $D_{f1}$  umgesetzt wird.

$$E_{D_{f1}} = \frac{1}{2} L_{mag} \hat{I}_{d1}^2 = \frac{1}{2} \cdot 2.5 \mu\text{H} \cdot (1000 \text{ A})^2 = 1.25 \text{ J}$$

$$P_{D_{f1}} = E_{D_{f1}} \cdot f_{rep} = 250 \text{ W} \quad (4.50)$$

Aufgrund der Reduktion des Spitzenstromes in der Freilaufdiode  $\hat{I}_{f1}$  um 58% und der Verkürzung der Freilaufzeit  $T_{demag}$ , können die Verluste durch die magnetischen Komponenten von 1185 W auf 250 W (-79%) reduziert werden. Dies wird bei konstanter Vorwärtsspannung der Freilaufdiode in Abbildung 4.35 durch die schraffierte Fläche nochmals verdeutlicht. Die ohmschen Verluste in der Vormagnetisierungsdrossel hängen, wie bereits bei der passiven Vormagnetisierung, vom Design der Drossel ab. Für die verbesserte Vormagnetisierung muss jedoch die Drossel im Wesentlichen nur bezüglich der ohmschen Verluste optimiert werden, da die von der Pulsquelle zugeführte Energie nicht in der Freilaufdiode abgebaut wird, sondern in der Vormagnetisierungsschaltung zurückgewonnen werden kann. Zur Abschätzung der ohmschen Verluste in der Drossel wird ein realisierbarer Kupferwiderstand von  $R_{drossel} = 0.1 \Omega$  angenommen. Des Weiteren sei die Vorwärtsspannung der Dioden  $D_{r1}$ ,  $D_{r2}$  und  $D_{f2}$  konstant auf  $U_f = 1 \text{ V}$ . Zur Berechnung der Leitverluste werde für die Niederspannungs-MOSFETs ein Durchlasswiderstand von  $R_{DS,on} = 10 \text{ m}\Omega$  verwendet. In Tabelle 4.5 sind die entsprechenden Verluste sowie die Gesamtverluste der verbesserten Vormagnetisierung aufgelistet [226, 227].

**Tabelle 4.5:** Teil- und Gesamtverluste der verbesserten Vormagnetisierungsschaltung.

<i>Bauelement</i>	<i>Energie pro Puls / Leistung bei <math>f_{rep} = 200</math> Hz</i>
Freilaufdiode $D_{f1}$	1.25 J / 250 W
Freilaufdioden $D_{r1}, D_{r2}$ und $D_{f2}$	0.75 J / 150 W
Drosselwicklung $R_{drossel}$	0.042 J / 8.4 W
Niederspannungs-MOSFETs $S_{r1}$ und $S_{r2}$	0.34 J / 68 W
Gesamtverluste	2.382 J / 476.4 W

### 4.3 Aktive Vormagnetisierung

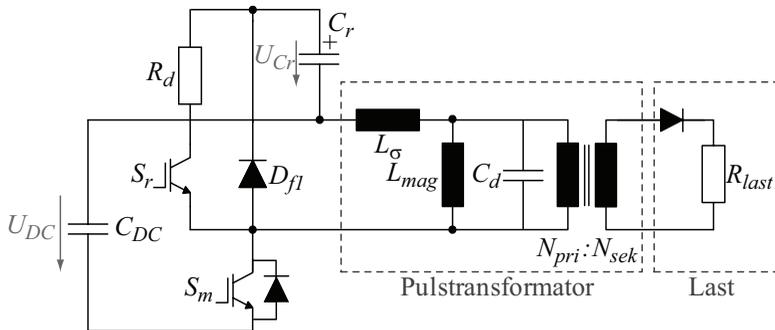
Mittels der in Abschnitt 4.2 vorgestellten verbesserten Vormagnetisierung konnte die in der Drossel  $L_{drossel}$  gespeicherte Energie zurückgewonnen und die Verluste in der Freilaufdiode  $D_{f1}$  auf den Energieinhalt in der Magnetisierungsinduktivität beschränkt werden. Damit nun auch die Energie in der Magnetisierungsinduktivität zurückgewonnen werden kann, muss der momentane Freilaufpfad bestehend aus der Freilaufdiode  $D_{f1}$  mit einem zusätzlichen Energiespeicher erweitert werden. In der folgenden aktiven Vormagnetisierungsschaltung wird deshalb ein Kondensator zur bestehenden Freilaufdiode  $D_{f1}$  in Reihe geschaltet. Die Diode sorgt dabei für einen unidirektionalen Energietransfer von der Magnetisierungsinduktivität in den Kondensator. Die nach dem Puls gespeicherte Energie im Kondensator kann anschliessend z.B. aktiv mittels eines DC/DC-Wandlers an den Eingang rücktransferiert werden [199–202, 204–206, 210–212].

Der folgende Abschnitt konzentriert sich jedoch auf die Möglichkeit, in welcher die Energie mittels eines weiteren Schaltelementes zur erneuten Vormagnetisierung des Kerns wiederverwendet wird. Dabei ist zu bemerken, dass die aktive Vormagnetisierung bei Leistungsmodulatoren nur für Lasten mit Diodencharakteristik, wie z.B. ein Klystron, oder einer Last mit externer Diode verwendet werden kann, da ansonsten die zurückgewonnene Energie grösstenteils in der Last vernichtet wird. Anderenfalls muss die zwischengespeicherte Energie, wie bereits erwähnt, aktiv in einen anderen Energiespeicher transferiert werden.

### 4.3.1 Allgemeine Funktionsweise

Die Funktionsweise der aktiven Vormagnetisierung kann wie bei den bisherigen Schaltungen mit den drei Hauptintervallen: Aufmagnetisierungsintervall  $T_{premag}$ , Pulsdauer  $T_p$  und Entmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  beschrieben werden. Zusätzlich muss jedoch bei der aktiven Vormagnetisierung der Übergang zwischen Aufmagnetisierung und Puls genauer untersucht werden, was mit dem Verzögerungsintervall  $T_{ID}$  (engl. *Interlocking Delay*) realisiert wird. Abbildung 4.40 zeigt das zugrundeliegende Schaltbild des Leistungsmodulators mit der aktiven Vormagnetisierung, wobei die Last durch einen Widerstand  $R_{last}$  mit einer in Reihe geschalteten Diode vereinfacht dargestellt ist [197, 198, 226, 227].

Die aktive Vormagnetisierung besteht aus der Freilaufdiode  $D_{f1}$ , dem in Reihe geschalteten Kondensator  $C_r$ , zur Zwischenspeicherung der zurückgewonnenen Energie und Steigerung der Modulatoreffizienz, sowie dem Schalter  $S_r$  zur erneuten Vormagnetisierung des Transformator-kerns. Da während der Aufmagnetisierung die Kapazität  $C_r$  direkt an die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und die verteilte Kapazität des Transformators  $C_d$  geschaltet wird, kann zusätzlich, abhängig vom Schwingverhalten des Systems, noch ein Dämpfungswiderstand  $R_d$  eingefügt werden.



**Abbildung 4.40:** Schaltbild des Leistungsmodulators mit aktiver Vormagnetisierung.

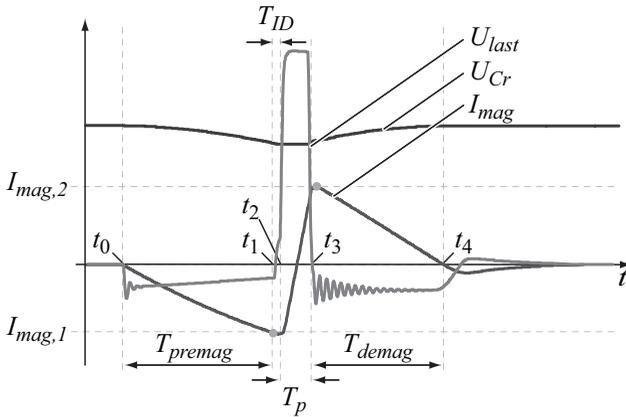
**Intervall  $T_{premag}$**

Im Aufmagnetisierungsintervall  $T_{premag}$  wird der Transformator kern durch Einschalten des Schalters  $S_r$  über den Kondensator  $C_r$  vormagnetisiert. Dabei wird angenommen, dass der Kondensator  $C_r$  bereits auf eine bestimmte Spannung vorgeladen wurde, welche in diesem Fall etwa 100-200 V beträgt (10-20 % von  $U_{DC}$ ). Wie in Abschnitt 4.3.2 gezeigt wird, kann eine Vorladung der Kapazität entfallen, wenn eine leicht asymmetrische Kernaussteuerung toleriert wird. Zur Erzielung einer symmetrischen Kernaussteuerung muss der Kondensator  $C_r$  jedoch vorgeladen werden. Dies kann anhand Abschnitt 4.3.3 mittels eines Inverswandlers oder einer einfachen Diodengleichrichterschaltung realisiert werden.

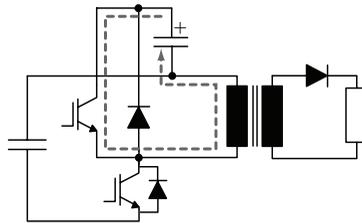
Durch Einschalten des Schalters  $S_r$  liegt somit die Kondensatorspannung  $U_{C_r}$  während dem Aufmagnetisierungsintervall negativ an der Primärwicklung des Transformators an, welche mit dem Windungsverhältnis  $N_{sek}/N_{pri}$  ebenfalls auf die Lastseite transformiert wird. Im Falle einer Klystronlast ist die negative Spannung auf einen Maximalwert (hier:  $U_{max,inv} = -50 \text{ kV}$ ) zu beschränken. Folglich ist die Kondensatorspannung anhand Gleichung (4.51) auf  $U_{C_r,max} = 294 \text{ V}$  limitiert. Zudem addiert sich die Kondensatorspannung  $U_{C_r}$  zur Eingangsspannung  $U_{DC}$ , wodurch die Spannung  $U_{C_r,max}$  aufgrund der maximalen Sperrspannungsfestigkeit der Schaltelemente  $S_M$  und  $S_r$  auf etwa 200 V zu begrenzen ist.

$$\begin{aligned}
 U_{C_r,max} &= - \left( \frac{N_{pri}}{N_{sek}} \right) \cdot U_{max,inv} \\
 &= - \left( \frac{1}{170} \right) \cdot -50 \text{ kV} = 294 \text{ V} \qquad (4.51)
 \end{aligned}$$

Während dem Aufmagnetisierungsintervall  $T_{premag}$  beginnt somit der Vormagnetisierungsstrom  $I_{mag}$  durch die Primärwicklung des Transformators zu fließen (vgl. Abbildung 4.41). Der entsprechende Strompfad für das Aufmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  ist in Abbildung 4.42 gegeben. Der Strom  $I_{mag}$  fließt dabei in die Gegenrichtung zum Laststrom und erzeugt somit einen magnetischen Fluss, der entsprechend in die Gegenrichtung zum durch die Pulsspannung induzierten Fluss zeigt. Die im Kondensator  $C_r$  gespeicherte Energie wird nun während  $T_{premag}$  in die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  transferiert. Dabei baut sich



**Abbildung 4.41:** Strom- und Spannungsverläufe der aktiven Vormagnetisierung während einer Pulsperiode.



**Abbildung 4.42:** Strompfad während des Aufmagnetisierungsintervalls  $T_{permag}$ .

der Strom  $I_{mag}$  in Abhängigkeit vom Einbruch der Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  sinusförmig bzw. für eine grosse Kapazität  $C_r$  quasi linear auf. Bei der Annahme einer konstanten Kondensatorspannung kann der Stromwert zum Zeitpunkt  $t_1$  vereinfacht durch Gleichung (4.52) berechnet werden. Umgekehrt ist es auch möglich mit (4.52) und gegebener Kondensatorspannung  $U_{Cr}$ , die Dauer des Aufmagnetisierungsintervalls  $T_{premag}$  zu berechnen, damit der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  einen definierten Wert  $I_{mag,nom}$  erreicht.

$$I_{mag,1} = \frac{U_{Cr} \cdot T_{premag}}{L_{mag}} \quad (4.52)$$

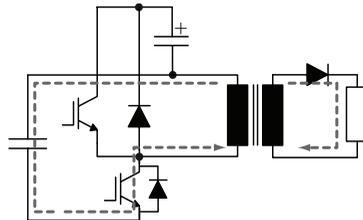
**Verzögerungsintervall (interlocking delay)  $T_{ID}$**

Sobald der gewünschte Magnetisierungsstrom  $I_{mag,1} = I_{mag,nom}$  erreicht ist, wird der Schalter  $S_r$  bei  $t_1$  ausgeschaltet. Nun folgt ein kurzes Verzögerungsintervall (interlocking delay) bevor der Schalter  $S_M$  eingeschaltet wird um einen Kurzschluss über  $S_r$  und  $S_M$  zu verhindern. Dabei ist die Dauer  $T_{ID}$  abhängig von den Schaltgeschwindigkeiten und Schaltverzögerungen von  $S_r$  bzw.  $S_M$ . Diese liegen bei grösseren IGBT-Modulen zwischen 1-3  $\mu$ s. Somit sind während  $T_{ID}$  beide Schalter  $S_r$  und  $S_M$  ausgeschaltet und der Magnetisierungsstrom fliesst abhängig von der Klystronspannung entweder über den Eingangskreis durch den Eingangskondensator  $C_{in}$  und die antiparallele Diode des Hauptschalters  $S_M$  oder in positiver Richtung über die Last (vgl. Abbildung 4.43).

Die Klystronspannung  $U_k$  lässt sich mit Gleichung (4.53) berechnen, wobei  $k$  die Perveance des Klystrons ist [228, 229].

$$I_k = k \cdot U_k^{\frac{3}{2}} \quad \Rightarrow \quad U_k = \left( \frac{I_k}{k} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.53)$$

Allgemein ist bei Transformatoren der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  mehr als das 10-fache kleiner als der auf die Primärseite transformierte Laststrom  $I_k$ . Somit ist während des Verzögerungsintervalls  $T_{ID}$  auch die primärseitige Klystronspannung  $U'_k$  wesentlich kleiner als die DC-Spannung der Eingangskondensatoren  $U_{DC}$ . Für das spezifizierte System aus Tabelle 4.1 lässt sich die primärseitige Klystronspannung  $U'_k$  mit bekanntem Klystronwiderstand einfach berechnen.



**Abbildung 4.43:** Strompfad während des Verzögerungsintervalls  $T_{ID}$ .

$$\begin{aligned}
 U'_k &= \left( \frac{N_{pri}}{N_{sek}} \right)^2 \cdot R_{last} \cdot I_{last} \\
 &= \left( \frac{1}{170} \right)^2 \cdot 1500 \, \Omega \cdot 1000 \, \text{A} = 52 \, \text{V} \quad (4.54)
 \end{aligned}$$

Konsequenterweise, wird aufgrund der kleineren Gegenspannung der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  ins Klystron anstelle über den Eingangskreis fließen. Aufgrund der geringen Klystronspannung von 52 V ( $\approx 1/20$  von  $U_{DC}$ ) ist auch die Stromabnahme während des Verzögerungsintervalls entsprechend 20-mal langsamer, wodurch der Magnetisierungsstrom während  $T_{ID}$  in etwa konstant bleibt (vgl. Abbildung 4.41). Folglich können die Verluste im Klystron während  $T_{ID}$  mit der Annahme einer Verzögerungsdauer von  $T_{ID} = 3 \, \mu\text{s}$  abgeschätzt werden.

$$\begin{aligned}
 E_k &= \frac{U'_k{}^2}{R'_{last}} \cdot T_{ID} \\
 &= \frac{(52 \, \text{V})^2}{0.052 \, \Omega} \cdot 3 \, \mu\text{s} = 0.156 \, \text{J}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_k &= E_k \cdot f_{rep} \\
 &= 0.156 \, \text{J} \cdot 200 \, \text{Hz} = 31.5 \, \text{W} \quad (4.55)
 \end{aligned}$$

Somit ist die Dauer des Verzögerungsintervalls bezüglich der Abnahme des Magnetisierungsstromes und der Verluste im Klystron nicht kritisch. Die gespeicherte Energie in der Streuinduktivität des Transformators  $L_\sigma$  kann jedoch nur über den Eingangskreis abgebaut werden. Aufgrund des kleinen Induktivitätswertes  $L_\sigma$  und der grossen Gegenspannung  $U_{DC}$  verglichen zu  $L_{mag}$  bzw.  $U'_k$  nimmt der Strom durch den Eingangskreis schnell ab. Da die antiparallele Diode des Hauptschalters  $S_M$  während dieser kurzen Abbauphase leitet, liegt die Eingangsspannung während dieser Zeit an der Primärwicklung und erzeugt einen spitzen Spannungspuls, der jedoch aufgrund der verteilten Kapazität des Transformators  $C_d$  auf der Sekundärseite herausgefiltert wird.

**Intervall  $T_p$**

Nach dem Verzögerungsintervall  $T_{ID}$  zum Zeitpunkt  $t_2$  wird durch Einschalten von  $S_M$  der Puls erzeugt. Wie in Abbildung 4.41 gezeigt, steigt der Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$  während der Pulsdauer  $T_p$  aufgrund der konstanten Pulsspannung  $U_{DC}$  linear von  $I_{mag,1}$  auf  $I_{mag,2}$  an. Abbildung 4.44 zeigt den Strompfad für das Intervall  $T_p$ .

**Intervall  $T_{demag}$**

Nach der Pulserzeugung wird die in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  gespeicherte Energie während dem Abmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  über die Freilaufdiode  $D_{f1}$  in den Vormagnetisierungskondensator  $C_r$  zurückgeführt (vgl. Abbildung 4.41 und 4.45). Da die Spannung am Kondensator  $U_{Cr}$  wesentlich grösser als die Vorwärtsspannung  $U_{f1}$  der Freilaufdiode  $D_{f1}$  ist, können die Verluste in der Freilaufdiode  $D_{f1}$  klein gehalten werden. Zusätzlich wird die Abmagnetisierungszeit  $T_{demag}$  hauptsächlich durch die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  bestimmt.

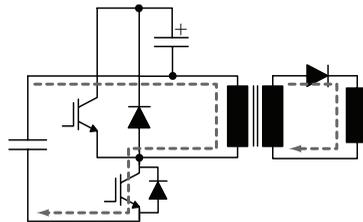


Abbildung 4.44: Strompfad während der Pulsdauer  $T_p$ .

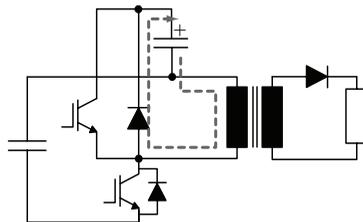


Abbildung 4.45: Strompfad während des Abmagnetisierungsintervalls  $T_{demag}$ .

Bei quasi konstanter Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  kann die Dauer der Abmagnetisierung durch die Gleichung (4.56) abgeschätzt werden.

$$T_{demag} = L_{mag} \cdot \frac{I_{mag,2}}{U_{Cr}} \quad (4.56)$$

### 4.3.2 Selbstregelung der Kernaussteuerung

Zur Erzielung einer symmetrischen Kernaussteuerung müssen, wie bereits bei der passiven und verbesserten Vormagnetisierung gezeigt, die Spitzenwerte des Magnetisierungsstromes  $|I_{mag,1}|$  und  $|I_{mag,2}|$  gleich gross sein. Entsprechend bleibt bei symmetrischer Kernaussteuerung von  $-I_{mag}$  nach  $I_{mag}$  ebenfalls der Energieinhalt in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  vor und nach dem Puls konstant.

$$\begin{aligned} E_{mag} &= \frac{1}{2} L_{mag} \cdot \hat{I}_{mag}^2 \\ &= \frac{1}{2} L_{mag} \cdot I_{mag,1}^2 \\ &= \frac{1}{2} L_{mag} \cdot I_{mag,2}^2 \end{aligned} \quad (4.57)$$

Folglich ist bei einem idealen verlustlosen System die nach dem Puls zurückgewonnene Energie gleich der Energie, welche vor dem Puls zur Vormagnetisierung des Transformator-kerns aus dem Kondensator  $C_r$  entnommen wurde. Somit erreicht die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  nach dem Entmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  wiederum dieselbe Spannung wie vor der letzten Aufmagnetisierung.

In der Realität jedoch, wird nach der Entmagnetisierung aufgrund von Verlusten in der Freilaufdiode  $D_{f1}$ , dem Schalter  $S_r$ , der Kupferverluste in den Zuleitungen sowie in den Windungen und der Kernverluste die Anfangsspannung  $U_{Cr}(t_0)$  nicht mehr erreicht, wodurch die Spannung  $U_{Cr}(t_4)$  unterhalb der Anfangsspannung  $U_{Cr}(t_0)$  zu liegen kommt. Der Spannungseinbruch  $\Delta U_{Cr}$ , welcher durch die erwähnten Systemverluste  $E_{sys}$  verursacht wird, kann dabei aus der Differenz der gespeicherten Energie im Kondensator  $C_r$  zu den Zeitpunkten  $t_0$  und  $t_4$  mittels Gleichung (4.58) und der Beziehung  $U_{CR,t4} = U_{CR,t0} - \Delta U_{CR}$  berechnet werden.

$$\begin{aligned}
 E_{sys} &= \frac{1}{2}C_R U_{Cr}(t_0)^2 - \frac{1}{2}C_R U_{Cr}(t_4)^2 \\
 \Delta U_{Cr} &= U_{Cr}(t_0) - \sqrt{U_{Cr}(t_0)^2 - \frac{2E_{sys}}{C_r}}
 \end{aligned} \tag{4.58}$$

Ausgehend von einer konstanten Pulsbreite und konstanter Pulsspannung bleibt auch die Änderung des Verkettungsflusses  $\Delta\Psi$  bzw. die Änderung des Magnetisierungsstromes  $\Delta I_{mag} = I_{mag,2} - I_{mag,1}$  konstant (vgl. Gleichung(4.59)).

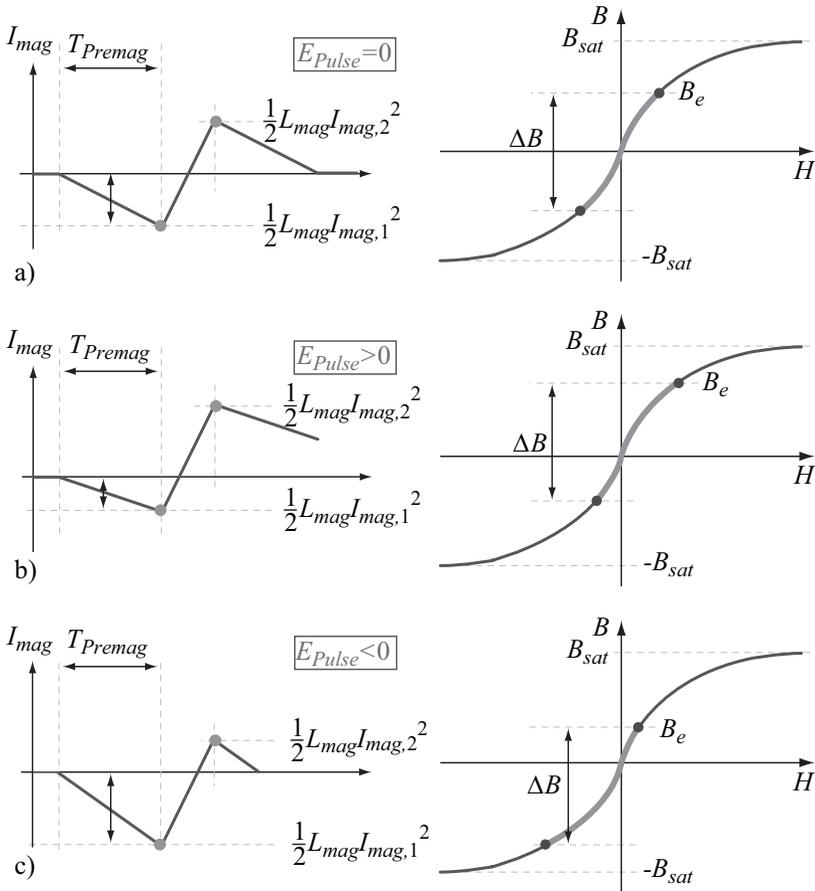
$$\Delta\Psi = U_{pri} \cdot T_p \quad \text{und} \quad \Psi = L_{mag} \cdot I_{mag} \tag{4.59}$$

Folglich hat eine asymmetrische Kernaussteuerung bei Annahme einer konstanten Magnetisierungsinduktivität zur Folge, dass der Spitzenwert  $|I_{mag,2}|$  nach dem Puls den Spitzenwert  $|I_{mag,1}|$  vor dem Puls überschreitet, falls zu wenig vormagnetisiert wurde ( $|I_{mag,1}| < |I_{mag,1,nom}|$ ) bzw. unterschreitet, falls zu viel vormagnetisiert wurde ( $|I_{mag,1}| > |I_{mag,1,nom}|$ ). Entsprechend ist nach dem Puls anhand Gleichung (4.57) in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  mehr bzw. weniger Energie gespeichert, welche dabei während der Pulsdauer  $T_p$  entweder von der Magnetisierungsinduktivität zugeführt oder entnommen wurde, wobei die Energiemenge  $\Delta E_{puls}$  von den beiden Spitzenwerten  $|I_{mag,1}|$  und  $|I_{mag,2}|$  abhängt (vgl. Abbildung 4.46).

Für eine symmetrische Kernaussteuerung ( $|I_{mag,1}| = |I_{mag,2}|$ ) ist z.B. die Energiemenge  $\Delta E_{puls}$  gleich Null, da während der zweiten Hälfte der Pulsdauer  $T_p$  gleich viel Energie in die Magnetisierungsinduktivität gespeichert wird wie in der ersten Hälfte der Pulsdauer  $T_p$  entnommen wurde, d.h.  $\frac{1}{2}L_{mag}I_{mag,1}^2 = \frac{1}{2}L_{mag}I_{mag,2}^2$ . In Gleichung (4.60) ist die Beziehung zwischen  $I_{mag,1}$  und der zusätzlichen Pulsenergie  $\Delta E_{puls}$ , welche in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  gespeichert ist, beschrieben.

$$\begin{aligned}
 \Delta E_{puls} &= \frac{1}{2}L_{mag}I_{mag,2}^2 - \frac{1}{2}L_{mag}I_{mag,1}^2 \\
 &= \frac{1}{2}L_{mag} (\Delta I_{mag}^2 - 2\Delta I_{mag}I_{mag,1})
 \end{aligned} \tag{4.60}$$

Wird die Dauer des Aufmagnetisierungsintervalls  $T_{premag}$  auf einen fixen Wert gesetzt, führt, basierend auf Gleichung (4.52), eine Variation der Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  zu einer proportionalen Variation im



**Abbildung 4.46:** a)  $I_{mag,1} = \frac{1}{2}\Delta I_{mag}$ : Die Energieinhalte in der Magnetisierungsinduktivität sind vor und nach dem Puls gleich, b)  $I_{mag,1} < \frac{1}{2}\Delta I_{mag}$ : Der Energieinhalt in der Magnetisierungsinduktivität nach dem Puls ist grösser als vor dem Puls und c)  $I_{mag,1} > \frac{1}{2}\Delta I_{mag}$ : Der Energieinhalt in der Magnetisierungsinduktivität nach dem Puls ist kleiner als vor dem Puls.

Spitzenwert des Magnetisierungsstromes  $I_{mag,1}$ . Demzufolge liegt der Magnetisierungsstrom  $I_{mag,1}$  unter dem Nominalwert  $I_{mag,1,nom}$ , falls die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  unter dem Nominalwert  $U_{Cr,nom}$  liegt.

Konsequenterweise, führt dies zu einer asymmetrischen Kernaussteuerung, bei welcher der Spitzenstrom  $I_{mag,2}$  nach dem Puls den Spitzenstrom  $I_{mag,1}$  vor dem Puls übersteigt und somit zusätzliche Energie während dem Puls zugeführt wird ( $\Delta E_{puls} > 0$  vgl. (4.60) bzw. Abbildung 4.46 b)). Die zusätzlich in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  gespeicherte Energie  $\Delta E_{puls}$  wird schlussendlich während dem Abmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  in den Kondensator  $C_r$  zurückgeführt. Abhängig von den Systemverlusten  $E_{sys}$  steigt nun die Spannung  $U_{Cr}$  an, falls  $\Delta E_{puls} > E_{sys}$  oder sinkt ab, falls  $\Delta E_{puls} < E_{sys}$  ist. Wird nun angenommen, dass  $\Delta E_{puls} < E_{sys}$  ist, sinkt die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  ab und führt beim nächsten Aufmagnetisierungsintervall bei konstanter Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  anhand Gleichung (4.52) zu einem kleineren Spitzenwert  $I_{mag,1}$ , was einer geringeren Vormagnetisierung des Transformator-kerns entspricht. Nach einem weiteren Puls erreicht der Spitzenstrom  $I_{mag,2}$  entsprechend einen höheren Wert als beim vorangegangenen Puls, wodurch mehr Pulsenergie  $\Delta E_{puls}$  in den Kondensator zurückgeführt wird. Dies resultiert in einer immer mehr asymmetrischen Kernaussteuerung bis die Bedingung  $\Delta E_{puls} = E_{sys}$  bei der Kondensatorspannung  $U_{Cr, stabil}$  erreicht wird und das System sich selbststabilisiert.

$$U_{Cr, stabil} = \frac{L_{mag}}{T_{premag}} \cdot \left( \frac{\Delta I_{mag}}{2} - \frac{E_{sys}}{L_{mag} \Delta I_{mag}} \right) \quad (4.61)$$

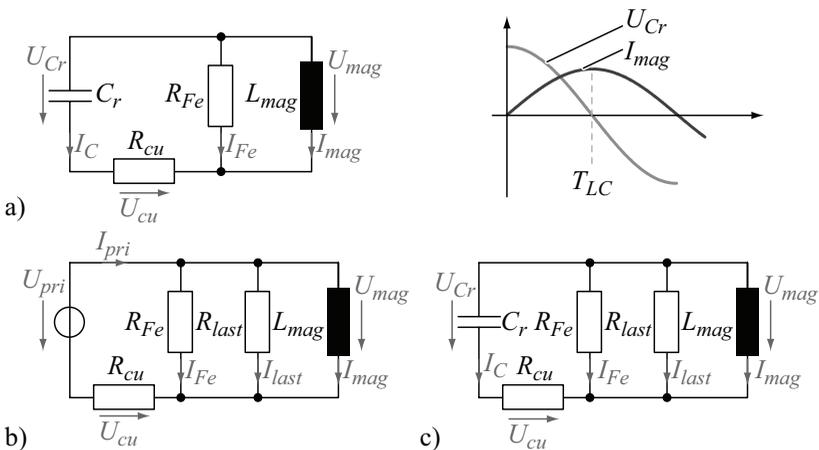
Damit sich die gewünschte Kondensatorspannung  $U_{Cr, stabil}$  einstellt, muss die Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  in Abhängigkeit der Verluste  $E_{sys}$  entsprechend eingestellt werden. Basierend auf (4.61) führt einer Verlängerung von  $T_{premag}$  auf eine niedrigere Kondensatorspannung  $U_{Cr, stabil}$  und umgekehrt.

Für relativ geringe Systemverluste  $E_{sys}$  kann die aktive Vormagnetisierung mit einer fixen Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  betrieben werden. Dies führt zu einer leicht asymmetrischen Kernaussteuerung, was eine leicht grössere Kernquerschnittsfläche  $A_k$  erfordert, damit keine Sättigung eintritt und die Systemverluste  $E_{sys}$  durch die zusätzliche Energie  $\Delta E_{puls}$  kompensiert werden können. Wird die aktive Vormagnetisierung selbstregelnd betrieben, muss der Kondensator  $C_r$  auch vor dem ersten Puls nicht vorgeladen werden, da während den ersten Pulsen der Kern stärker asymmetrisch ausgelenkt wird und entsprechend mehr Energie in den Kondensator  $C_r$  zurückfließt, bis die Spannung  $U_{Cr, stabil}$  erreicht wird.

## Stabilitätsanalyse

Im Folgenden soll das Einschwingverhalten der Kondensatorsspannung  $U_{Cr}$  sowie die Stabilität der aktiven Vormagnetisierung bei Selbstregelung untersucht werden. Dabei wird in einem ersten Schritt von einer konstanten Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  ohne Sättigungsercheinungen ausgegangen. Anschliessend werden die Überlegungen mit einer nichtlinearen Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  weitergeführt. Zum Schluss wird der Einfluss der Hysterese sowie der zusätzlichen Systemverluste berücksichtigt.

Zur Analyse des transienten Verhaltens der Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  kann die Schaltung aus 4.40 für das jeweilige Intervall  $T_{premag}$ ,  $T_p$  und  $T_{demag}$  auf die wesentlichen Schaltungsteile vereinfacht werden, wobei das Verzögerungsintervall  $T_{ID}$  vernachlässigt wird. Während der Aufmagnetisierungszeit  $T_{premag}$  ist der Schalter  $S_r$  geschlossen und der Kondensator  $C_r$  wird über die Induktivität  $L_{mag}$  entladen. Somit kann die Ersatzschaltung für  $T_{premag}$  als gedämpften Schwingkreis zwischen  $C_r$  und  $L_{mag}$  modelliert werden, wobei mit  $R_{cu}$  und  $R_{Fe}$  die Verluste der aktiven Vormagnetisierung bzw. die Kernverluste berücksichtigt werden (vgl. Abbildung 4.47 a)).



**Abbildung 4.47:** Ersatzschaltbild der aktiven Vormagnetisierung **a)** während  $T_{premag}$ , **b)** während  $T_p$  und **c)** während  $T_{demag}$ .

Ebenfalls kann die aktive Vormagnetisierungsschaltung während  $T_{demag}$  durch dasselbe Ersatzschaltbild dargestellt werden, wobei die Energie von der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  in den Kondensator  $C_r$  zurückschwingt (vgl. Abbildung 4.47 c)). Zusätzlich muss jedoch während der Entmagnetisierungszeit noch der Lastwiderstand  $R_{last}$  berücksichtigt werden. Das System lässt sich somit während  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  durch die entsprechenden Differential- und Kirchhoffgleichungen darstellen.

Differentialgleichungen für  $T_{premag}$  bzw.  $T_{demag}$

$$U_{mag}(t) = L_{mag} \cdot \frac{dI_{mag}(t)}{dt} \quad (4.62)$$

$$I_c(t) = C_r \cdot \frac{dU_{Cr}(t)}{dt} \quad (4.63)$$

Kirchhoffgleichungen für  $T_{premag}$  bzw.  $T_{demag}$

$$I_{mag}(t) = -I_{Fe}(t) - I_c(t) \quad (4.64)$$

$$I_{Fe}(t) = \frac{u_{mag}(t)}{R_{Fe}} \quad (4.65)$$

$$U_{mag}(t) = U_c(t) + U_{cu}(t) \quad (4.66)$$

$$U_{cu}(t) = I_c(t) \cdot R_{cu} \quad (4.67)$$

Damit während  $T_{premag}$  keine Energie von  $L_{mag}$  nach  $C_r$  zurückschwingen kann, muss die Aufmagnetisierungsdauer auf  $T_{premag} < \frac{T_{LC}}{4}$  begrenzt werden, wobei  $T_{LC}$  der Periodendauer des Schwingkreises entspricht. Somit wird auch garantiert, dass am Kondensator  $C_r$  immer eine negative Spannung anliegt und der Kondensator maximal bis auf 0V entladen wird. In Gleichung (4.68) ist die maximale Vormagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  für eine Kapazität von  $C_r = 250 \mu\text{F}$  berechnet.

$$\begin{aligned} T_{LC} &= 2\pi\sqrt{C_r L_{mag}} \\ T_{premag,max} &\equiv \frac{T_{LC}}{4} = \frac{\pi}{2}\sqrt{C_r L_{mag}} \\ &= \frac{\pi}{2}\sqrt{250 \mu\text{F} \cdot 2.5 \mu\text{H}} = 38.4 \mu\text{s} \end{aligned} \quad (4.68)$$

Entsprechend kann die Schaltung aus 4.40 während der Pulsdauer  $T_p$  anhand Abbildung 4.47 b) vereinfacht und mittels Differential- sowie Kirchhoffgleichungen beschrieben werden.

Differentialgleichung für  $T_p$

$$U_{mag}(t) = L_{mag} \cdot \frac{dI_{mag}(t)}{dt} \quad (4.69)$$

Kirchhoffgleichungen für  $T_p$

$$I_{pri}(t) = I_{Fe}(t) + I_{last}(t) + I_{mag}(t) \quad (4.70)$$

$$I_{Fe}(t) = \frac{U_{mag}(t)}{R_{Fe}} \quad (4.71)$$

$$I_{last}(t) = \frac{U_{mag}(t)}{R_{last}} \quad (4.72)$$

$$U_{pri}(t) = U_{mag}(t) + U_{cu}(t) \quad (4.73)$$

$$U_{cu}(t) = -I_p(t) \cdot R_{cu} \quad (4.74)$$

Mit Hilfe der analytischen Gleichungen der einzelnen Intervalle sowie den gegebenen Anfangsbedingungen lassen sich nun die Werte für  $U_{Cr}(t)$  und  $I_{mag}(t)$  am Ende jedes Intervalls berechnen. Dabei entsprechen jeweils die Endwerte des vorangehenden Intervalls gerade den neuen Anfangswerten des folgenden Intervalls. Anhand [231, 232] lassen sich somit durch Einsetzen der berechneten analytischen Endwerte jedes Zeitabschnittes  $U_{Cr}(t_x)$  und  $I_{mag}(t_x)$  die Endwerte einer ganzen Pulsperiode in Abhängigkeit der Anfangswerte  $U_{Cr}(t_0)$  und  $I_{mag}(t_0)$  berechnen.

$$U_{Cr}(t_1) = f_{T_{premag}}(U_{Cr}(t_0), I_{mag}(t_0)) \quad (4.75)$$

$$I_{mag}(t_1) = f_{T_{premag}}(U_{Cr}(t_0), I_{mag}(t_0)) \quad (4.76)$$

$$U_{Cr}(t_3) = f_{T_p}(f_{T_{premag}}(U_{Cr}(t_0), I_{mag}(t_0))) \quad (4.77)$$

$$I_{mag}(T_3) = f_{T_p}(f_{T_{premag}}(U_{Cr}(t_0), I_{mag}(t_0))) \quad (4.78)$$

$$U_{Cr}(t_4) = f_{T_{demag}}(f_{T_p}(f_{T_{premag}}(U_{Cr}(t_0), I_{mag}(t_0)))) \quad (4.79)$$

$$I_{mag}(t_4) = f_{T_{demag}}(f_{T_p}(f_{T_{premag}}(U_{Cr}(t_0), I_{mag}(t_0)))) \quad (4.80)$$

Anschliessend kann durch Ableiten der erhaltenen Gleichungen nach den Anfangsbedingungen  $U_{Cr}(t_0)$  und  $I_{mag}(t_0)$  sowie nach der Puls-  
spannung  $U_{pri}(t_0)$  das System linearisiert und im Zustandsraum dar-  
gestellt werden. Für den hier betrachteten Fall vereinfacht sich die Zu-  
standsraumdarstellung anhand Gleichung (4.81).

$$\begin{pmatrix} U_{Cr}(t_4) \\ I_{mag}(t_4) \end{pmatrix} = \mathbf{A} \cdot \begin{pmatrix} U_{Cr}(0) \\ I_{mag}(0) \end{pmatrix} + \mathbf{C} \cdot U_{pri}(0) \quad (4.81)$$

wobei

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \frac{\partial U_{Cr}(t_4)}{\partial U_{Cr}(t_0)} & \frac{\partial U_{Cr}(t_4)}{\partial I_{mag}(t_0)} \\ \frac{\partial I_{mag}(t_4)}{\partial U_{Cr}(t_0)} & \frac{\partial I_{mag}(t_4)}{\partial I_{mag}(t_0)} \end{bmatrix} \quad \mathbf{C} = \begin{bmatrix} \frac{\partial U_{Cr}(t_4)}{\partial U_{pri}(t_0)} \\ \frac{\partial I_{mag}(t_4)}{\partial U_{pri}(t_0)} \end{bmatrix}$$

Diese Darstellung entspricht bereits der Kleinsignaldarstellung des  
zeitdiskreten Systems. Somit kann mit Hilfe von Gleichung (4.82) die  
Übertragungsfunktion  $G_{sys}(z)$  für das zeitdiskrete System gefunden  
werden.

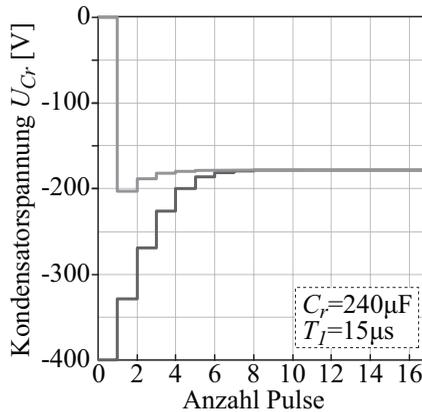
$$G_{sys}(z) = (z\mathbf{I} - \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{C} \quad (4.82)$$

Die Stabilität eines zeitdiskreten Systems kann schlussendlich da-  
durch gezeigt werden, dass sich die Pole von  $G_{sys}(z)$  aufgrund von  
 $z = e^{sT}$  im Einheitskreis befinden. Für das untersuchte System be-  
fanden sich die Pole für verschiedene Anfangsbedingungen  $U_{Cr}(t_0)$   
und  $I_{mag}(t_0)$  zwar innerhalb des Einheitskreises, was die Stabilität  
beweisen würde. Jedoch zeigt das linearisierte Kleinsignalmodell mit  
der Übertragungsfunktion  $G_{sys}(z)$  aufgrund der stark nichtlinearen  
Übertragungsfunktion 4.80 und der grossen Abweichung vom Betrieb-  
spunkt/Systemgleichgewicht zu Beginn des ersten Pulse  $U_{Cr}(t_0)$  und  
 $I_{mag}(t_0)$  nur eine begrenzte Übereinstimmung in der realen Sprungant-  
wort auf. Somit kann durch Bestimmen der Pollage der linearisier-  
ten Übertragungsfunktion  $G_{sys}(z)$  nur begrenzt eine Stabilitätsanalyse  
durchgeführt werden. Das reale Einschwingverhalten kann jedoch mit  
Hilfe von z.B. MAPLE mit den hergeleiteten Gleichungen analysiert  
werden. Dabei wird, wie beim linearisierten System beschrieben, der  
Endwert  $U_{Cr}(t_4)$  aus den Anfangsbedingungen  $U_{Cr}(t_0)$  und  $I_{mag}(t_0)$   
berechnet. Dieser Endwert dient anschliessend wiederum als Startwert

für den nächsten Puls. Für den Magnetisierungsstrom  $I_{mag}(t_4)$  gilt dabei jeweils  $I_{mag}(t_4) = 0$ , da dieser bis zum Ende des Intervalls  $t_4$  abgeklungen ist.

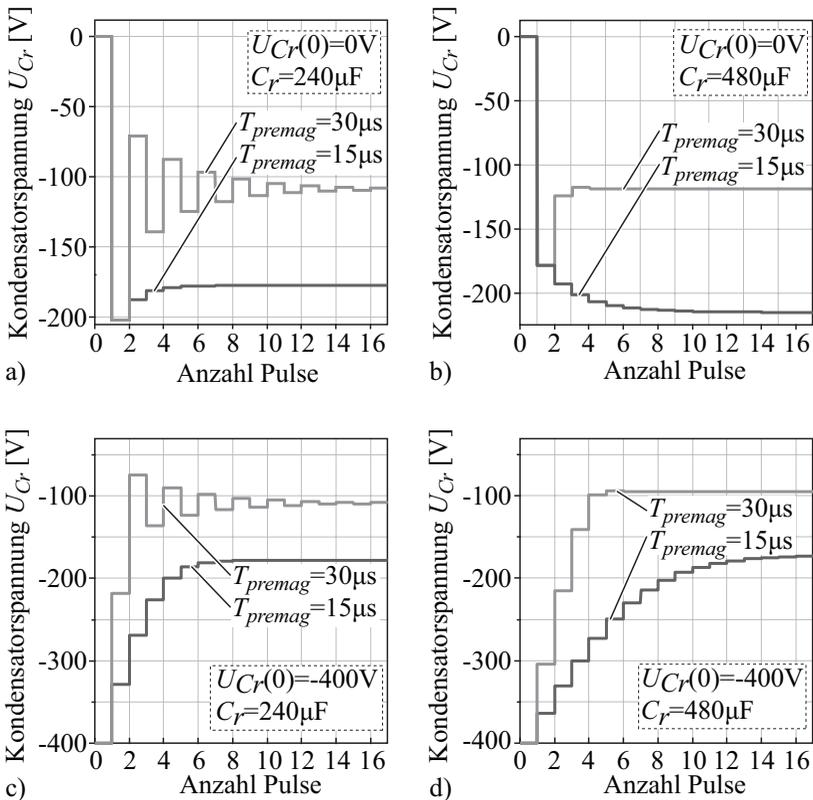
In Abbildung 4.48 ist der Einschwingvorgang über 20 Pulse für die beiden Anfangswerte  $U_{Cr}(t_0) = 0\text{ V}$  und  $U_{Cr}(t_0) = -400\text{ V}$  aufgetragen. Dabei ist ersichtlich, dass sich die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  bei zu kleiner Anfangsspannung  $U_{Cr}(t_0) = 0\text{ V}$  sowie bei zu grosser Anfangsspannung  $U_{Cr}(t_0) = -400\text{ V}$  auf dieselbe Spannung  $U_{Cr, stabil}$  einregelt.

In Abbildung 4.49 sind unterschiedliche Einschwingvorgänge mit verschiedenen Anfangsbedingungen  $U_{Cr}(t_0)$  und verschiedene Kapazitäten  $C_r$  für die Vormagnetisierungszeiten  $T_{premag} = 15\text{ }\mu\text{s}$  und  $T_{premag} = 30\text{ }\mu\text{s}$  dargestellt. Der Spannungspuls sowie die Pulsdauer sind dabei konstant auf  $U_{pri} = 1000\text{ V}$  bzw.  $T_p = 5\text{ }\mu\text{s}$  eingestellt. Es zeigt sich, dass der Einschwingvorgang von der Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  abhängt. Dabei nimmt die Schwingneigung mit längerem Einschaltintervall  $T_{premag}$  zu. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei  $u_{Cr}(t_0) = 0\text{ V}$  nach dem ersten Puls die gesamte von der Pulsspannung ins System eingebrachte Energie von der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  in den Kondensator  $C_r$  transferiert wird. Vor dem zweiten Puls wird durch die lange Einschaltdauer  $T_{premag}$  wiederum ent-



**Abbildung 4.48:** Einschwingverhalten über 20 Pulse mit den beiden Anfangswerten  $U_{Cr}(t_0) = 0\text{ V}$  und  $U_{Cr}(t_0) = -400\text{ V}$  für  $T_{premag} = 15\text{ }\mu\text{s}$  und  $C_r = 240\text{ }\mu\text{F}$ .

sprechend viel Energie zurück in die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  transferiert, was bedeutet, dass die Pulsquelle beim zweiten Puls weniger Energie in die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  einbringen muss. Somit wird der Kondensator nach dem zweiten Puls kaum geladen. Entsprechend wird vor dem dritten Puls der Kern zuwenig vormagnetisiert und die Pulsquelle speichert wiederum mehr Energie in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ , mit welcher anschliessend der Kondensator erneut geladen wird. Somit ergibt sich eine starke Pendelung der Ener-



**Abbildung 4.49:** Einschwingverhalten über 20 Pulse mit **a)**  $U_{Cr}(t_0) = 0\text{ V}$  und  $C_r = 240\ \mu\text{F}$ , **b)**  $U_{Cr}(t_0) = 0\text{ V}$  und  $C_r = 480\ \mu\text{F}$ , **c)**  $U_{Cr}(t_0) = -400\text{ V}$  und  $C_r = 240\ \mu\text{F}$  und **d)**  $U_{Cr}(t_0) = -400\text{ V}$  und  $C_r = 480\ \mu\text{F}$  für jeweils  $T_{pre-mag} = 15\ \mu\text{s}$  und  $T_{pre-mag} = 30\ \mu\text{s}$ .

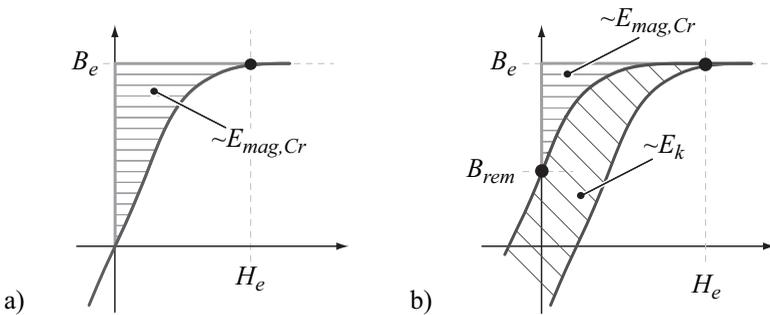
gie bis der stationäre Endwert  $U_{C_r, stabil}$  erreicht wird. (vgl. Abbildung 4.49 für  $T_{premag} = 30 \mu s$ ). Folglich wird bei maximaler Einschaltdauer  $T_{premag} = \frac{T_{LC}}{4}$  und  $U_{C_r}(t_0) = 0 V$  im ungedämpften System eine konstanten Umladung von  $C_r$  erreicht. D.h., dass jeweils bei den ungeraden Pulsen die gesamte Energie aus der Pulsquelle in den Kondensator  $C_r$  und entsprechend bei den geraden Pulse aus dem Kondensator  $C_r$  zurück ins System transferiert wird.

Zur Erzielung eines besseren Einschwingverhalten mit reduzierter Energiependelung kann für längere Einschaltzeiten  $T_{premag}$  die Kapazität  $C_r$  erhöht werden (vgl. Abbildung 4.49 a)-d)). Anhand den Berechnung an verschiedenen Arbeitspunkten zeigt sich jedoch, dass das System mit einer konstanten Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  ohne Sättigung stabil ist.

In einem weiteren Schritt soll der nichtlineare Zusammenhang zwischen  $H$  und  $B$  berücksichtigt werden, was zu einer variablen Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  führt. Die Sättigung soll jedoch durch entsprechende Dimensionierung des Transformators ausgeschlossen werden. Dann zeigt sich, dass die in der Magnetisierungsinduktivität gespeicherte Energie  $E_{mag}$  bis zur Sättigung überproportional mit der Kernaussteuerung  $\Delta B$  steigt. Diese lässt sich allgemein anhand Gleichung (4.83) berechnen und entspricht gerade der Fläche, welche von der Magnetisierungskurve und der Ordinate ( $y$ -Achse) eingeschlossen wird (vgl. Abschnitt 3.8 und Abbildung 4.50 a)).

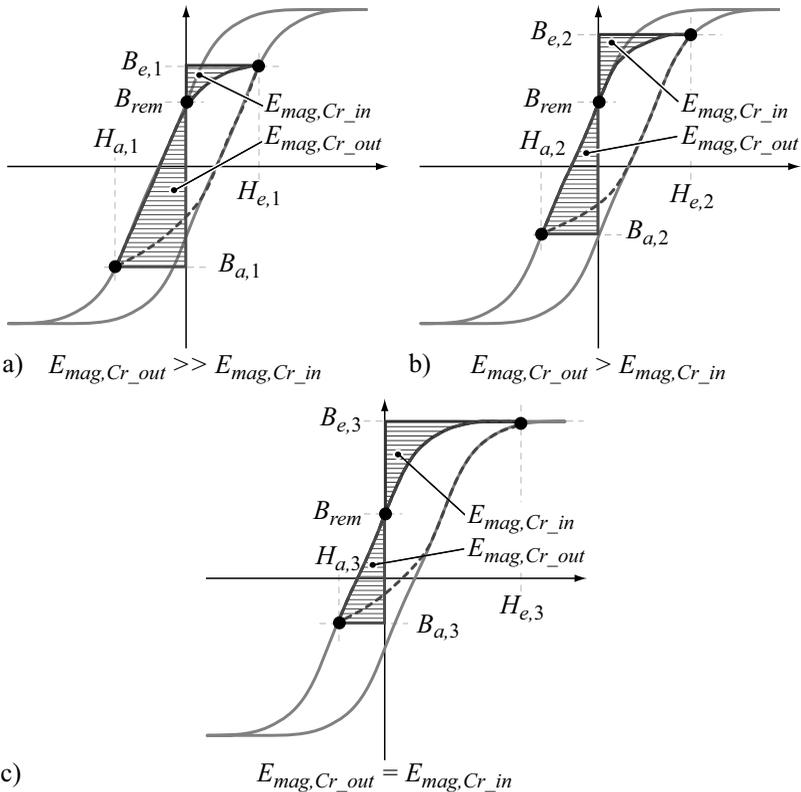
$$E_{mag} = l_k A_k \int_{B_a}^{B_e} H(B) dB \quad (4.83)$$

Da die Energie mit der Aussteuerung  $\Delta B$  bis zur Sättigung überproportional steigt, wird bei wachsender Asymmetrie nach dem Puls auch überproportional viel Energie in den Kondensator  $C_r$  zurückgespielen, was schlussendlich bei konstanter Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  zu einer stärkeren Vormagnetisierung für den nächsten Puls führt (vgl. schraffierte Fläche in Abbildung 4.50 a)). Entsprechend wird bei zu geringer Vormagnetisierung die eingeschlossene Fläche überproportional kleiner und folglich wird überproportional weniger Energie in den Kondensator  $C_r$  transferiert. Durch die variable Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}(B, H)$  erfolgt somit noch eine stärkere Gegenkopplung als bei konstanter Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$ , was auf eine verbesserte Stabilität hinweist.



**Abbildung 4.50:** a) Gespeicherte Energie in der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und b) rückgewinnbare magnetische Energie  $E_{mag,Cr}$  unter Berücksichtigung der Hystereseverluste  $E_k$ .

Für die Stabilitätsanalyse müssen ebenfalls die Verluste in der aktiven Vormagnetisierung sowie die Kernverluste, hauptsächlich die Hystereseverluste (proportional zur von der Hystereseschleife eingeschlossenen Fläche), berücksichtigt werden. Wie aus Abbildung 4.50 b) ersichtlich ist, kann aufgrund der Hystereseschleife/-verluste während der Entmagnetisierung nur noch die Energie  $E_{mag,Cr}$  zurückgewonnen und im Kondensator  $C_r$  gespeichert werden. Zusätzlich geht durch die Verluste in der Vormagnetisierungsschaltung (vgl. Abschnitt 4.3.4) weitere Energie verloren. In Abbildung 4.51 a)-c) ist schematisch die Einregelung über drei Pulse unter Vernachlässigung der Verluste in der aktiven Vormagnetisierung dargestellt. Vor dem ersten Puls wird dabei wesentlich mehr Energie  $E_{mag,Cr\_out}$  vom Kondensator  $C_r$  zur Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  transferiert als anschliessend zurückgeliefert wird. Folglich ist vor dem zweiten Puls wenig Energie im Kondensator  $C_r$  gespeichert und der Transformator wird nur wenig vormagnetisiert. Entsprechend resultiert eine stärkere positive Auslenkung während dem zweiten Puls, wodurch mehr Energie  $E_{mag,Cr\_in}$  in den Kondensator  $C_r$  zurückfließt. Beim dritten Puls wird in beide Richtungen gleich viel Energie transferiert und es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Das System ist somit dann gerade stabil, wenn die Flächen  $E_{mag,Cr\_out}$  und  $E_{mag,Cr\_in}$  gleich gross sind, falls zusätzliche Verluste vernachlässigt werden. Dieselben Überlegungen können durchgeführt werden, wenn beim ersten Puls zu viel Energie von der Magnetisierungsinduktivität geliefert wird, also falls  $E_{mag,Cr\_out} \ll E_{mag,Cr\_in}$  ist.



**Abbildung 4.51:** Einregelung über drei Pulse **a)** Puls 1:  $E_{mag,Cr\_out} \gg E_{mag,Cr\_in}$ , **b)** Puls 2:  $E_{mag,Cr\_out} > E_{mag,Cr\_in}$  und **c)** Puls 3:  $E_{mag,Cr\_out} = E_{mag,Cr\_in}$ .

Unter Berücksichtigung der Verluste in der aktiven Vormagnetisierung wird während der Aufmagnetisierungszeit  $T_{premag}$  dem Kondensator zusätzlich zur in der Magnetisierungsinduktivität gespeicherten Energie  $E_{mag,Cr\_out}$  noch die Verlustenergie der Vormagnetisierung  $E_{AV,T_{premag}}$  entnommen. Nach dem Puls fließt die Energie  $E_{mag,Cr\_in}$  zurück in den Kondensator  $C_r$ , wobei ein Teil in Verlusten der aktiven Vormagnetisierung  $E_{AV,T_{demag}}$  übergeht. Anhand Gleichung (4.84) lässt sich folglich bei Selbstregelung der Kernaussteuerung folgende Energiebilanz aufstellen.

$$\begin{aligned}
 E_{mag,Cr\_out} + E_{AV,T_{premag}} &= E_{mag,Cr\_in} - E_{AV,T_{demag}} \\
 E_{AV,T_{premag}} + E_{AV,T_{demag}} &= E_{mag,Cr\_in} - E_{mag,Cr\_out} \quad (4.84)
 \end{aligned}$$

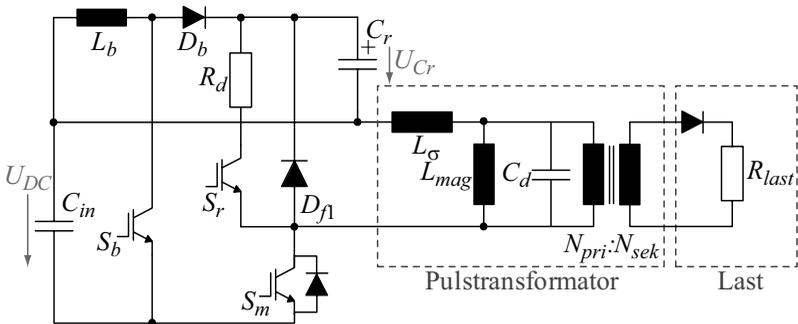
Somit könnten die zu den Hystereseverlusten zusätzlichen Verluste der aktiven Vormagnetisierung inklusive Verluste in den Zuleitungen sowie allfällige Wirbelstromverluste anhand der Flächendifferenz abgeschätzt werden. Jedoch kann einerseits bei asymmetrischer Kernaussteuerung die Remanenz  $B_{rem}$  vor dem Puls nicht genau bestimmt werden, was eine Flächenberechnung nur im begrenztem Masse zulässt. Andererseits fliesst ein Teil der in der Streuinduktivität  $L_\sigma$  sowie der parasitäre Kapazität  $C_d$  gespeicherten Energie ebenfalls in den Kondensator  $C_r$ , wodurch eine weniger asymmetrische Kernaussteuerung resultiert und dabei die gemessenen Verluste kleiner werden. Aufgrund der Mitbestimmung des Flächeninhaltes  $E_{mag,Cr\_in}$  kann die Remanenz  $B_{rem}$  einen wesentlichen Einfluss auf die Stabilität nehmen. Bei einer hohen Remanenz  $B_{rem}$  ist die Fläche  $E_{mag,Cr\_in}$  kleiner und somit wird weniger Energie in den Kondensator  $C_r$  zurückgeführt. Im Extremum liegt die Remanenz  $B_{rem}$  knapp unterhalb der Sättigungsgrenze  $B_{sat}$ , wodurch fast keine Energie mehr in den Kondensator  $C_r$  geführt wird. In diesem Fall ist ein Betrieb der aktiven Vormagnetisierung mit Selbstregelung bzw. Stabilität ohne Sättigung ausgeschlossen, weshalb eine zusätzliche Regelung zur Erzielung einer symmetrischen Kernaussteuerung erforderlich ist.

### 4.3.3 Verfahren zur symmetrischen Flussregelung

Wie soeben gezeigt, kann für grössere Systemverluste  $E_{sys}$  die Schaltung nicht mehr länger selbstgeregelt betrieben werden, da die stärker werdende Asymmetrie in der Kernaussteuerung zu einer Sättigung des Transformatorkerns führen könnte oder eine wesentlich grössere Kernquerschnittsfläche nötig wäre. Demzufolge, müssen die Verluste  $E_{sys}$  über eine weitere Energiequelle kompensiert werden, wie z.B. einem DC/DC-Wandler, der die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  auf einen konstanten Wert  $U_{Cr,nom}$  regelt. Zusätzlich zur Spannungsregelung muss anhand Gleichung (4.52) eine entsprechende Regelung der Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  implementiert werden, damit eine symmetrische Kernaussteuerung erreicht wird.

## Realisierung der Kondensatoraufladung

Grundsätzlich kann die Kondensatoraufladung mittels einer externen Quelle, welche die Energie z.B. aus dem Netz liefert oder mittels eines DC/DC-Wandlers, welcher die Energie aus dem Eingangskondensator  $C_{in}$  entnimmt, realisiert werden. Bei einer Entnahme der Energie aus dem Netz, stellt ein einfacher Diodengleichrichter mit anschließender LC- bzw. RC-Filterung die einfachste Variante dar. Wird auf eine weitere externe Quelle verzichtet, kann die Energie wie in Abbildung 4.52 mittels eines Inverswandlers vom Eingangskondensator  $C_{in}$  in den Kondensator  $C_r$  transferiert werden. Da bei der Energiezuführung keine galvanische Trennung der beiden Energiespeicher erforderlich ist, eignet sich die Inverswandler-Topologie aufgrund der einfachen Schaltungsstruktur, bestehend aus der Induktivität  $L_b$ , der Diode  $D_b$  und dem Schalter  $S_b$  am besten [230]. Als einziger Nachteil erweist sich die erhöhte Spannungs- und Strombeanspruchung der Halbleiterbauelemente. Jedoch sind entsprechende Halbleiter für die Spezifikationen aus Tabelle 4.6 auf dem Markt in diskreter Bauweise erhältlich. Dabei kann die Auslegung des Inverswandlers derart erfolgen, dass sich die Schaltung über den gesamten Leistungsbereich im DCM (Discontinuous Conduction Mode) befindet. Dies ermöglicht einerseits eine einheitliche Regelung für den gesamten Betriebsbereich und reduziert andererseits aufgrund der Diodenabkommutierung (reverse recovery) die Schaltverluste wesentlich. In Abbildung 4.53 ist der realisierte DC/DC-Wandler zur Kondensatoraufladung dargestellt [230].



**Abbildung 4.52:** Schaltbild des Leistungsmodulators mit aktiver Vormagnetisierung und einem Inverswandler zur Kondensatorladung.



Abbildung 4.53: Foto des DC/DC-Wandlers zur Kondensatorladung.

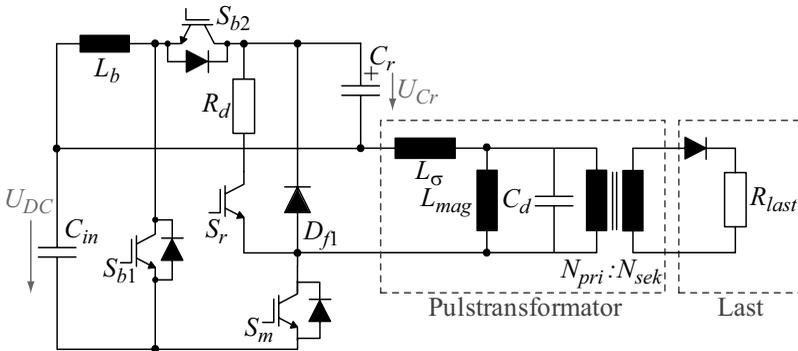
Tabelle 4.6: Spezifikationen des DC/DC Wandlers zur Kondensatoraufladung

<i>Kenndaten</i>	<i>Wert</i>
Eingangsspannung	1000 V
Ausgangsspannung	0-200 V
Ausgangsleistung	1000 W

Wird die während dem Abmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  zurückgewonnene Energie nicht zur erneuten Vormagnetisierung für den nächsten Puls verwendet, kann z.B. durch Vertauschen der Halbleiter (Schalter und Diode) die Energie zurück zum Eingangskondensator  $C_{in}$  transferiert werden. Dabei wird ersichtlich, dass bei Verwendung von Halbleiterschaltern mit interner Diode eine bidirektionaler Leistungstransfer ermöglicht wird, wenn die Diode  $D_b$  durch einen weiteren Schalter  $S_{b2}$  ersetzt wird (vgl. Abbildung 4.54).

### Flussregelung

Bei konstanter Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  muss der Spitzenwert des Magnetisierungsstromes  $I_{mag,1}$  zur Erzielung einer symmetrischen Kernaussteuerung mittels der Aufmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  geregelt werden (vgl. (4.61)). Auf dieselbe Weise, wird die Entmagnetisierungsdauer  $T_{demag}$  durch den Spitzenstrom  $I_{mag,2}$  und die Gegenspannung, welche der Summe von Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  und Vorwärtsspannung  $U_{f1}$  der Freilaufdiode  $D_{f1}$  entspricht, definiert.

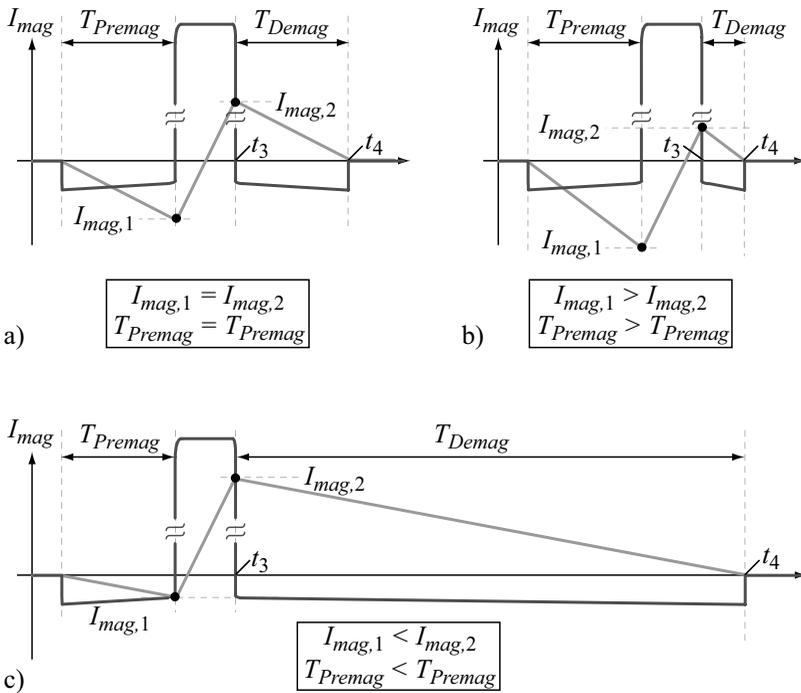


**Abbildung 4.54:** Schaltbild des Leistungsmodulators mit aktiver Vormagnetisierung und DC/DC-Wandler mit bidirektionalem Leistungs-transfer.

$$T_{demag} = \frac{L_{mag} \cdot I_{mag,2}}{U_{Cr} + U_{f1}} \quad (4.85)$$

Konsequenterweise, müssen bei einer symmetrischen Kernaussteuerung von  $-I_{mag}$  bis  $I_{mag}$ , was gleichbedeutend zu  $|I_{mag,1}| = |I_{mag,2}|$  ist, einer konstanten Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  und einer vernachlässigbaren Vorwärtsspannung  $U_{f1}$  der Freilaufdiode  $D_{f1}$  die beiden Magnetisierungsintervalle  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  gleich lang sein (vgl. Abbildung 4.55 a)). Entsprechend ist, wie in Abbildung 4.55 b) gezeigt, bei asymmetrischer Kernaussteuerung die Abmagnetisierungsdauer  $T_{demag}$  kürzer als  $T_{premag}$ , falls  $|I_{mag,1}| > |I_{mag,2}|$  ist. Umgekehrt ist die Abmagnetisierungsdauer  $T_{demag}$  länger als  $T_{premag}$ , falls  $|I_{mag,1}| < |I_{mag,2}|$  ist (vgl. Abbildung 4.55 c)).

Damit schliesslich eine symmetrische Kernaussteuerung erreicht wird, muss die Aufmagnetisierungszeit  $T_{premag}$  derart geregelt werden, dass eine Gleichheit der Magnetisierungszeiten  $T_{premag} = T_{demag}$  erreicht wird. Die Abmagnetisierungsdauer  $T_{demag}$  kann dabei mittels einfacher Flankendetektion von  $t_3$  und  $t_4$  an der Schalterspannung durch einen Komparator gemessen werden (vgl. Abbildung 4.55). Liegt beim Regelungsverfahren keine konstante Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  zugrunde, kann die Regelung über die Gleichheit der Spannungszeitflächen erfolgen, wobei eine Integration der Gegenspannung nötig wird, die z.B. über ein RC-Glied mit entsprechender Knickfrequenz erfolgen kann.



**Abbildung 4.55:** a) Symmetrische Kernaussteuerung, falls  $T_{Premag} = T_{Demag}$ , b) und c) asymmetrische Kernaussteuerung, falls  $T_{Premag} > T_{Demag}$  respektive  $T_{Premag} < T_{Demag}$ .

### Mass für die Asymmetrie und die Verluste im System

Die Erkenntnis, dass bei asymmetrischer Kernaussteuerung die Intervalle  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  unterschiedlich lang sind, kann auch für die aktive Vormagnetisierung bei Selbstregelung verwendet werden. Dabei stellt die Differenz  $|T_{premag} - T_{demag}|$  ein Mass für die vorliegende Asymmetrie dar. Zusätzlich führen bei Selbstregelung die steigenden Systemverluste  $E_{sys}$  zu steigender Asymmetrie in der Kernaussteuerung (vgl. Abschnitt 4.3.2). Somit ist die Differenz  $|T_{premag} - T_{demag}|$  ebenfalls als Mass für die Systemverluste  $E_{sys}$  verwendbar.

Die Systemverluste  $E_{sys}$  können jedoch aufgrund des nichtlinearen Verhaltens des Kernmaterials weder berechnet noch genauen Schal-

tungsteilen zugeordnet werden, da die Verluste  $E_{sys}$  nicht den tatsächlichen Gesamtverlusten des Systems entsprechen. Einerseits wird bereits während der Pulsdauer  $T_p$  von der Pulsquelle ein Teil der Kernverluste kompensiert und andererseits fließen Teile von gespeicherten Energien in der Streuinduktivität  $L_\sigma$  sowie der parasitären Kapazität  $C_d$  in den Kondensator  $C_r$  zurück. Deshalb kann weder durch einen Flächenvergleich in der Hysteresekurve von  $E_{mag,Cr\_out}$  und  $E_{mag,Cr\_in}$  noch durch Messung des Spannungseinbruchs  $\Delta\bar{U}_{Cr}$  eine genaue Aussage über die Verluste bzw. Verlustanteile gemacht werden.

### 4.3.4 Bauteilbeanspruchung und Verlustberechnung

#### Bauteilbeanspruchung

Die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  ist auf die transformierte maximal zulässige negative Klystronspannung von 300 V zu beschränken. Durch die Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  erfolgt dabei eine zusätzliche Belastung der Schaltelemente  $S_M$  und  $S_r$ , welche ohne aktive Vormagnetisierung bei der Eingangsspannung von 1000 V liegt. Damit weiterhin 1700 V-Bauelemente für die IGBTs und die Freilaufdiode eingesetzt werden können, wird die Kondensatorspannung auf  $U_{Cr} = 200$  V begrenzt. Die Gesamtstrombelastung der IGBTs entspricht dem Magnetisierungsstrom  $I_{mag,1}$  und beträgt bei symmetrischer Vormagnetisierung und den gegebenen Modulatorspezifikationen aus Tabelle 4.1 etwa 1 kA. Bei einer Aufteilung der aktiven Vormagnetisierung auf die vier Pulsgeneratorzweige ergibt dies pro IGBT-Modul einen Spitzenstrom von 250 A. Für die Freilaufdiode  $D_{f1}$  resultiert dieselbe Strombelastung, wobei zusätzlich, abhängig vom Kommutierungsverhalten des Laststromes vom Schalter  $S_M$  auf die Freilaufdiode  $D_{f1}$ , der von der Streuinduktivität getriebene Laststrom berücksichtigt werden muss. Dies gilt vor allem beim Ausschalten des IGBTs bei resistiver Last. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, ist die Energie in der Streuinduktivität beim Schalten im Modulator mit kapazitiver Last ( $C_d$  des Transformators) bereits vor dem vollständigen Ausschaltvorgang des IGBTs abgebaut und tritt somit im Freilaufdiodenstrom nicht mehr auf.

### Verlustberechnung

Zur Berechnung der Verluste in der aktiven Vormagnetisierung werden die Schaltverluste vernachlässigt (Induktives Einschalten bei 0 A) und nur die Leitverluste berücksichtigt. Für die Vorwärtsspannung in der Diode  $U_{f1}$  bzw. IGBT-Modul  $U_{ce,sat}$  wird eine konstante Spannung von je 2.5 V angenommen. Zur Reduktion von auftretenden Schwingungen während der Auf- und Entmagnetisierungszeit wurde für den Dämpfungswiderstand anhand von Simulationen in SIMPLORER ein Wert von  $R_d = 30 \text{ m}\Omega$  gewählt.

$$\begin{aligned} E_{IGBT} &= U_{ce,sat} \cdot \int_{t_0}^{t_1} I_{mag}(t) dt \\ &= \frac{1}{2} U_{ce,sat} \cdot I_{mag,1} \cdot T_{premag} \end{aligned} \quad (4.86)$$

$$\begin{aligned} E_{Df} &= U_f \cdot \int_{t_3}^{t_4} I_{mag}(t) dt \\ &= \frac{1}{2} U_{ce,sat} \cdot I_{mag,2} \cdot T_{demag} \end{aligned} \quad (4.87)$$

$$\begin{aligned} P_{Rd} &= R_d \cdot \left( \int_{t_0}^{t_1} I_{mag}^2(t) dt + \int_{t_3}^{t_4} I_{mag}^2(t) dt \right) \\ &= \frac{1}{3} R_d \cdot I_{mag}^2 \cdot (T_{premag} + T_{demag}) \end{aligned} \quad (4.88)$$

Die Verluste sind dabei linear abhängig von der Auf- und Abmagnetisierungsdauer  $T_{premag}$  bzw.  $T_{demag}$ , welche durch die gewählte Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  definiert sind. Entsprechend sinken die Verluste linear mit den kürzeren Magnetisierungszeiten  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  bzw. höheren Kondensatorspannung  $U_{Cr}$ . Die Verluste der aktiven Vormagnetisierung für symmetrische Kernaussteuerung mit  $T_{premag} = T_{demag}$  und  $U_{Cr} = 200 \text{ V}$  sind in Tabelle 4.7 gegeben. Diese sind aufgrund der größeren Kondensatorspannung  $U_{Cr}$  wesentlich geringer als in [226, 227] berechnet.

**Tabelle 4.7:** Verluste der aktiven Vormagnetisierungsschaltung.

<i>Bauelement</i>	<i>Energie pro Puls / Leistung bei <math>f_{rep} = 200</math> Hz</i>
Freilaufdiode $D_{f1}$	0.0156 J / 3.2 W
Dämpfungswiderstand $R_d$	0.25 J / 50 W
IGBT $S_r$	0.0156 J / 3.2 W
Gesamtverluste	0.2812 J / 56.4 W

### 4.3.5 Dimensionierung und Realisierung

#### Aktive Vormagnetisierung

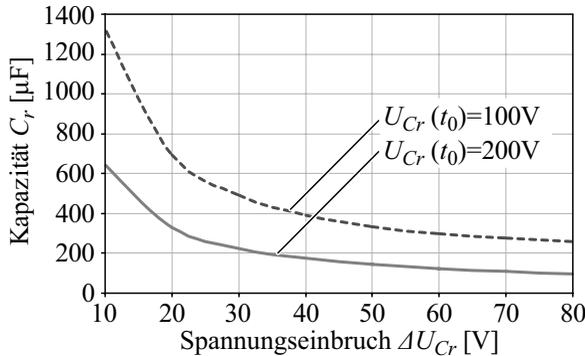
Anhand der obenerwähnten Überlegungen wurde die Kondensatorspannung aufgrund maximaler negativer Klystronspannung und zusätzlicher Spannungsbelastung der Halbleiter auf  $U_{C_r,max} = 200$  V begrenzt. Die zur Vormagnetisierung erforderliche Energie, welche minimal im Kondensator gespeichert werden muss, lässt sich aus der Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  und dem nötigen Magnetisierungsstrom  $I_{mag,1}$  berechnen.

$$\begin{aligned}
 E_{C_r} &= \frac{1}{2} L_{mag} \cdot I_{mag,1}^2 \\
 &= \frac{1}{2} 2.5 \mu\text{H} \cdot (1000 \text{ A})^2 = 1.25 \text{ J}
 \end{aligned} \tag{4.89}$$

Die vom Kondensator  $C_r$  entnommene Energie  $E_{mag,C_r\_out}$  führt dabei in Abhängigkeit der Anfangsspannung  $U_{C_r}(t_0)$  und der Kapazität  $C_r$  zu einem entsprechenden Spannungseinbruch am Kondensator  $C_r$

$$E_{mag,C_r\_out} = \frac{1}{2} C_r \cdot (U_{C_r}(t_0)^2 - U_{C_r}(t_1)^2) \tag{4.90}$$

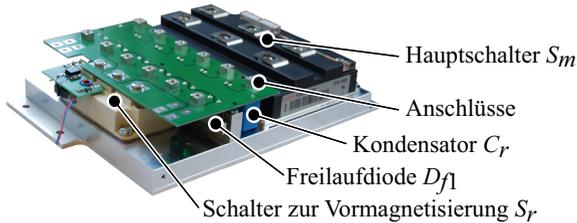
Zur Dimensionierung des Kondensators  $C_r$  ist in Abbildung 4.56 anhand Gleichung (4.90) jeweils für eine Kondensatorspannung von  $U_{C_r}(t_0) = 100$  V bzw.  $U_{C_r}(t_0) = 200$  V die benötigte Kapazität  $C_r$  in Abhängigkeit des Spannungseinbruchs  $\Delta U_{C_r}$  aufgetragen.



**Abbildung 4.56:** Spannungseinbruch  $\Delta U_{C_r}$  bei verschiedenen Kapazitätswerten  $C_r$  und  $U_{C_r}(t_0) = 100$  V bzw.  $U_{C_r}(t_0) = 200$  V.

Aufgrund der Verfügbarkeit von Bauelementen und erreichbaren Kapazitätsdichte wurde die Kondensatorspannung auf  $U_{C_r} = 200$  V ( $U_{max,inv} = -34$  kV) festgelegt und ein Kapazitätswert von  $240 \mu\text{F}$  gewählt. Dies ergibt während dem Aufmagnetisierungsintervall ein Spannungseinbruch  $\Delta U_{C_r}$  von  $25$  V ( $= 12.5\%$  von  $U_{C_r}(t_0)$ ). Zur Realisierung der Kondensatorbank  $C_r$  wurden pro Pulsgeneratorzweig sechs parallel geschaltete  $250$  V- $10 \mu\text{F}$ -Folienkondensatoren von Epcos verwendet (siehe Tabelle 4.8). Durch die erforderliche Spannungsfestigkeit von  $1700$  V ist die Auswahl an diskreten Bauelementen für die Freilaufdiode auf wenige Hersteller (IXYS) beschränkt. Die Freilaufdiode  $D_{f1}$  wurde aus sechs parallel geschalteten diskreten  $1800$  V- $60$  A-Dioden aufgebaut, die bei einer Magnetisierungsinduktivität von  $L_{mag} = 2.5 \mu\text{H}$  im Abmagnetisierungsintervall  $T_{demag}$  gemeinsam einen Spitzenstrom von  $250$  A tragen müssen (vgl. Tabelle 4.8). Analog zu den Dioden ist auch bei den  $1700$  V-IGBT Modulen die Zahl der Hersteller beschränkt. Die Wahl fiel dabei auf ein  $1700$  V- $430$  A-Modul von Semikron, dass ebenfalls einen Maximalstrom von  $250$  A schalten muss (vgl. Tabelle 4.8). In Abbildung 4.57 ist ein Foto des Pulsgenerators (*Modulator III*) ohne Eingangskondensator mit der realisierten aktiven Vormagnetisierung gezeigt.

**Bemerkung:** Als Freilaufdiode kann theoretisch auch die im IGBT-Modul integrierte Diode verwendet werden. Jedoch wurde aufgrund einer niederinduktiven Stromführung auf diese verzichtet.



**Abbildung 4.57: a)** Prototyp der aktiven Vormagnetisierung des *Modulators III*.

**Tabelle 4.8:** Bauelemente der aktiven Vormagnetisierung pro Puls-generatorzweig.

<i>Bauelement (Anzahl)</i>	<i>Hersteller</i>	<i>Typenbezeichnung</i>	<i>Kenndaten</i>
IGBT Modul $S_r$ (1)	Semikron	SMK400GAL176D	1700 V/430 A
Diode $D_{f1}$ (6)	IXYS	DH60-18A	1800 V/60 A
Kondensator $C_r$ (6)	Epcos	B32524Q3106	10 $\mu$ F/250 V

### Hochspannungsdiode

Zu Testzwecken der aktiven Vormagnetisierung muss die ohmsche Last zur Modellierung des Klystrons mit einer in Reihe geschalteten Diode erweitert werden. Die Diode weist dabei eine Sperrspannungsfestigkeit von 50 kV (primärseitig  $\approx 300$  V) und eine Spitzenstromtragefähigkeit von 100 A auf. Aufgrund der erforderlichen Spannungsfestigkeit und dem Fast-Recovery-Verhalten ist die Hochspannungsdiode mittels in Reihe geschalteten diskreten fast-soft-recovery 1200 V-Dioden aufgebaut (vgl. Tabelle 4.9). Zusätzlich sind zu den Dioden jeweils drei Widerstände und Kondensatoren parallel geschaltet, damit eine gleichmässige Spannungsaufteilung garantiert wird. In Abbildung 4.58 ist die 50 kV-100 A Diode abgebildet.



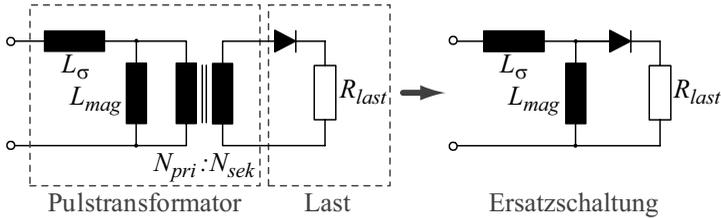
**Abbildung 4.58:** Die zur Modellierung des Klystrons verwendete 50 kV-100 A-Hochspannungsdiode.

**Tabelle 4.9:** Bauelemente der 50 kV-100 A-Hochspannungsdiode.

<i>Bauelement (Anzahl)</i>	<i>Hersteller</i>	<i>Typenbezeichnung</i>	<i>Kenndaten</i>
Diode (50)	IRF	8EWF12SPBF	1200 V/8 A
Widerstand (150)	Vishay	CRCW2512100	100 k $\Omega$ /500 V
Kondensator (150)	AVX	12067C102KAT2A	1 nF/500 V

### 4.3.6 Messresultate

Zur Überprüfung der korrekten Funktion der aktiven Vormagnetisierung, der Selbstregelung und dem beschriebenen Regelungsverfahren für symmetrische Kernaussteuerung wird in einem ersten Schritt der Transformator durch eine Induktivität, welche die Magnetisierungsinduktivität modelliert, ersetzt (vgl. Abbildung 4.59). Anschliessend folgen Messungen bezüglich der Selbstregelung und dem Regelungsverfahren mit symmetrischer Kernaussteuerung am *Modulator III*. Dabei zeigt sich, dass mit dem realisierten Transformator eine Selbstregelung der Kernaussteuerung bei Volllast (170 kV-5  $\mu$ s-Puls) möglich ist.



**Abbildung 4.59:** Ersatzschaltung des Transformators zur Überprüfung der korrekten Funktionsweise der aktiven Vormagnetisierung.

### Grundfunktion der aktiven Vormagnetisierung

In Abbildung 4.60, 4.61 und 4.62 sind der gemessene Magnetisierungsstrom  $I_{mag}$ , der IGBT Strom  $I_c$  und die IGBT Spannung  $U_{ce}$  während einer Pulsperiode für symmetrische und asymmetrische Kernaussteuerung gezeigt. Bei symmetrischer Kernaussteuerung ist erkennbar, dass die Dauer der beiden Magnetisierungsintervallen  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  in etwa gleich gross sind. Der relative Fehler zwischen  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  resultiert aus der zusätzlichen Gegenspannung durch die Vorwärtsspannung  $U_f$  und der langen reverse-recovery-Zeit der dort verwendeten Freilaufdioden (DSI45, 1600 V-48 A-Diode, IXYS).

Wie erwartet, wird die Entmagnetisierungsdauer  $T_{demag}$  kürzer, falls  $I_{mag,1}$  grösser wird (siehe Abbildung 4.61). Entsprechend nimmt die Entmagnetisierungsdauer  $T_{demag}$  mit kleinerem Spitzenstrom  $I_{mag,1}$  zu (vgl. Abbildung 4.62). Im Spannungsverlauf  $U_{ce}$  ist, wie in Abschnitt 4.3.1 erklärt, am Ende des Intervalls  $T_{premag}$  eine kurze negative Spannungsspitze erkennbar, die durch den Strom in der Streuinduktivität  $L_\sigma$  hervorgerufen wird, welcher während der Verzögerungszeit  $T_{ID}$  auf den Eingangskreis kommutiert.

### Selbstregelung und symmetrische Kernaussteuerung

Zusätzlich wurde am *Modulator I* mit der besprochenen Ersatzschaltung anhand Abbildung 4.59 die aktive Vormagnetisierung bei Selbstregelung und bei symmetrischer Kernaussteuerung untersucht, wobei zusätzlich die resultierenden Hysteresekurven gemessen wurde (vgl. Abbildung 4.63 und 4.64).

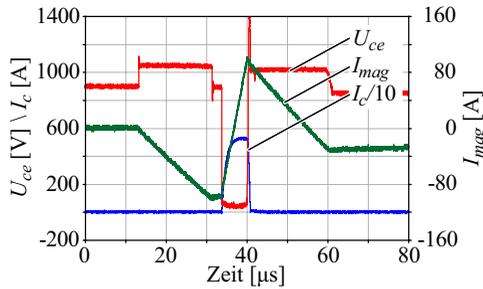


Abbildung 4.60: Symmetrische Kernaussteuerung, falls  $T_{premag} \approx T_{demag}$ .

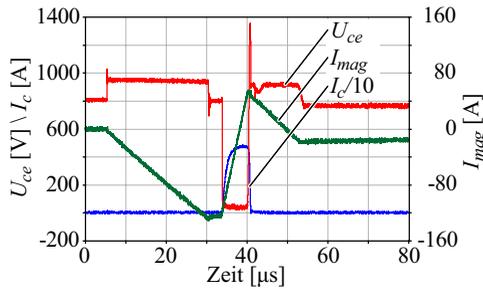


Abbildung 4.61: Asymmetrische Kernaussteuerung, falls  $T_{premag} > T_{demag}$ .

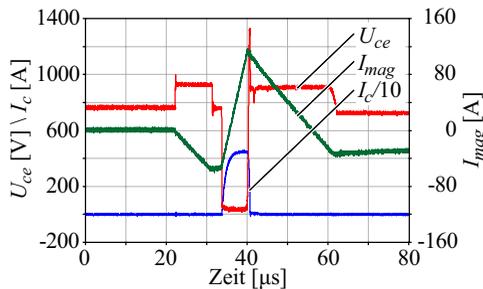
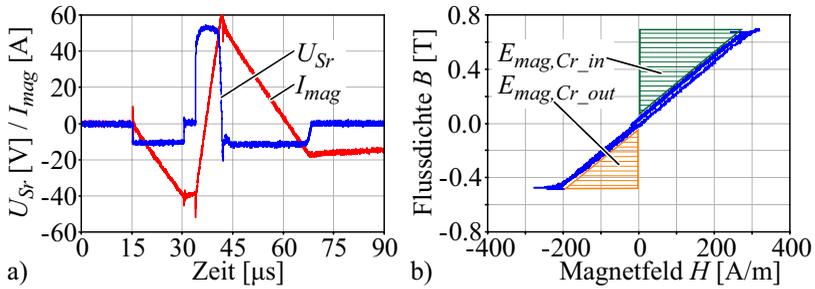
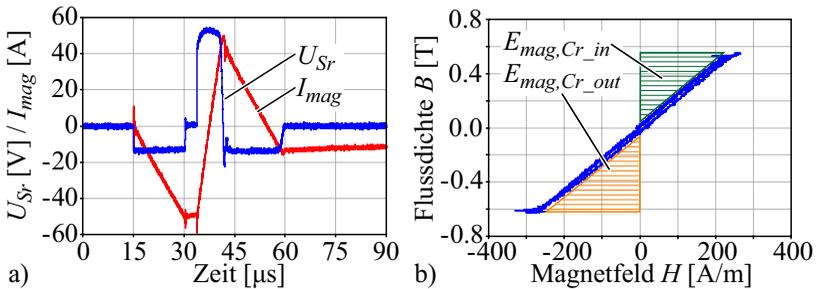


Abbildung 4.62: Asymmetrisch Kernaussteuerung, falls  $T_{premag} < T_{demag}$ .

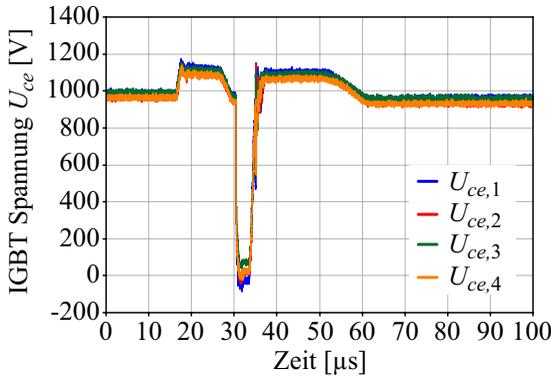


**Abbildung 4.63:** a) Aktive Vormagnetisierung bei Selbstregelung und b) die entsprechende Hysteresekurve mit den Flächen  $E_{mag,Cr\_in}$  und  $E_{mag,Cr\_out}$ .



**Abbildung 4.64:** a) Aktive Vormagnetisierung bei symmetrischer Kerenaussteuerung und b) die entsprechende Hysteresekurve mit den in etwa gleich grossen Flächen  $E_{mag,Cr\_in}$  und  $E_{mag,Cr\_out}$ .

Für die Magnetisierungsinduktivität  $L_{mag}$  wurde ein SiFe-Musterkern mit 0.05 mm Banddicke verwendet. Zur Erzielung der gewünschten Induktivität wurden 8 Windungen auf den Kern aufgebracht. Zusätzlich musste ein Luftspalt von 0.5 mm zur Verhinderung der Sättigung eingefügt werden. Somit ergibt sich eine relativ schmale und stark geneigte (gescherte) Hysteresekurve. Trotzdem ist anhand der eingezeichneten Flächen in den Abbildungen 4.63 b) und 4.64 b) ersichtlich, dass bei Selbstregelung die Fläche  $E_{mag,Cr\_in}$  grösser ist als  $E_{mag,Cr\_out}$  und somit die Verluste kompensiert werden können. Bei symmetrischer Kerenaussteuerung sind die Flächen  $E_{mag,Cr\_in}$  und  $E_{mag,Cr\_out}$  in etwa gleich gross.



**Abbildung 4.65:** Schalterspannungen  $U_{ce}$  bei Selbstregelung und Vollast (20 MW, 5  $\mu$ s-Puls).

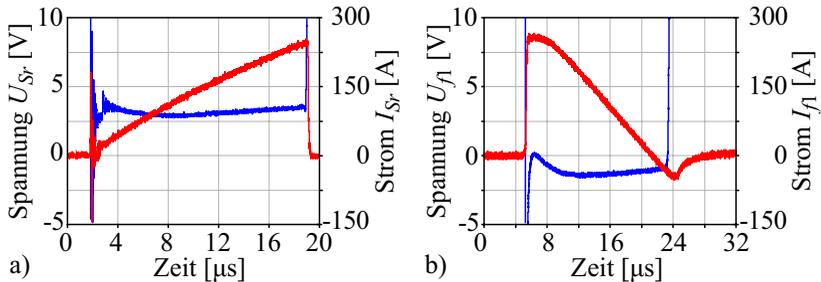
In Abbildung 4.65 sind die Schalterspannungen der vier magnetisch gekoppelten IGBT-Module des *Modulator III* bei Vollast (20 MW, 5  $\mu$ s) und bei Selbstregelung gezeigt. Dabei stellt sich in allen IGBT-Modulen eine identische Spannungsverteilung ein. Zudem sind die drei Intervalle  $T_{premag}$ ,  $T_p$  und  $T_{demag}$  gut zu erkennen.

### Verlustmessung

In Abbildung 4.66 sind die Spannungs- und Stromkurven eines IGBT-Moduls  $S_r$  bzw. einer Freilaufdiode  $D_f$  während den Magnetisierungsintervallen  $T_{premag}$  und  $T_{demag}$  gegeben. Die Kondensatorspannung beträgt in den Messungen  $U_{Cr} = 200$  V. Die daraus ermittelten Verluste eines Pulsgeneratorzweiges sind in Tabelle 4.10 aufgelistet. Zusätzlich sind die Schaltverluste der Halbleitern gegeben, welche in der Berechnung nicht berücksichtigt wurden. Zudem wurde in der realisierten Schaltung aufgrund der bereits vorhandenen Dämpfung durch die Zuleitungen kein zusätzlicher Widerstand eingesetzt, wodurch die Verlustmessungen für  $R_d$  entfallen.

Die Leitverluste in der Diode  $D_f$  sind aufgrund der geringeren Vorwärtsspannung kleiner als berechnet (vgl. Abbildung 4.66 b)). Jedoch fallen die Schaltverluste in der verwendeten Diode (DSI45, 1600 V – 48 A-Diode, IXYS), welche durch die relativ lange reverse recovery zeit entstehen, mehr ins Gewicht. Die Verluste im IGBT-Modul entsprechen

den berechneten Werten, wobei während dem Ausschaltvorgang zusätzliche Schaltverluste entstehen, die sich jedoch aufgrund der schnellen Ausschaltflanke in Grenzen halten (vgl. Abbildung 4.66 a)).



**Abbildung 4.66:** Spannungs- und Stromkurven a) während  $T_{premag}$  im IGBT-Modul  $S_r$  und b) während  $T_{demag}$  in der Freilaufdiode  $D_{f1}$ .

**Tabelle 4.10:** gemessene Verluste für einen Pulsgeneratorzweig bei aktiver Vormagnetisierung mit  $U_{Cr} = 200V$ .

	<i>Energie pro Puls/ Leistung</i>	
	<i>bei <math>f_{rep} = 200</math> Hz</i>	
	<i>Leitverluste</i>	<i>Schaltverluste</i>
Freilaufdiode $D_{f1}$	3.75 mJ / 0.75 W	67 mJ / 13.4 W
Dämpfungswiderstand $R_d$	– / –	– / –
IGBT $S_r$	8 mJ / 1.6 W	4.5 mJ / 0.9 W
Halbleiterverluste	11.75 mJ / 2.35 W	71.5 mJ / 14.3 W

## 4.4 Schlussfolgerung

In diesem Kapitel wurden unterschiedliche Vormagnetisierungsschaltungen, deren Funktionen, resultierende Verluste, Regelung und Realisierungen detailliert untersucht. Die passive Vormagnetisierung weist von allen Schaltungen die geringste Komplexität auf, wobei nur eine Drossel als Schutzvorrichtung für die Spannungsquelle und eine dritte Wicklung auf dem Transformator benötigt wird. Grundsätzlich kann auf die dritte Wicklung verzichtet werden, was jedoch in grösseren Verlusten endet. Diese liegen bei der passiven Vormagnetisierung mit optimalem Design bereits über dem 3-fachen bzw. 10-fachen Wert der verbesserten und aktiven Vormagnetisierung. Des Weiteren muss bei der passiven Vormagnetisierung die Freilaufdiode zur Reduktion der Entmagnetisierungszeit eine hohe Vorwärtsspannung aufweisen. Dadurch treten an der Freilaufdiode hohe Belastungen und hohe Verluste an, was eine entsprechende Kühlung der Halbleiter erfordert und insgesamt mit der Drossel ein grosses Volumen beansprucht.

Bei der verbesserten Vormagnetisierung steigt die Komplexität aufgrund der aufwändigeren Vormagnetisierungsquelle wesentlich. Zusätzlich muss die Vormagnetisierungsquelle über einen grosse Eingangskapazität zur Speicherung der zurückgewonnenen Energie verfügen. Die dritte Wicklung auf dem Transformator kann jedoch entfallen und die Verluste können wesentlich gesenkt werden. Die Drossel weist trotz veränderten Spezifikationen dasselbe Volumen auf. Somit bleibt das Gesamtvolumen in etwa konstant.

Das kleinste Bauvolumen kann mittels aktiver Vormagnetisierung erreicht werden. Ebenfalls kann die Komplexität gegenüber der verbesserten Vormagnetisierung von insgesamt sechs Halbleiter auf zwei Halbleiter reduziert werden. Zusätzlich kann die Energie in der Magnetisierungsinduktivität zurückgewonnen werden, was neben den Verluste auch die Belastung der Bauelemente senkt. Schlussendlich erfordert die aktive Vormagnetisierung bei Selbstregelung keine speziellen Mess- und Regelungsverfahren. Durch Erweiterung der Schaltung mit einfacher Flankendetektion kann eine symmetrische Kernaussteuerung erreicht werden. In Tabelle 4.11 sind die verschiedenen Vor- und Nachteile der einzelnen Schaltungen nochmals zusammengefasst.

Unabhängig von der Wahl der Vormagnetisierungsschaltung können im Vergleich zu Leistungsmodulatoren ohne Vormagnetisierungsschaltung ebenfalls wesentliche Vorteile gewonnen werden. Zum Abschluss

sind im Folgenden die entscheidenden Vorteile nochmals aufgelistet

- Reduktion des Kernvolumens um mindestens 50 % aufgrund der halben Kernquerschnittsfläche  $A_k$ ;
- Verkleinerung des gesamten Transformatorvolumens (abhängig von der Transformator-topologie);
- Reduktion der Windungs-/Wicklungslänge um  $\sqrt{2}$  ( $\approx 30\%$ ) bei Annahme einer quadratischen Kernquerschnittsfläche;
- Verminderung der Wicklungsverluste aufgrund der 30 % kürzeren Wicklungslänge;
- Verkleinerung der Streuinduktivität und der verteilten Kapazität um  $\sqrt{2}$  ( $\approx 30\%$ ) bei Annahme einer quadratischen Kernquerschnittsfläche;
- Reduktion der Pulsanstiegszeit  $T_r = 2\pi T_{10\%-90\%} \sqrt{L_\sigma C_d}$  um  $\sqrt{2}$  ( $\approx 30\%$ ), bei Annahme eines gleichbleibenden Dämpfungsfaktors;
- Verminderung der Materialkosten aufgrund des geringeren Kernvolumens, des geringeren Transformatorvolumens und der kürzeren Kupferlänge.

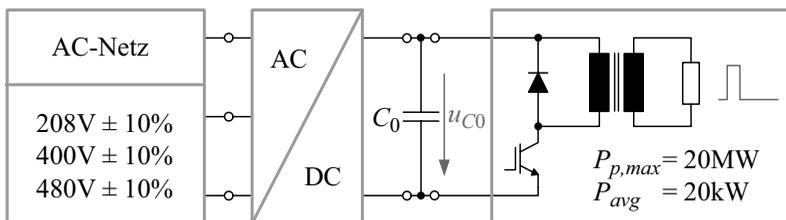
**Tabelle 4.11:** Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Vormagnetisierungsschaltungen.

	<i>Passiv</i>	<i>Verbessert</i>	<i>Aktiv</i>
<i>Komplexität</i>	Einfach/Robust	Hoch	Mittel
<i>Komponenten</i>	Spannungsquelle	MOSFET/Diode	IGBT
	$I \downarrow / U \downarrow$	$I \uparrow / U \downarrow$	$I \uparrow / U \uparrow$
	Drossel	Diode $D_{f2}$	Kondensator
	$I \downarrow / U \uparrow$	$I \uparrow / U \uparrow$	$I \uparrow / U \rightarrow$
<i>Dritte Wicklung</i>	Ja	Nein	Nein
<i>Verluste</i>	hoch	mittel	niedrig
<i>Vorwärtssp. <math>U_{f1}</math></i>	hoch	hoch	niedrig
<i>Volumen</i>	hoch	hoch	niedrig/mittel

# Kapitel 5

## DC-Spannungsversorgung für Anwendungen mit pulsförmigen Lastzyklen

Im folgenden Kapitel wird die DC-Spannungsversorgung des Leistungsmodulators und speziell das Regelungskonzept des verwendeten Umrichters für pulsförmige Lasten analysiert, wodurch das untersuchte Leistungsmodulator-System komplettiert wird. Der Leistungsmodulator soll dabei anhand Abbildung 5.1 durch einen AC-DC Konverter vom herkömmlichen Dreiphasennetz versorgt werden.



**Abbildung 5.1:** Leistungsmodulatorsystem mit DC-Spannungsversorgung.

Zur DC-Spannungsversorgung existieren in der Literatur bereits unzählige Konverter, die sich in Abhängigkeit der geforderten Spezifikationen aufgrund der unterschiedlichen Topologien, Funktionsweisen, Größen und Wirkungsgrad mehr oder weniger für eine bestimmte Anwendung eignen. Eine entsprechende Untersuchung von unterschiedlichen Umrichtertypen zur DC-Spannungsversorgung eines Leistungsmodulators aus dem herkömmlichen AC-Netz wurde bereits in [233] durchgeführt. Die dabei festgelegten Spezifikationen des Leistungsmodulators unterscheiden sich vom hier untersuchten System nur im Eingangsspannungsbereich, wobei eine Eingangsspannung von  $U_{DC} = U_{C0} = 150\text{--}450\text{ V}$  anstelle einer Eingangsspannung von  $U_{DC} = 1000\text{ V}$  gewählt wird (vgl. Tabelle 5.1).

Aufgrund der gewünschten Regelbarkeit der DC-Eingangsspannung des Modulators zwischen  $150\text{ V}$  und  $450\text{ V}$  sowie der weltweit unterschiedlich zur Verfügung stehenden Netzspannungen von  $U_{N,l-l} = 208\text{--}480\text{ V}_{(\text{AC})\text{rms}}$  mit zusätzlichen Schwankungen von  $\pm 10\%$  muss der AC-DC-Konverter über einen weiten Eingangs- und Ausgangsbereich verfügen. Dabei ist aus den Spezifikationen zu erkennen, dass sich der Eingangs- und Ausgangsspannungsbereich überlappen und somit in Abhängigkeit der jeweils einzustellenden DC-Eingangsspannung des Modulators, die Netzspannung hoch- oder tiefgesetzt werden muss. Mögliche AC-DC Konverter sind dabei einerseits zweistufige Konzepte, wobei eine Stufe als Hochsetzsteller und die andere Stufe als Tiefsetzsteller arbeitet. Neben den zweistufigen Konzepten existieren andererseits auch einstufige Konzepte wie der Cuk-Konverter, der Vienna II -

**Tabelle 5.1:** Spezifikationen der DC-Spannungsversorgung [233].

<i>Grösse</i>	<i>Min./Max. Wert</i>
Ausgangs-Nennleistung $P_0$	25 kW
Ausgangs-Nennspannung $U_{C0}$	150-450 V
Ausgangs-Nennstrom $I_{Last}$	55-166 A
Wirkungsgrad $\eta$	0.95
Eingangs-Nennleistung $P_N$	26.3 kW
Eingangs-Nennspannung $U_{N,l-l}$	187-528 $\text{V}_{(\text{AC})\text{rms}}$
Eingangs-Nennstrom $I_{N,i}$	28,8-85.8 A

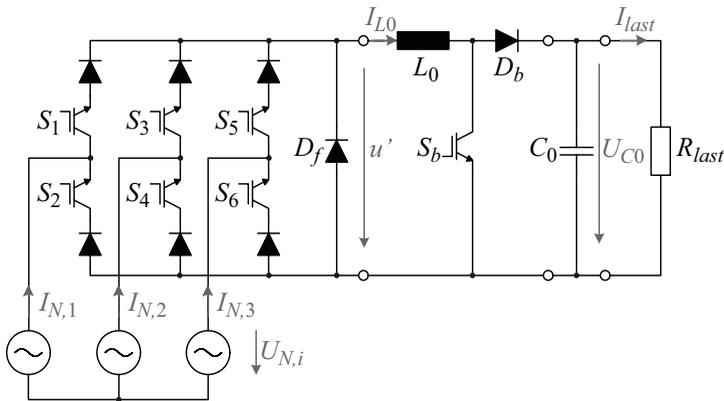
Gleichrichter oder der Buck+Boost-Konverter [233]. Schlussendlich wurde in [233] zur DC-Spannungsversorgung des Leistungsmodulators ein Buck+Boost-Konverter realisiert.

Im Folgenden wird aufgrund der bereits in [233] durchgeführten Untersuchung nicht mehr auf die unterschiedlichen Konvertertopologien eingegangen. Da es sich jedoch im vorliegenden Fall nicht um eine DC-Last sondern um eine pulsformige Last handelt, soll viel mehr das Regelungskonzept beschrieben werden, welches trotz pulsformiger Last mit diskontinuierlicher Leistungsaufnahme eine kontinuierliche Leistungsaufnahme aus dem Netz gewährleistet [238, 239]. Dabei wird das Regelungskonzept basierend auf dem in [233] realisierten Buck+Boost-Konverter mit digitaler Regelungseinheit untersucht. Jedoch ist zu bemerken, dass das folgende Regelungskonzept, unabhängig von der Konvertertopologie ist und somit für beliebige AC-DC und DC-DC Konverter eingesetzt werden kann.

Beim vorliegenden Leistungsmodulator mit einer Pulswiederholfrequenz von  $f_{rep} = 200\text{-}1000\text{ Hz}$  muss der Eingangskondensator zwischen den Pulsen durch den Buck+Boost-Konverter wiederum auf  $\pm 1\%$  der gewünschten Betriebsspannung aufgeladen werden, was besonders während den Lastwechseln eine hohe Dynamik des Spannungsreglers erfordert. Bei einem Lastsprung von Null auf Volllast (25 kW) soll z.B. die Spannung  $U_{C0}$  innert fünf Pulsen auf den Nennwert eingeregelt werden. Dies entspricht bei  $f_{rep} = 1000\text{ Hz}$  gerade einer Einschwingzeit von 5 ms.

## 5.1 Tiefsetz+Hochsetzsteller

Wie in Abbildung 5.2 gezeigt, besteht der Tiefsetz+Hochsetzsteller (engl. *Buck+Boost Konverter*) aus zwei gekoppelten Stufen, dem Tiefsetzsteller und dem nachfolgenden Hochsetzsteller. Durch Weglassen des Ausgangs- bzw. Eingangskondensators des Tiefsetz- und Hochsetzstellers können die konvertereigenen Induktivitäten zu einer Induktivität  $L_0$  vereint und das zweistufige Konzept zu einem einstufigen Konzept vereinfacht werden. Dies stellt z.B. einen grossen Vorteil gegenüber einem Hochsetz-Tiefsetzsteller dar, der nur zweistufig ausgeführt werden kann.



**Abbildung 5.2:** Schaltschema des Buck+Boost-Konverters am Dreiphasennetz ohne Eingangsfilter.

Die Eingangsstufe (Tiefsetzstellerstufe) des Tiefsetz+Hochsetzstellers besteht dabei aus den sechs Schaltern  $S_1$ - $S_6$  und den in Reihe geschalteten Dioden, welche zur gemeinsamen negativen bzw. gemeinsamen positiven Spannungsschiene führen. Anschliessend folgt die gemeinsame Induktivität  $L_0$  mit der Hochsetzstellerstufe, bestehend aus dem Schalter  $S_b$  und der Diode  $D_b$ .

Durch die Verschaltung eines Tief- und Hochsetzstellers kann ein weiter Ein- und Ausgangsbereich abgedeckt werden, wobei auch eine Überschneidung der beiden Spannungsbereiche zulässig ist. Liegt die Ausgangsspannung tiefer als die Eingangsspannung arbeitet der Tiefsetz+Hochsetzsteller im reinen Tiefsetz-Betrieb. Sobald der Tiefsetzsteller einen definierten maximalen Tastgrad erreicht, wird der Hochsetzsteller hinzugeschaltet, wobei dann der Konverter im Tiefsetz+Hochsetzbetrieb arbeitet. Die Tiefsetzstellerstufe behält dann eine maximale Aussteuerung bei und übernimmt nur die sinusförmige Aufteilung des Stromes der Induktivität  $L_0$  auf die Netzphasen.

Durch die dreiphasige Eingangsstufe, welche aufgrund der sinusförmigen Netzströme ein Leistungsfaktor von nahezu 1 erreicht, werden so Normen bezüglich harmonischer Verzerrungen ohne aufwändige Filterstrukturen erfüllt. Damit jedoch mit den in [240–242] beschriebenen Modulationsverfahren ein Leistungsfaktor von  $\approx 1$  resultiert, muss eine konstante kontinuierliche Eingangsleistung garantiert werden.

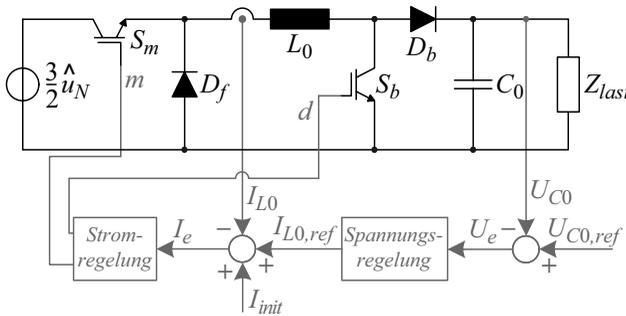


**Abbildung 5.3:** Foto des zur Validierung des Regelungskonzepts verwendeten Buck+Boost-Konverters.

Der entsprechende Prototyp, welcher in [233] realisiert wurde und zur Validierung des Regelungskonzepts verwendet wird, ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

Zur Begrenzung der Stromwelligkeit  $\Delta I_{L0}$  arbeitet der Konverter mit kontinuierlicher Stromführung (CCM) von  $I_{L0}(t)$  und mittlerem Induktivitätsstrom  $I_{L0}$ . Bei hohen Schaltfrequenzen und grossem Induktivitätswert  $L_0$  kann dabei zur Vereinfachung der Schaltungsanalyse die Stromwelligkeit  $\Delta I_{L0}$  vernachlässigt werden. Somit können die Tastgrade des Tiefsetz- und Hochsetzstellers unter Annahme von  $I_{L0}(t) = I_{L0}$ , wie in [240–242] detailliert beschrieben, direkt berechnet werden. Zusätzlich lässt sich der symmetrische dreiphasige Tiefsetz+Hochsetzsteller sowie dessen Regelung anhand [242] durch einen einphasigen DC-DC Konverter mit konstanter Eingangsspannung modellieren. In Abbildung 5.4 ist der vereinfachte Tiefsetz+Hochsetzsteller mit kaskadierter Reglerstruktur, bestehend aus dem inneren Stromregelkreis und überlagertem Spannungsregelkreis, gezeigt.

Zur Regelung der Ausgangsspannung wird die Spannung  $U_{C0}$  gemessen und mit der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  verglichen. Die Spannungsdifferenz, welche gerade dem Spannungsfehler  $U_e$  entspricht, wird dabei als Eingang des Spannungsreglers verwendet. Der Spannungsregler ist als PI-Regler implementiert und liefert am Ausgang den Stromreferenzwert  $I_{L0,ref}$  für den inneren Stromregelkreis. Als Eingang des Strom-



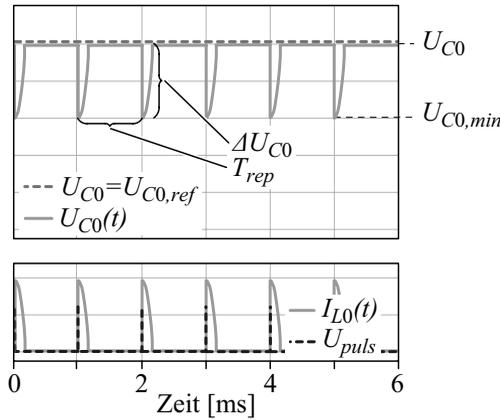
**Abbildung 5.4:** Vereinfachung des dreiphasigen Tiefsetz+Hochsetzstellers in einen einphasigen DC-DC Konverter mit kaskadierter Strom- und Spannungsregelung.

reglers wird der aus der Differenz von Ist- und Sollwert  $I_{L0}$  bzw.  $I_{L0,ref}$  resultierende Stromfehler  $I_e$  verwendet, woraus anschliessend die Tastgrade  $m$  und  $d$  für die Tiefsetz- respektive Hochsetzstellerstufe berechnet werden. Zur Erzielung einer höheren Reglerdynamik, kann z.B. bei Lastsprüngen ein Anfangsstromwert  $I_{init}$  vorgesteuert werden.

## 5.2 Regelungskonzept für Applikationen mit Pulslasten

### 5.2.1 Konventionelle Regelung

Die Regelungsstruktur aus Abbildung 5.4 wird üblicherweise für DC-Lasten verwendet, bei welchen die Ausgangsspannung  $U_{C0}$  auf einen konstanten Wert geregelt wird. Dadurch resultiert bei konstanter Spannung/Last eine konstante Leistungsaufnahme vom AC-Netz, bei welcher mit den geeigneten Modulationsverfahren sinusförmige Ströme erreicht werden. Bei Pulslasten, wie z.B. beim untersuchten Leistungsmodulator, wird jedoch die Leistung in diskontinuierlicher Weise vom Zwischenspeicher (hier: Kondensatorbank) entnommen, welche vom AC-DC Konverter nachgeführt werden muss. Aufgrund der hohen Pulsleistung von 20 MW im Vergleich zur mittleren Leistung von 20 kW bricht die Kondensatorspannung  $U_{C0}$  innerhalb der Pulsdauer abhängig von der gewählten Kapazität  $C_0$  mehr oder weniger ein (hier min. 1%/10 V) und



**Abbildung 5.5:** Schematischer Verlauf der Kondensatorspannung  $U_{C0}$  und des Laststromes  $I_{L0}(t)$  bei konventioneller Regelung unter pulsformiger Belastung.

fällt dabei unter die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$ , was konsequenterweise zu einem relativ grossen Spannungsfehler  $U_e$  führt (vgl. Abbildung 5.5).

Bei Berücksichtigung einer hohen Reglerdynamik resultiert der sprungartig erhöhte Spannungsfehler  $U_e$  in einer raschen Reaktion des Spannungsreglers, indem der Strom  $I_{L0}(t)$  zur Aufladung der Kondensatorbank wesentlich erhöht wird. Sobald die Kondensatorspannung  $U_{C0}$  die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  erreicht, reduziert der Regler den Induktivitätsstrom  $I_{L0}(t)$  auf 0 A, da zwischen den Pulsen seitens der Last keine Leistungsentnahme auftritt. Dieser Regelvorgang kann somit nach jedem Puls beobachtet werden, was zu einer diskontinuierlichen/pulsförmigen Leistungsaufnahme bzw. zu starken harmonischen Belastungen im AC-Netz und demzufolge zu einem schlechten Leistungsfaktor führt (vgl. Abbildung 5.5).

### 5.2.2 Regelung mit variablem Referenzsignal

Eine kontinuierliche Leistungsaufnahme sowie sinusförmige Ströme mit hohem Leistungsfaktor können mittels dem in diesem Abschnitt beschriebenen Regelungskonzept mit variablem Referenzsignal  $U_{C0,ref}(t)$  erreicht werden, wobei die folgenden Bedingung erfüllt werden müssen:

1. Für den korrekten Betrieb des Leistungsmodulators mit konstanter Pulsspannung ist zu Beginn des Pulses eine definierte konstante Kondensatorspannung  $U_{C0}$  einzustellen.
2. Damit ein maximaler Leistungsfaktor erzielt werden kann, muss der AC-DC Konverter eine konstante Leistung vom AC-Netz beziehen [240–242], wobei zwischen zwei Fällen unterschieden wird.
  - (a) Der Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  während des Pulses ist im Vergleich zur Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  klein und kann vernachlässigt werden. Somit kann eine konstante Eingangsleistung, aufgrund von  $P_0 = U_{C0} \cdot I_{L0}$  und der in etwa konstanten Kondensatorspannung  $U_{C0}$  mit einem konstanten Induktivitätsstrom  $I_{L0}$  erreicht werden.
  - (b) Der Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  während dem Puls ist im Vergleich zur Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  gross. Somit ist aufgrund von  $P_0 = U_{C0}(t) \cdot I_{L0}(t)$  und der variablen Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  der Strom  $I_{L0}(t)$  nicht mehr konstant. Folglich muss der Verlauf des Induktivitätsstroms  $I_{L0}(t)$  in Abhängigkeit der Spannungsform  $U_{C0}(t)$  angepasst werden, damit eine konstante Eingangsleistung  $P_0$  erreicht wird.

Unabhängig vom Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  muss in beiden Fällen die erste Bedingung jeweils nur in den Zeitpunkten  $n \cdot T_{rep}$ , in denen der Puls ausgelöst wird, erfüllt werden. Somit kann die erste Bedingung anhand von Gleichung (5.1) beschrieben werden.

$$U_{C0}(n \cdot T_{rep}) = \text{konstant} \quad (5.1)$$

Im Gegensatz dazu muss die zweite Bedingung in beiden Fällen zu jedem Zeitpunkt erfüllt werden. Für einen vernachlässigbaren Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  gilt somit Gleichung (5.2).

$$I_{L0}(t) = \text{konstant} \quad (5.2)$$

Zudem muss für den Leistungsmodulator mit kapazitivem Zwischenspeicher  $C_0$  der Strom  $I_{L0}(t)$  respektive die Kondensatorspannung  $U_{C0}$  der Gleichung (5.3) genügen.

$$I_{L0}(t) = \frac{C_0}{(1-d)} \frac{dU_{C0}(t)}{dt} = I_{L0} = \text{konstant} \quad (5.3)$$

Allgemein kann der Laststrom auch durch die komplexe Lastimpedanz  $Z_{last}$  ausgedrückt werden (vgl. Gleichung (5.4)).

$$I_{L0}(t) = f(Z_{last}) = I_{L0} = \text{konstant} \quad (5.4)$$

Durch Integration von Gleichung (5.3) bei vorausgesetztem konstanten Strom  $I_{L0}$  kann der zeitliche Verlauf der Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  bestimmt werden (vgl. (5.5)).

$$U_{C0}(t) = \frac{(1-d)}{C_0} \int_0^t I_{L0} dt = U_{C0}(0) + \frac{(1-d)I_{L0}}{C_0} \cdot t \quad (5.5)$$

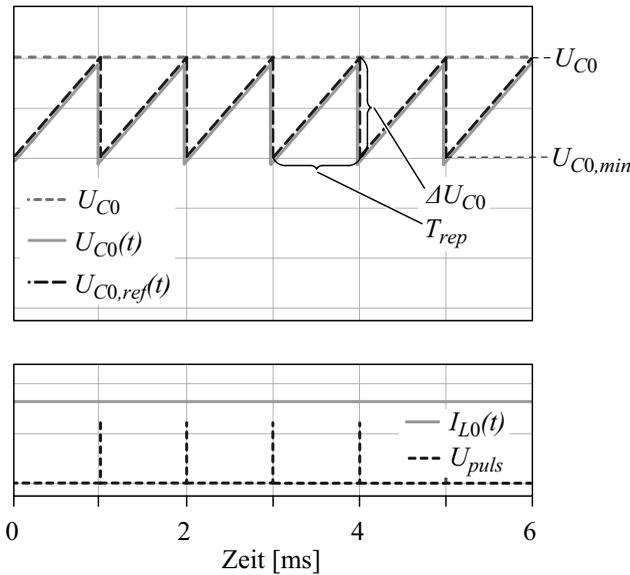
Folglich muss die Kondensatorspannung  $U_{C0}$  einen linearen Verlauf aufweisen, damit ein konstanter Strom  $I_{L0}(t)$  mit Leistungsfaktor von 1 erreicht wird. Anstelle einer konstanten Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  muss also eine variable Referenzspannung  $U_{C0,ref}(t)$  verwendet werden, welche einerseits Gleichung (5.1) und andererseits Gleichung (5.5) erfüllt. Die Anstiegssteilheit des Referenzsignals  $U_{C0,ref}$  kann dabei aus der Pulswiederholfrequenz  $f_{rep}$  und dem Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  berechnet werden. Am Ende des Pulses muss die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  gerade der aktuellen minimalen Spannung  $U_{C0,min}$  ( $= U_{C0}(0)$ ) gleichgesetzt werden (vgl. Gleichung (5.6)).

$$\begin{aligned} U_{C0,ref}(t) &= U_{C0,min} + \frac{\Delta U_{C0}}{T_{rep}} \cdot t \\ &= (U_{C0} - \Delta U_{C0}) + \frac{\Delta U_{C0}}{T_{rep}} \cdot t \quad \text{für } t = 0 \dots T_{rep} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Der entsprechende Verlauf der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  zur Erzielung eines konstanten Stromes  $I_{L0}(t)$  und eines Leistungsfaktors von 1 bei einem kleinen Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

Für den zweiten Fall, in welchem der Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  nicht mehr vernachlässigt werden kann, ist der Strom  $I_{L0}(t)$  nun variabel (vgl. Abbildung 5.7). Dabei kann die Leistungsaufnahme des AC-DC Konverters anhand von Gleichung (5.7) beschrieben werden.

$$P_0(t) = U_{C0}(t)I_{L0}(t) = C_0 U_{C0}(t) \frac{dU_{C0}(t)}{dt} = \text{konstant} \quad (5.7)$$

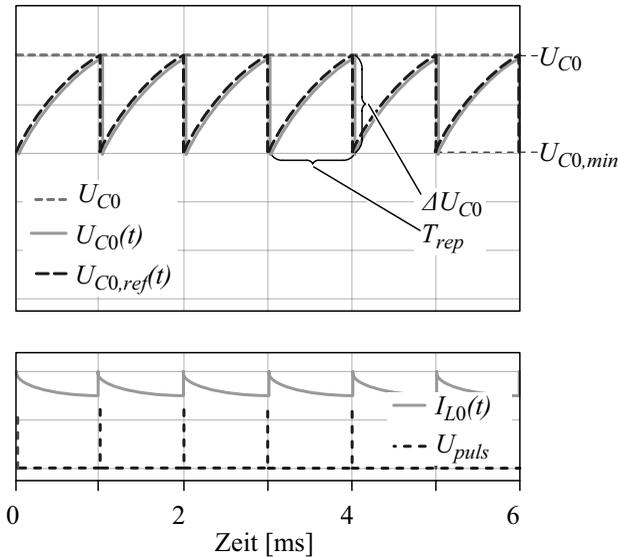


**Abbildung 5.6:** Schematischer Verlauf der Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  und des Induktivitätsstromes  $I_{L0}(t)$  bei Regelung mit variabler Referenzspannung und vernachlässigbarem Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  unter pulsformiger Belastung.

Die entsprechende Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  sowie der Induktivitätsstrom  $I_{L0}(t)$  für nicht vernachlässigbaren Spannungseinbruch  $\Delta U_{C0}$  kann durch Auflösen der Differenzialgleichung (5.7) gefunden werden.

$$U_{C0}(t) = U_{C0,ref}(t) = \sqrt{\frac{U_{C0}^2 - U_{C0,min}^2}{T_{rep}}t + U_{C0,min}^2} \quad (5.8)$$

$$I_{L0}(t) = P_{avg} \left( \sqrt{\frac{U_{C0}^2 - U_{C0,min}^2}{T_{rep}}t + U_{C0,min}^2} \right)^{-1} \quad (5.9)$$

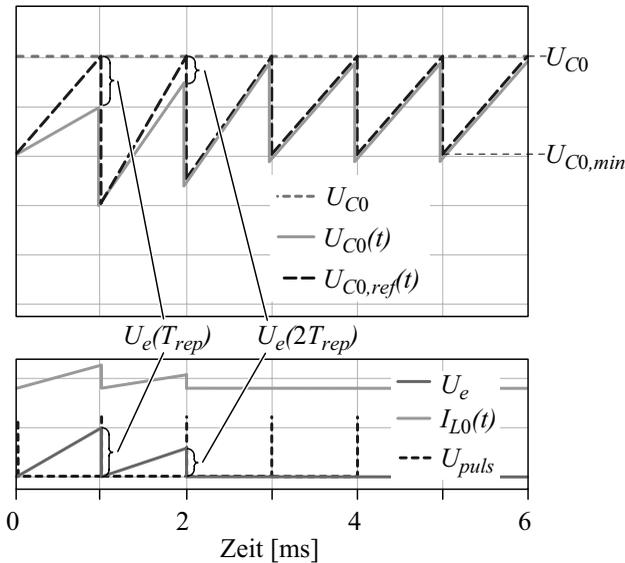


**Abbildung 5.7:** Schematischer Verlauf der Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  und des Induktivitätsstromes  $I_{L0}(t)$  bei Regelung mit variabler Referenzspannung und Berücksichtigung des Spannungseinbruchs  $\Delta U_{C0}$  unter pulsförmiger Belastung.

### 5.2.3 Systemstart und Lastsprünge

Im vorangehenden Abschnitt wurde der Verlauf der Referenzspannung  $U_{C0,ref}(t)$  für den eingeregelter Zustand mit konstanter Last und konstanter Pulsfrequenz hergeleitet (vgl. Gleichung (5.6) bzw. (5.8)).

Zum Aufstarten des Systems kann der Zwischenspeicher  $C_0$  vor der ersten Pulssequenz, also unter Leerlauf, durch den Tiefsetz+Hochsetzsteller aufgeladen werden. Dabei wird die Spannung  $U_{C0}$  mittels eines Hysteresereglers linear auf die gewünschte Spannung  $U_{C0,ref}$  hochgefahren. Sobald die Referenzspannung erreicht wird, schaltet der Konverter aufgrund der fehlenden Belastung seitens des Leistungsmodulators ab. Nachdem nun der erste Puls erzeugt und vom Konverter infolge eines Spannungseinbruchs  $\Delta U_{C0}$  detektiert wird, setzt die Regelung des Konverters, wie im vorigen Abschnitt besprochen, die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  auf die momentane Kondensatorspannung.



**Abbildung 5.8:** Treppenförmiger Verlauf des Induktivitätsstromes  $I_{L0}(t)$  zu Beginn einer Pulssequenz oder nach einem Lastwechsel aufgrund des Rücksetzens der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  nach jedem Puls.

nung  $U_{C0,min}$  zurück und erhöht anschließend die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  in Abhängigkeit des Spannungseinbruchs  $\Delta U_{C0}$  und der Pulswiederholfrequenz  $f_{rep}$  wiederum linear/wurzelförmig bis auf die Sollspannung, damit eine konstante Leistungsaufnahme vom Netz erreicht wird. Beim ersten Puls muss jedoch zuerst der Strom in der Induktivität von  $I_{L0}(0) = 0$  A aufgebaut werden, wobei die Stromanstiegsgeschwindigkeit  $dI_{L0}(t)/dt$ , durch die Induktivität  $L0$  begrenzt wird. Aufgrund des zu niedrigen Stromes  $I_{L0}(t)$  kann die Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  der Referenzspannung  $U_{C0,ref}(t)$  nicht folgen, wodurch sich der Spannungsfehler  $U_e(t)$  bis zur Erzeugung des zweiten Pulses vergrößert und die Kondensatorspannung bei  $T_{rep}$  noch unterhalb des Sollwertes  $U_{C0}$  liegt (vgl. Abbildung 5.8).

Folglich bricht die Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  während des zweiten Pulses weiter ein. Nachdem die Konverterregelung die minimale Kondensatorspannung detektiert hat, wird die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  wiederum auf den aktuellen Spannungswert  $U_{C0,min}$  zurückgesetzt.

Da nun die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  dem aktuellen Spannungswert  $U_{C0}$  entspricht, wird auch der Spannungsfehler  $U_e(t)$  auf Null zurückgesetzt (d.h.  $U_{C0,ref} - U_{C0} = U_e(t) = 0$ ), und führt somit zu einem sägezahnförmigen Verlauf des Spannungsfehlers  $U_e(t)$  (vgl. Abbildung 5.8). Aufgrund der kaskadierten Regelstruktur resultiert für den Referenzstrom  $I_{L0,ref}(t)$  bzw. Iststrom  $I_{L0}(t)$  in der Induktivität  $L_0$  ein ähnlicher Verlauf wie derjenige des Spannungsfehlers  $U_e(t)$ , wodurch die Leistungsaufnahme vom Netz zu Beginn einer Pulssequenz bzw. während eines Lastsprungs nicht mehr konstant ist.

Zur Verhinderung des sägezahnförmigen Verlaufs des Spannungsfehlers  $U_e(t)$  bzw. des Referenzstromes  $I_{L0,ref}$  und des Iststromes  $I_{L0}(t)$  muss das Rücksetzen der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  derart erfolgen, dass ein kontinuierlicher Verlauf der erwähnten Größen erreicht wird. Dies bedingt, dass der Spannungsfehler  $U_e(t)$  vor dem Puls sowie nach dem Puls gleich bleibt.

$$U_e(n \cdot T_{rep}) = U_e(n \cdot T_{rep} + T_p) \tag{5.10}$$

Dies kann gerade dadurch erreicht werden, dass nach dem Rücksetzen der Spannungsreferenz  $U_{C0,ref}$  der letzte Fehlerwert vor dem erzeugten Puls  $U_e(n \cdot T_{rep})$  zum minimalen Kondensatorwert  $U_{C0}(n \cdot T_{rep} + T_p) = U_{C0,min}$  addiert wird (vgl. Abbildung 5.9).

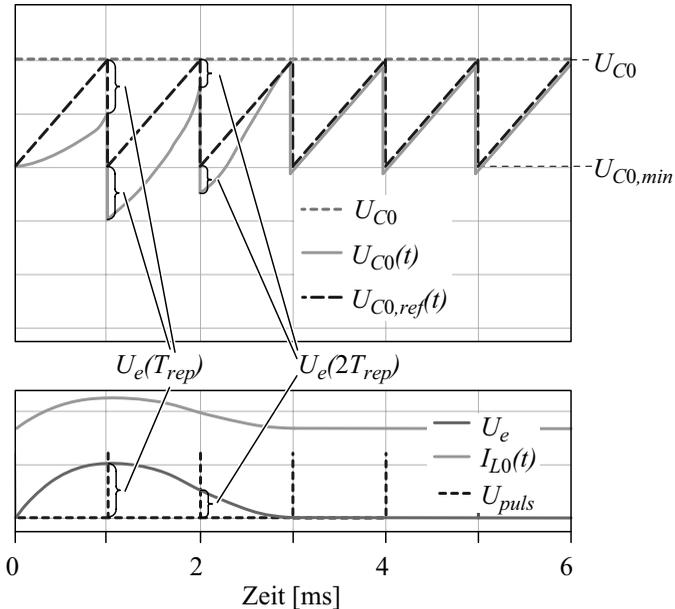
$$U_{C0,ref}(n \cdot T_{rep} + T_p) = U_{C0,min}(t) + U_e(n \cdot T_{rep}) \tag{5.11}$$

Zusätzlich muss die Anstiegsgeschwindigkeit der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  aufgrund der veränderten Anfangsspannung anhand Gleichung (5.12) bzw. (5.13) angepasst werden.

$$U_{C0,ref}(t) = (U_{C0,min} + U_e(n \cdot T_{rep})) + \frac{\Delta U_{C0} - U_e(n \cdot T_{rep})}{T_{rep}} t$$

für  $t = 0 \dots T_{rep}$  (5.12)

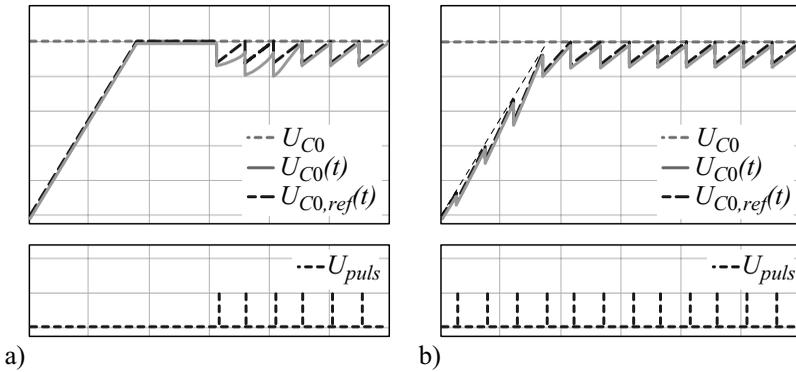
$$U_{C0,ref} = \sqrt{\frac{U_{C0}^2 \cdot t}{T_{rep}} + (U_{C0,min} + U_e(n \cdot T_{rep}))^2 \left(1 - \frac{t}{T_{rep}}\right)} \tag{5.13}$$



**Abbildung 5.9:** Kontinuierlicher Verlauf des Spannungsfehlers  $U_e(t)$  und des Induktivitätsstromes  $I_{L0}(t)$  zu Beginn einer Pulssequenz oder nach einem Lastwechsel.

Die modifizierten Gleichungen für die Referenzspannung  $U_{C0}$  führen somit in einen kontinuierlichen Verlauf des Spannungsfehlers  $U_e(t)$  und des Stromes  $I_{L0}(t)$ .

**Bemerkung:** Der Eingangskondensator  $C_0$  wird während dem Aufstartvorgang ohne Last mittels Zweipunkt-Hystereseregung auf die gewünschte Kondensatorspannung  $U_{C0}$  aufgeladen (vgl. Abbildung 5.10 a)). Als weitere Möglichkeit kann mit dem beschriebenen Regelungskonzept die Aufladung des Eingangskondensators  $C_0$  auch unter Pulslast erfolgen (vgl. Abbildung 5.10 b)).

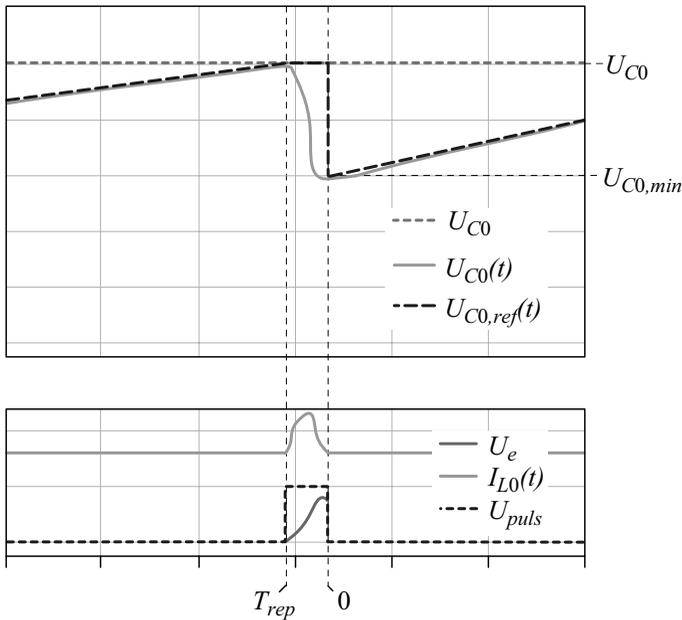


**Abbildung 5.10:** Aufstarten des Systems a) unter Leerlauf mit Hystereseregulation und b) unter Pulslast mit beschriebenem Regelungskonzept.

### 5.2.4 Regelungsabschaltung während dem Puls

Zur korrekten Berechnung der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  ist der AC-DC Konverter über das Triggersignal des Leistungsmodulators auf die Pulsfolge synchronisiert. Sobald die Konverterregelung durch das Triggersignal unterbrochen wird, muss zur Berechnung der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  für den nächsten Zyklus die minimale Kondensatorspannung detektiert werden. Konsequenterweise, kann die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  nicht aktualisiert werden, bevor der Minimalwert detektiert wurde, wodurch die Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  während dem Puls konstant auf  $U_{C0}$  gehalten wird (vgl. Abbildung 5.11).

Folglich steigt der Spannungsfehler  $U_e(t)$  während dem Puls aufgrund des Spannungseinbruchs  $\Delta U_{C0}$  sprunghaft an und führt somit in der kaskadierten Strom- und Spannungsregelung zu einer Erhöhung des Induktivitätsstromes  $I_{L0}(t)$  (vgl. Abbildung 5.11). Zur Verhinderung von Stromspitzen wird die Spannungsregelung während der Pulserzeugung deaktiviert, wobei die Referenzwerte  $U_{C0,ref}(t)$  sowie  $I_{L0,ref}(t)$  konstant gehalten werden. Sobald die Minimalspannung  $U_{C0,min}(t)$  detektiert wird, kann die Regelung wiederum aktiviert werden.

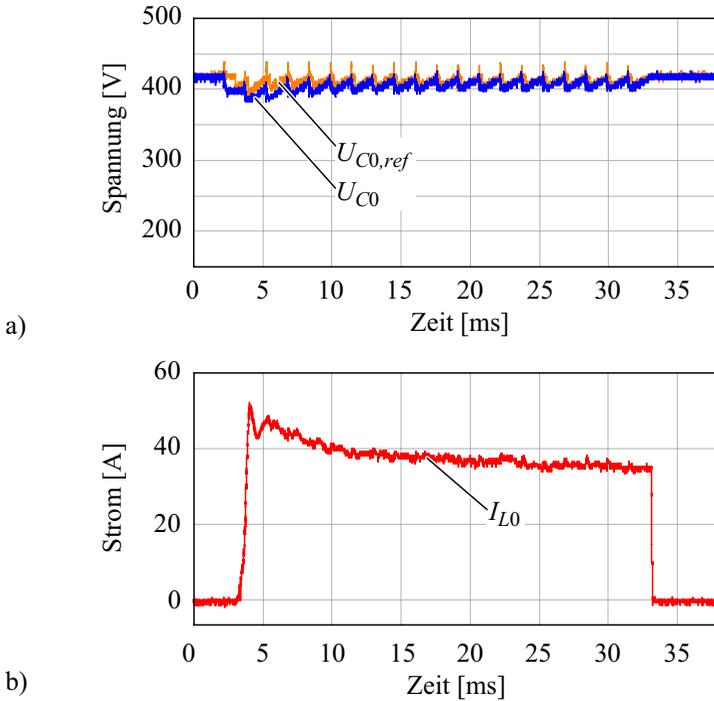


**Abbildung 5.11:** Spitze im Induktivitätsstrom  $I_{L0}(t)$  aufgrund der konstanten Referenzspannung  $U_{C0,ref}(t)$  während der Pulserzeugung.

**Bemerkung:** Ein ähnlicher Ansatz für die Konverterregelung zur Speisung von Leistungsmodulatoren wurde in [234–237] gewählt. Dabei wird der Verlauf der Referenzspannung  $U_{C0,ref}$  basierend auf einer gespeicherten Referenzkurve durch einen selbstlernenden Algorithmus derart verändert, sodass eine konstante Eingangsleistung erreicht wird. Eine genauere Beschreibung des Regelvorgangs während des Systemstarts, der Lastsprünge oder der Pulsdauer wird jedoch keine gegeben.

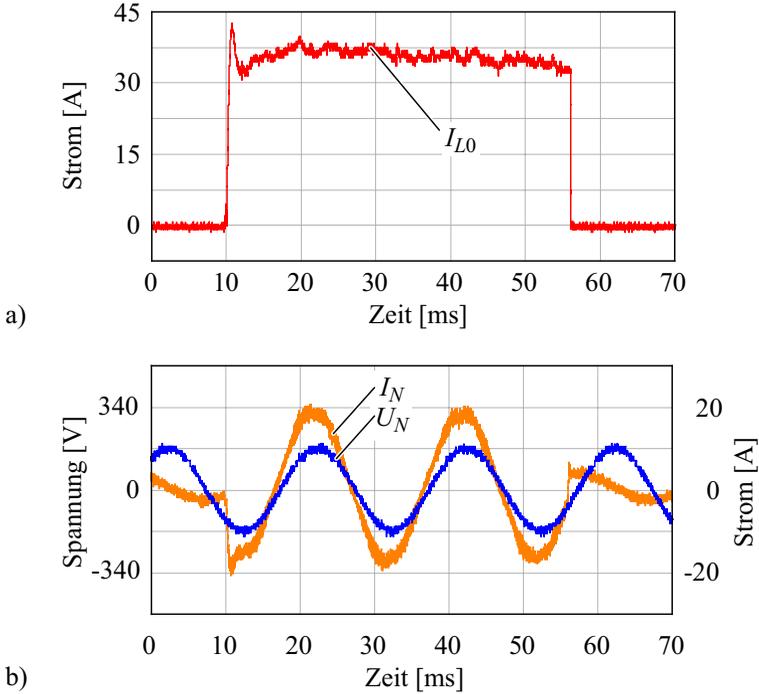
### 5.2.5 Messergebnisse des Tiefsetz+Hochsetzstellers bei pulsformigen Lastzyklen

In Abbildung 5.12 a) ist die Referenzspannung  $U_{C0,ref}(t)$  und die Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  für eine Sequenz von 20 Pulsen bei einer Pulsfrequenz von  $f_{rep} = 720$  Hz und einer mittleren Leistung von 10 kW gezeigt. Zu Beginn der Pulssequenz resultiert, wie in Abschnitt



**Abbildung 5.12:** a) Referenzspannung  $U_{C0,ref}(t)$  und Kondensatorspannung  $U_{C0}(t)$  für eine Sequenz von 20 Pulsen bei einer Pulswiederholfrequenz von  $f_{rep} = 720$  Hz und einer mittleren Leistung von  $P_{avg} = 10$  kW und b) der zugehörige Strom  $I_{L0}(t)$  in der Induktivität.

5.2.3 erklärt, aufgrund des Lastsprungs von 0 W auf 10 kW ein Spannungsfehler, der nach 4-5 Pulsen ausgeregelt ist. Der zugehörige Strom in der Induktivität  $I_{L0}(t)$  ist in Abbildung 5.12 b) dargestellt, der nach dem Einregelvorgang einen konstanten Wert annimmt. In Abbildung 5.13 a) ist der Strom  $I_{L0}(t)$  in der Induktivität für eine Sequenz von 20 Pulsen bei einer Pulswiederholfrequenz von  $f_{rep} = 440$  Hz und einer mittleren Leistung von  $P_{avg} = 8$  kW gezeigt. Der zugehörige sinusförmige Netzstrom  $I_N$  sowie die Phasenspannung  $U_N$  sind in Abbildung 5.13 b) dargestellt. Die dabei gemessene Phasenverschiebung zwischen  $I_N$  und  $U_N$  resultiert aufgrund der EingangsfILTERkapazität, wobei die Verschiebung mit grösserer Leistung ( $P_0 = 25$  kW) immer mehr abnimmt.



**Abbildung 5.13:** a) Gemessener Strom  $I_{L0}(t)$  in der Induktivität und b) zugehöriger Netzstrom  $I_N$  und Phasenspannung  $U_N$ .

# Kapitel 6

## Ausblick

In Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde ein 20 MW Halbleiter-Leistungsmodulator-System, bestehend aus den Teilkomponenten wie Pulsgenerator, Pulstransformator, Vormagnetisierungsschaltung und DC-Spannungsversorgung detailliert analysiert. Dabei konnten in unterschiedlichen Gebieten neue Resultate erzielt werden, wie z.B.

- eine verbesserte Parallelisierung von IGBT-Modulen durch Kombination von Strom- und Spannungsflankensynchronisation,
- eine neuartige Vorgehensweise zur Dimensionierung des Pulstransformators durch analytische Berechnung der Feldkomponenten in Teilgebieten,
- die genaue Analyse der passiven Vormagnetisierung und deren Verbesserung durch Energierückgewinnung mittels einer asymmetrischen H-Brücke,
- die Flussregelung zur Erzielung einer symmetrischen Kernaussteuerung bei aktiver Vormagnetisierung und
- die Realisierung eines neuartigen Regelungskonzepts für DC-Spannungsversorgungen bei Anwendungen mit pulsformigen Lasten.

In weiteren Forschungsarbeiten könnten somit aufbauend auf den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen die folgenden Punkte un-

tersucht werden. Beispielsweise entstehen durch die stetige Weiterentwicklung der Halbleiter-Technologie fortlaufend verbesserte Halbleiter-Bauelemente mit schnelleren Schaltzeiten, höheren Sperrspannungsfestigkeiten und grösseren Schaltleistungen (vgl. SiC-Schalter), wodurch der Leistungsmodulator kontinuierlich verbessert werden kann. Des Weiteren erreichen passive Bauelemente, wie z.B. Kondensatoren, immer höhere Energiedichten, oder es werden aufgrund verbesserter Isolationsmaterialien Bauformen mit geringer parasitärer Induktivität realisierbar. Dadurch ändern sich jeweils die äusseren Rahmenbedingungen für das Design des Pulsgenerators, wodurch immer kompaktere Systeme bei höheren Sperrspannungen mit gleichbleibender bzw. kleiner werdender Längsinduktivität oder sogar Leistungsmodulatoren mit anderen Topologien möglich werden. Anstelle einer anderen Topologie sollte jedoch in erster Linie zur Verbesserung des Leistungsmodulators bzw. des Pulsgenerators der Ansatz zu höheren Sperrspannungen ( $< 10\text{ kV}$  aufgrund der Erdkapazität) und neuartigen Gehäusen (*Custom Design*) von Leistungshalbleitern und passiven Komponenten verfolgt werden, wodurch der Einfluss der Längsinduktivität im Pulsgenerator reduziert wird und zugleich eine weitere Verbesserung der Pulsform sowie der Reduktion der ohmschen Verluste erreicht werden.

Ebenfalls können die Systemeigenschaften durch Weiterentwicklung des beschriebenen Gatetreibers in Bezug auf Schaltverluste oder Schaltzeiten noch gesteigert werden. Dabei ermöglicht gerade der Transformator durch das beschriebene kapazitive Ausschaltverhalten noch schnellere Ausschaltzeiten mit geringeren Verlusten.

Zusätzlich muss im mechanischen Bereich die niederinduktive Zuführung durch den Tank bezüglich Dichtheit und Herstellbarkeit optimiert werden.

Des Weiteren hat sich gezeigt, dass durch den Leistungsmodulator mit Pulstransformator keine schlechteren Schaltzeiten erreichbar sind als mit anderen Modulator-Topologien. Zur Verringerung der parasitären Kapazität könnten somit weitere Isolationsmaterialien mit geringerer relativer Permittivität verwendet bzw. direkt ein Transformator in Luft mit grösseren Abständen realisiert werden. Der einzige wesentliche Nachteil des Pulstransformators ist die begrenzte Spannungszeitfläche. Trotzdem ist der Einsatz von Pulstransformatoren in Langpulsanwendungen im ms-Bereich mit Anstiegszeiten von einigen  $\mu\text{s}$  denkbar, indem auf einen Transformator mit mehreren unabhängigen Kernen verzichtet und gleichzeitig die Windungszahl erhöht wird. Zudem könnte

durch SiFe-Legierungen die Flussdichte gesteigert werden, wobei aufgrund der Kernverluste jedoch eine Reduktion der Banddicke auf  $25\ \mu\text{m}$  nötig wäre.

Noch nicht untersucht wurde die optionale Schaltung zur Kompensation des Spannungseinbruchs der Eingangskapazität während des Pulses, welche eine Reduktion des Kapazitätswertes ermöglicht. Dadurch können für die Eingangskapazität einerseits kleinere sowie niederinduktivere Bauelemente eingesetzt werden, wodurch das Volumen des Puls-generators sinkt und die Pulsform verbessert werden kann. Andererseits wird jedoch das System durch derartige Ansätze, wie z.B. die Bouncer-Schaltung [72–74, 80], komplexer oder es resultieren, wie z.B. für das LR-Netzwerk [75, 76, 138] zusätzliche nicht zu vernachlässigende Verluste. Hinsichtlich der Verluste wären getakteten Kompensationsschaltungen [185] eine geeignete Lösung, wobei diese aber aufgrund der nötigen Schaltfrequenzen nur bei langen Pulsen im ms-Bereich einsetzbar sind.



# Literaturverzeichnis

## Kapitel: Pulsgenerator

- [1] H. Bluhm, “**Pulsed Power Systems, Principles and Application**,” Buch, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 2006.
- [2] P. W. Smith, “**Transient Electronics, Pulsed Circuit Technology**,” Buch, Wiley, 2002.
- [3] S. Levy, M. Nikolich, I. Alexeff, M. Rader, M. T. Buttram, W. J. Sarjeant, “**Commercial Applications for Modulators and Pulse Power Technology**,” Records of the 20<sup>th</sup> Power Modulator Symposium 1992, Page(s): 8-14, 1992.
- [4] “**European Organization of Nuclear Research**,” 2008. [Online]. Available: <http://public.web.cern.ch/public>
- [5] “**Deutsches Elektronen-Synchrotron**,” 2008. [Online]. <http://www.desy.de>
- [6] “**Gesellschaft für Schwerionenforschung**,” 2008. [Online]. <http://www.gsi.de>
- [7] “**Fermi National Accelerator Laboratory**,” 2008. [Online]. <http://www.desy.de> <http://www.fnal.org>
- [8] “**Lawrence Livermore National Laboratory**,” 2008. [Online]. <https://www.llnl.gov>
- [9] “**Sandia National Laboratory**,” 2008. [Online]. <https://www.sandia.gov>

- [10] **“Paul Scherrer Institute,”** 2008. [Online]. <http://www.psi.ch>
- [11] **“Stanford Linear Accelerator Center,”** 2008. [Online]. <http://www.slac.stanford.edu>
- [12] S. H. Nam, J. S. Oh, M. H. Cho and W. Namkung, **“Prototype Pulse Modulator for High-Power Klystron in PLS Linac,”** Proceedings of the 20<sup>th</sup> Power Modulator Symposium 1992, Page(s): 96-98, Jun. 1994.
- [13] W. Kaesler, **“A Long-Pulse Modulator for the Tesla Test Facility (TTF),”** Proceedings of the LINAC 2004, Page(s): 96-98, Jun. 1994.
- [14] **“e2v,”** 2008. [Online]. <http://www.e2v.com>
- [15] S. Roche, **“Solid State Pulsed Power Systems,”** Physique and Industrie ,2004.
- [16] **“International Study Group Progress Report On Linear Collider Development,”** High Energy Accelerator Research Organization, Apr. 2000.
- [17] E. G. Cook, **“Review of Solid-State Modulator,”** Invited paper at the 20<sup>th</sup> International Linear Accelerator Conference, Monterey CA, 2000.
- [18] K. Whitham, **“What is Wrong with Line-Type Modulators?,”** Records of the 29<sup>th</sup> Annual Industrial Electronics Society, IECON 2003, Vol.1, Page(s): 93-95, Nov. 2003.
- [19] P. Pearce, **“Pulsed Power for Future Linear Accelerators,”** IEE Pulsed Power Symposium, Page(s): 11/1-11/9, 1999.
- [20] V.I. Beloglazov, V.S. Dyomin, L.S. Dovbush, A.I. Kosoj, S.M. Shkirida and Yu.D. Tur, **“High Voltage Modulators based on Solid-State Elements For Linacs (Review),”** PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY, No 2, Series: Nuclear Physics Investigations (43), Page(s): 117-119 ,2004.
- [21] J. Weihua, K. Yatsui, K. Takayama, M. Akemoto, E. Nakamura, N. Shimizu, A. Tokuchi, S. Rukin, V. Tarasenko, A. Panchenko, **“Compact solid-State switched pulsed power and its applications,”** Proceedings of the IEEE, Vol. 92, Issue 7, Page(s): 1180-1196, 2004.

- [22] P. Pearce, "**The L-Band Klystron Modulator RF Power System for CLIC**," IEE Pulsed Power Symposium, Page(s): 7/1-7/6, 2000.
- [23] P. Pearce, "**A klystron-modulator RF power system for the CLIC drive-beam accelerators**," Records of the 24<sup>th</sup> Power Modulator Symposium 2000, Page(s): 161-164, Jun. 2000.
- [24] H. Baba, K. Sato, K. Shiohara, H. Matsumoto, T. Shintake and J. S. Oh, "**Pulsed Modulator for C-Band Klystron**," Proceedings of the Particle Accelerator Conference, APAC 98, Page(s): 160-162, 1998.
- [25] T. Inagaki, H. Baba, T. Shintake, K. Shirasawa and H. Matsumoto, "**A Compact Oil-filled Modulator for C-Band Klystrons**," Proceedings of the IEEE Pulsed Power Conference, Page(s): 342-345, Jun. 2005.
- [26] W. J. Mulligan, S. C. Chen, G. Bekefi, B. G. Danly and R. J. Temkin, "**A High-Voltage Modulator for High-Power RF Source Research**," IEEE Transaction on Electronic Devices, Vol. 38, No. 4, Page(s): 817-821, 1991.
- [27] S. H. Nam, J. S. Oh, M. H. Cho and W. Namkung, "**Prototype Pulse Modulator for High-Power Klystron in PLS LINAC**," Records of the 20<sup>th</sup> IEEE Power Modulator Symposium, Page(s): 96-99, 1992.
- [28] J. O. Rossi, M. Ueda and J. J. Barroso, "**Pulsed Power Modulators for Surface Treatment by Plasma Immersion Ion Implantation**," Brazilian Journal of Physics, Vol. 34, No. 4B, Dez. 2004.
- [29] M. Gollor and W. Schaper, "**Design of a 130kV Pulsed Power Supply for a Spacebased CO<sub>2</sub> Laser**," Digest of technical papers of the 10<sup>th</sup> IEEE Pulsed Power Conference, Page(s): 934-940, Albuquerque NM (USA), Jul. 1995.
- [30] M. Akemoto, S. Gold, A. Krasnykh and R. Koontz, "**Design of a PFN for the NLC Klystron Pulse Modulator**," Proceedings of the Particle Accelerator Conference, APAC 98, Page(s): 175-177, 1998.

- [31] M. Akemoto, K. Aoki, Y. Yokoyama and N. Shimizu, “**Development of a Solid-State Switch for Klystron Pulse Modulators**,” Proceedings of the LINAC2002, Gyeongju, Korea, Aug. 2002.
- [32] A. Welleman, E. Ramezani and U. Schlapbach, “**Semiconductor Switches replace Thyratrons and Ignitrons**,” Digest of Technical Papers of the Pulsed Power Plasma Science Conference, PPS 2001, Vol. 1, Page(s): 325-328, 2001.
- [33] M. Akemoto, “**Solid-State Switching Modulator R&D for Klystron**,” 5<sup>th</sup> Modulator-Klystron Workshop for Future Linear Colliders, MDK-2001, Geneva CERN, Apr. 2001.
- [34] R. Richardson, R. Rush, M. Iskander, M. Hicks, E. Innes, R. Hird and P. Gooch, “**Compact 12.5MW, 55kV Solid State Modulator**,” Digest of Technical Papers of the Pulsed Power Plasma Science Conference, PPS 2001, Vol. 1, Page(s): 636-639, 2001.
- [35] M.P.J. Gaudreau, J. Casey, J. M. Mulvaney and M. A. Kempkes, “**Compact, Solid-State Pulse Modulators for High Power Microwave Applications**,” Kapitel im Buch, Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 5, Springer US, 2002.
- [36] M.P.J. Gaudreau, P.E. Jeffrey, A. Casey, M. A. Kempkes, T. J. Hawkey and J. M. Mulvaney, “**Solid State Modulators For PIII Applications**,” Fourth International Plasma-Based Ion Implantation Workshop, Dearborn, MI, June 1998.
- [37] M.P.J. Gaudreau, J.A. Casey, T.J. Hawkey, M.A. Kempkes and J.M. Mulvaney, “**Solid state modulator for klystron/gyrotron conditioning, testing, and operation**,” Digest of the IEEE 12<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, Vol. 2, Page(s): 1295-1298, Monterey CA (USA), 1999.
- [38] M.P.J. Gaudreau, J.A. Casey, J.M. Mulvaney and M.A. Kempkes, “**Solid state high Voltage Pulse Modulator for high Power Microwave Applications**,” Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, 2000.
- [39] M.P.J. Gaudreau, J.A. Casey, T.J. Hawkey, J.M. Mulvaney and M.A. Kempkes, “**Solid-state pulsed power systems**,” Record

- of the 23<sup>rd</sup> International Power Modulator Symposium, Page(s): 160-163, Rancho Mirage CA (USA), 1998.
- [40] J. A. Casey, I. Roth, N. Butler M. Kempkes and M Gaudreau, **“Solid-State Modulators for the International Linear Collider,”** Proceedings of the Particle Accelerator Conference, PAC 2005, Page(s): 2998-3000, May 2005.
- [41] J.A. Casey, F.O. Arntz, M.P.J. Gaudreau and M.A. Kempkes, **“Solid-state Marx bank modulator for the next linear collider,”** Record of the 26<sup>th</sup> International Power Modulator Symposium, Page(s): 257-260, May 2004.
- [42] R.L. Cassel, **“An all Solid State Pulsed Marx Type Modulator for Magnetrons and Klystrons,”** Record of the IEEE Pulsed Power Conference, Page(s): 836-838, Jun. 2005.
- [43] R.L. Cassel, **“A solid state high voltage pulse modulator which is compact and without oil or a pulse transformer,”** Record of the IEEE 26<sup>th</sup> International Power Modulator Conference, Page(s): 72-74, May 2004.
- [44] R.L. Cassel and S. Hitchcock **“A New Type High Voltage Fast Rise/Fall Time Solid State Marx Pulse Modulator,”** Proceedings of Particle Accelerator Conference, PAC07, Page(s): 865-867, Jun. 2007.
- [45] W.J. Carey, J.R. Mayes, **“Marx generator design and performance,”** Record of the IEEE 25<sup>th</sup> International Power Modulator Conference, Page(s): 625-628, Jul. 2002.
- [46] G. E. Leyh, **“Prototype Development Progress Toward a 500kV Solid State Marx Modulator,”** Record of the IEEE 35<sup>th</sup> Annual Power Electronics Specialist Conference, PESC 2004, Vol. 1, Page(s): 831-834, Jun. 2004.
- [47] R. E. Matlick, **“Transmission line pulse transformers-Theory and applications,”** Proceedings of the IEEE, Vol. 56, Issue 1, Page(s): 47-62, Jan. 1968.
- [48] K. K. Jain and P. W. Smith, **“Fast Rise-Time Pulse Transformers Based on Transmission Line Transformer Like Structures,”** Proceeding of the IEEE Pulsed Power Conference, PPC 2005, Page(s): 779-782, Jun. 2005.

- [49] P. W. Smith and J. O. Rossi, "**The frequency response of transmission line (cable) transformers**," Digest of Technical Papers of the IEEE 11<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, PPC 1997, Vol. 1, Page(s): 610-615, Jul. 1997.
- [50] C. A. Pirrie, P. N. D. Maggs and W. Smith, "**A Repetitive, Thyatron Switched, 200kv, Fast Rise-time Pulse Generator, Based On A Stacked Transmission Line Transformer**," Digest of Technical Papers of the IEEE 8<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, PPC 1991, Page(s): 310-314, Jun. 1991.
- [51] K.H. Schoenbach, M. Kristiansen and G. Schaefer, "**A review of opening switch technology for inductive energy storage**," Proceedings of the IEEE, Vol. 72, Issue 8, Page(s): 1019-1040, Aug. 1984.
- [52] S. Rukin, S. Lyubutin, A. Ponomarev, B. Slovikovsky, S. Tsyranov and P. Vasiliev, "**Solid-state IGBT/SOS-based generator with 100-kHz pulse repetition frequency**," Proceedings of the IEEE 16<sup>th</sup> Pulsed Power and Plasma Science Conference, Vol. 1, Page(s): 861-864, Jun. 2007.
- [53] D. M. Barrett, "**Magnetic pulse compression techniques for non-thermal plasmadischarge applications**," Proceedings of the IEEE 31<sup>st</sup> Annual Industry Applications Conference, IAS 1996, Vol. 4, Page(s): 2065-2070, San Diego CA (USA), Oct. 1996.
- [54] E.G. Cook, D.G. Ball, D.L. Birx, J.D. Branum, S.E. Peluso, M.D. Langford, R.D. Speer, J.S. Sullivan and P.G. Woods, "**High average power magnetic modulator for copper lasers**," Digest of Technical Papers of the IEEE 8<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference, Page(s): 537-542, Jun. 1991.
- [55] H. Deguchi, T. Hatakeyama, E. Murata, Y. Izawa and C. Yamanka, "**Efficient design of multistage magnetic pulse compression**," IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, Issue 12, Page(s): 2934-2938, Dec. 1994.
- [56] J. A. Casey, F. O. Arntz, M. P. J. Gaudreau, M. Kempkes, J. P. Eichner, S. J. Gold and R. F. Koontz, "**Solid-State Hybrid Modulator for the Next Linear Collider**," Digest of Technical Papers of the IEEE 14<sup>th</sup> international Pulsed Power Conference, PPC 2003, Vol. 1, Page(s): 543-546, Jun. 2003.

- [57] H. Pfeffer, L. Bartelson, K. Bourkland, C. Jensen, P. Prieto, G. Saewert and D. Wolff, “**A Second Long Pulse Modulator For TESLA Using IGBTs**,” 5<sup>th</sup> European Particle Accelerator Conference, Jun. 1996.
- [58] W. Crewson, M. Lindholm and D. K. Woodburn, “**A New Solid State High Power Pulsed Modulator**,” 5<sup>th</sup> Modulator-Klystron Workshop for Future Linear Colliders, MDK-2001, Geneva CERN, Apr. 2001.
- [59] W. Crewson, M. Lindholm and D. K. Woodburn, “**Power Modulator**,” Scanditronix Medical AB, Patent US 5905646A, May 1999.
- [60] W. Crewson and D. K. Woodburn, “**Power Modulator Having at Least One Pulse Generating Module; Multiple Cores; And Primary Windings Parallel-Connected such that each Pulse Generating Module Drives all Cores**,” Patent US 2003/0128554 A1, Jul. 2003.
- [61] M. Akemoto, Y. H. Chin and Y. Sakamoto, “**High-Power Klystron Modulator Using Solid-State IGBT Modules**,” Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Asian Particle Accelerator Conference, Beijing, China , 2001.
- [62] E. Herbert, “**Flat Matrix Transformer**,” Patent US 4665357, May 1987.
- [63] E. Herbert, “**High Frequency Matrix Transformer**,” Patent US 4845606, May 1989.
- [64] J. D. de Lamare, R. L. Cassel, M. N. Nguyen, G. C. Pappas and A. R. Donaldson, “**A Solid State Modulator for Driving SLAC 5045 Klystrons**,” Proceedings of the 28<sup>th</sup> International Conference on Plasma Science and 13<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, Vol. 2, Page(s): 1276-1279, Jun. 2001.
- [65] R. L. Cassel, “**A Long Pulse Solid State Induction Modulator**,” Proceedings of the 5<sup>th</sup> Modulator-Klystron Workshop for Future Linear Colliders (MDK-2001), Geneva, Apr. 2001.
- [66] R. L. Cassel, G. C. Pappas, M. N. Nguyen, J. E. De Lamare, “**A Solid State Induction Modulator for SLAC NLC**,” Proceedings of the Particle Accelerator Conference, New York, 1999.

- [67] M. Akemoto, Y. H. Chin and Y. Sakamoto, “**Solid State Modulator R&D for JLC**,” Digest of Technical Papers of the Pulsed Power Plasma Science Conference, PPPS 2001, Vol. 2, Page(s): 1059-1062, Aug. 2002.
- [68] R. L. Cassel, J. E. De Lamare, M. N. Nguyen, G. C. Pappas, E. Cook, J. Sullivan and C. Brooksby “**The Prototype Solid State Induction Modulator For SLAC NLC**,” Proceedings of the Particle Accelerator Conference, PAC 2001, Vol. 5, Page(s): 3744-3746, Chicago IL, Jun. 2001.
- [69] M.P.J. Gaudreau, J.A. Casey, I.S. Roth, T.J. Hawkey, J.M. Mulvaney and M.A. Kempkes, “**Solid-state pulsed power systems for the Next Linear Collider**,” Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, 2001.
- [70] A. Krasnykh, “**Analysis of Klystron Modulator Approches for NLC**,” Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC 2000, Monterey CA (USA), Aug. 2000.
- [71] M. Akemoto, A. Suzuki, H. Itah and A. Iwata, “**Improvement of Waveform Efficiency using a Compensation Circuit**,” Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC 2000, Monterey CA (USA), Aug. 2000.
- [72] H. Pfeffer, L. Bartelson, K. Bourkland, C. Jensen, Q. Kerns, P. Prieto, G. Saewert and D. Wolff, “**A Long Pulse Modulator for Reduced Size and Cost**,” Records of the 21<sup>st</sup> International Power Modulator Symposium, Page(s): 48-51, Jun. 1994.
- [73] I. S. Roth, R. Torti, M. P. J. Gaudreau and M. A. Kempkes, “**A High-Voltage Hard-Switch Modulator for the International Linear Collider**,” Records of the IEEE Particle Accelerator Conference, Page(s): 2301-2303, Jun. 2007.
- [74] S. Choroba, “**Design and Status of the XFEL RF System**,” Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference, Page(s): 2301-2303, Jun. 2007.
- [75] C. Pappas, G. d’Auria, P. del Giusto, A. Franceschinis, A. Turchet and L. Valjak, “**Power Modulators for Fermi’s Linac Klystrons**,” Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference, Page(s): 2448-2450, Jun. 2007.

- [76] P. J. Tallerico and W. A. Reass, “**Modulator Considerations for the SNS RF System**,” Proceedings of the IEEE 23<sup>rd</sup> Power Modulator Symposium, Page(s): 62-65, Jun. 1998.

## Kapitel: Pulsgenerator

- [77] “**IXYS**,” 2008. [Online]. <http://www.ixys.com>
- [78] P. K. Steimer, H. E. Grüning, J. Werninger, E. Carroll, S. Klacka and S. Linder, “**IGCT - A new emerging technology for high power, low cost inverters**,” ABB Industrie and Semiconductor AG, IEEE Industry Applications Magazine, Vol. 5, Issue 4, Page(s): 12-18, Aug. 1999.
- [79] “**ABB**,” 2008. [Online]. <http://www.abb.ch>
- [80] W. Kaesler, “**A Long-Pulse Modulator for the Tesla Test Facility (TTF)**,” Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, Germany, 2004.
- [81] W. Kaesler, “**20-MW-Long-Pulse Klystron Modulator**,” Digest of Technical Papers of the Pulsed Power Plasma Science Conference, PPPS 2001, Vol. 2, Page(s): 1241-1244, 2001.
- [82] A. Welleman, J. Waldmeyer and E. Ramezani, “**Solid State Switches for Pulse Power Modulators**,” Proceedings of LINAC 2002, Gyeongju, Korea, 2002.
- [83] P. Pearce, L. Sermeus and L. Shen, “**A 50Hz Low-Power Solid-State Klystron-Modulator**,” IEE European Pulsed Power Symposium, French German Research Institute, Saint-Louis, France, Oct. 2002.
- [84] S. Xu, Y. C. Liang, C. Y. Lim and D. Tien, “**Investigation and Implementation of IGCT based Solid State High Voltage Pulse Generator**,” Proceedings of the 26<sup>th</sup> Annual Industrial Electronics Society Conference, IECON 2000, Vol. 2, Page(s): 966-970, 2000.

- [85] K. Motto, Y. Li and A. Q. Huang, “**Comparison of the State-of-the-Art High Power IGBTs, GCTs and ETOs**,” Proceedings of the 15<sup>th</sup> Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition, APEC 2000, Vol. 2, Page(s): 1129-1136, New Orleans, LA (USA), 2000.
- [86] “**EUPEC / Infineon**,” 2008. [Online]. <http://www.eupec.com/> / <http://www.infineon.com>
- [87] Applikationshandbuch der Firma SEMIKRON - Grundlagen, Funktion und Anwendungshinweise, <http://www.semikron.com>.
- [88] N. Mohan, T. M. Undeland, W. P. Robbin, “**Power Electronics: Converters, Applications, and Design**,” Book, John Wiley and Sons, 2nd Edition.
- [89] R. Mallwitz, H. Seidelann, R. Spanke, M. Pfaffenlehner and A. Mauder, “**New 1700V High Power Trench IGBT Modules with Rated Current up to 3600A**,” Proceedings of the PCIM 2002, Nurnberg, 2002.
- [90] R. Schnell and N. Kaminski, “**Thermal runaway during blocking**,” Application Note 5SYA 2045-01, ABB Switzerland Ltd, Semiconductors, Apr. 2005.
- [91] J. C. Joyce, “**Current Sharing and Redistribution in High Power IGBT Modules**,” Dissertation University of Cambridge, May 2001.
- [92] C. Xiao, L. Zhao, T. Asada, W. G. Odendaal and J. D. van Wyk, “**An Overview of Integratable Current Sensor Technologies**,” Records of the 38<sup>th</sup> Industry Application Conference, IAS 2003, Vol. 2, Page(s): 1251-1258, Oct. 2003.
- [93] P. Hofer-Noser, “**Parallelschaltung von Leistungshalbleitern mit steuerseitig geregelter Stromverteilung**,” Dissertation ETH Zürich No. 12151, 1997, Nachdruck: Series in Microelectronics, Hartung-Gorre Verlag Konstanz.
- [94] P. Hofer-Noser and N. Karrer, “**Monitoring of paralleled IGBT/diode modules**,” IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 14, Issue 3, Page(s): 438-444.

- [95] P. Hofer-Noser, N. Karrer, and C. Gerster, “**Paralleling intelligent IGBT power modules with active gate-controlled current balancing**,” Proceedings of the 27<sup>th</sup> IEEE Power Electronic Specialists Conference, Vol. 2, Page(s): 1312-1316, Baveno, Italy, 1996.
- [96] J. Thalheim, “**Control Strategies for Balancing of Series and Parallel Connected IGBT/Diode Modules**,” Dissertation ETH Zürich No. 15232, 2003.
- [97] D. Bortis, J. Biela and J.W. Kolar, “**Active Gate Control for Current Balancing in paralleled IGBT Modules in a Solid State Modulator**,” Proceedings of IEEE 16th Pulsed Power and Plasma Science Conference, PPS 2007, Page(s): 1323-1326, Albuquerque, NM, Jun. 2007.
- [98] D. Bortis, J. Biela and J. W. Kolar, “**Active Gate Control for Current Balancing of Parallel-Connected IGBT Modules in Solid-State Modulators**,” submitted for the IEEE Transactions on Plasma Science, 2008.
- [99] E. Gatti, G. Mazzorin, G. Tomassini, and G. Torri, “**Large power voltage source IGBT inverters for industrial application**,” Proceedings of the 27<sup>th</sup> IEEE Power Electronic Specialists Conference, Page(s): 1059-1064, Baveno, Italy, 1996.
- [100] “**Eupec-Paralleling of IGBTs**,” 2006. [Online]. Available: [www.eupec.com](http://www.eupec.com)
- [101] “**Fuji IGBT module application manual**,” Page(s): 3/4-3/5, Feb. 2004. [Online]. Available: [www.fujisemiconductor.com](http://www.fujisemiconductor.com)
- [102] N. Karrer, “**Hochdynamische Erfassung elektrischer Ströme über stossfrei verkoppelte Wandler**,” Dissertation ETH Zürich No. 14332, 2001.
- [103] N. Karrer and P. Hofer-Noser, “**A new current measuring principle for power electronic applications**,” Proceedings of the 11<sup>th</sup> international Power Semiconductor Devices and ICs Symposium, ISPSD 99, Page(s): 279-282, Toronto, 1999.
- [104] N. Karrer and P. Hofer-Noser, “**PCB Rogowski coils for high di/dt current measurement**,” Proceedings of the 31<sup>st</sup> IEEE

- Annual Power Electronic Specialists Conference, Vol. 3, Page(s): 1296-1301, 2000.
- [105] A. P. Chattock, "**On a Magnetic Potentiometer**," Philosophical Magazine and Journal of Science, XXIV (5th Series): 94-96, Juli-Dec. 1887.
- [106] W. Rogowski and W. Steinhaus, "**Die Messung der magnetischen Spannung, Archiv für Elektrotechnik**," Archiv für Elektrotechnik, 1(4):141-150, 1912.
- [107] D. A. Ward and J. La T. Exon, "**Using Rogowski coils for current transient current measurement**," Engineering Science and Education Journal, June 1993.
- [108] C. Baudart, "**Device for Measuring an Electrical Current in a Conductor Using a Rogowski Coil**," Patent US05442280, GEC Alstom, 1995.
- [109] C. Gerster, "**Fast High-power/High-voltage Switch Using Series-connected IGBTs with Active Gate-controlled Voltage-balancing**," Records of the IEEE Annual Applied Power Electronics Conference, APEC 1994.
- [110] C. Gerster, P. Hofer and N. Karrer, "**Gate-control strategies for snubberless operation of seriesconnected IGBTs**," Records of the 27<sup>th</sup> IEEE Annual Power Electronics Specialists Conference, PESC 1996, Vol. 2, Page(s): 1739-1742, Baveno, Italy, Jun. 1996.
- [111] P. R. Palmer and A. N. Githiari, "**The series connection of IGBTs with active voltage sharing**," IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 12, Issue 4, Page(s): 637-644, Jul. 1997.
- [112] F. Blaabjerg and J. K. Pedersen, "**An optimum drive and clamp circuit design with controlled switching for a snubberless PWM-VSI-IGBT inverter leg**," Records of the IEEE 23rd Annual Power Electronics Specialists Conference, PESC 1992, Vol. 1, Page(s): 289-297, Toledo, Spain, Jul. 1992.
- [113] "**Concept**," 2008. [Online]. <http://www.igbt-driver.com/>

- [114] B. Weis and M. Bruckmann, “**A New Gate Driver Circuit for improved turn-off characteristics of high current IGBT Modules**,” Records of IEEE 33rd Annual Industry Applications Conference, IAS 1998, Vol. 2, Page(s): 1073-1077, St. Louis, MO, Oct. 1998.
- [115] H.-G. Eckel and L. Sack, “**Optimization of the turn-off performance of IGBT at overcurrent and short-circuit current**,” 5th European Conference on Power Electronics and Application, EPE 1993, Vol. 2, Page(s): 317-322, Brighton, UK, Sept. 1993.
- [116] V. John, B.-S. Suh and T. A. Lipo, “**High Performance Active Gate Drive for High Power IGBTs**,” Records of the IEEE 33rd Annual Industry Application Conference, IAS 1998, Vol. 2, Page(s): 1519-1529, St. Louis, MO, Oct. 1998.
- [117] R. Sachdeva and E. P. Nowicki, “**A novel gate driver circuit for snubberless, low-noise operation of high power IGBT**,” Records of the IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering, CCECE 2002, Vol. 1, Page(s): 212-217, 2002.
- [118] s. Musumeci, R. Pagano, A. Raciti, G. Belverde and A. Melito, “**A new gate drive performing Fault Protections of IGBT during short circuit transients**,” Records of the IEEE 37th Annual Industry Applications Conference, IAS 2002, Vol. 4, Page(s): 2614-2621, 2002.
- [119] C. Licitra, S. Musumeci, A. Raciti, A. U. Galluzzo, R. Letor and M. Melito, “**A new driving Circuit for IGBT Devices**,” IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.10 Page(s): 373-378, May 1995.
- [120] R. S. Chokhawala, S. Sobhani, “**Switching Voltage Transient Protection Schemes for High-Current IGBT Modules**,” IEEE Transaction on Industry Applications, Vol. 33, Dez. 2007.
- [121] J. Saiz, M. Mermet, D. Frey, P. O. Jeannin, J. L. Schanen and P. Muszicki, “**Optimisation and integration of an active clamping circuit for IGBT series association**,” Records of the 36th Annual Industry Application Conference, IAS 2001, Vol. 2, Page(s): 1046-1051, Chicago, IL, Oct. 2001.

- [122] H. Rüedi, P. Köhli, “**“SCALE“ Driver for High Voltage IGBTs**,” Power conversion conference, PCIM 99, Nürnberg, Germany, Jun. 1999.
- [123] P. Steiner, “**Entwicklung und Realisierung einer Ansteuerlektronik von IGBTs in Leistungsmodulatoren**,” Semesterarbeit, Institut für Leistungselektronik und Messtechnik, PES, ETH Zürich, Jun. 2008.
- [124] D. Bortis, P. Steiner, J. Biela and J. W. Kolar, “**Double-Stage Gate Drive Circuit for Parallel Connected IGBT Modules**,” Presented at the 2008 IEEE International Power Modulator Conference, IPMC 2008, Las Vegas, NV, May 2008.
- [125] D. Bortis, P. Steiner, J. Biela and J. W. Kolar, “**Double-Stage Gate Drive Circuit for Parallel Connected IGBT Modules**,” submitted for the IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2008.
- [126] W. F. Ray and R. M. Davis, “**Wide bandwidth Rogowski current transducers Part 1 - The Rogowski coil**,” EPE Journal, Vol. 3, Issue 1, Page(s): 51-59, Mar. 1993.
- [127] W. F. Ray and C. R. Hewson, “**High Performance Rogowski Current Transducer**,” Records of the IEEE Industry Application Conference, Vol. 5, Page(s): 3083-3090, Italy, 2000.
- [128] W. F. Ray, “**Current measuring device**,” Patent US 6 614 218, Sept. 2003.
- [129] W. F. Ray, “**Rogowski transducers for high bandwidth high current measurement**,” Proceedings of the IEE Colloquium on Low Frequency Power Measurement and Analysis (Dig. No. 1994/203), Page(s): 10/1-10/6, 1994.
- [130] W. F. Ray and C. R. Hewson, “**Rogowski transducers for measuring large magnitude short duration pulses**,” Proceedings of the IEE Symposium Pulsed Power (Dig. No. 2000/053), London, U.K., Page(s): 23/1-23/4, May 2000.
- [131] A. Radun, “**An Alternative Low-Cost Current-Sensing Scheme for High-Current Power Electronics Circuits**,” IEEE Transactions on Industrial Electronics, Vol. 42, Issue 1, Page(s): 78-84, Feb. 1995.

- [132] U. Tietze und C. Schenk, “**Halbleiter-Schaltungstechnik**,” Buch, 12. Auflage, Springer Verlag Berlin, 2002.
- [133] D. Kustera and S. Goodwin, “**An current sensor having high accuracy and large bandwidth**,” Airpax Corporation, Patent US 006094044A, Jul. 2000.
- [134] C. R. Hewson, W. F. Ray and R. M. Davis, “**Verification of Rogowski current transducer’s ability to measure fast switching transients**,” Proceedings of the IEEE 21<sup>st</sup> Annual Applied Power Electronics Conference and Exposition, APEC 06, Page(s): 7Page(s):-, Mar. 2006.
- [135] F. Costa, E. Laboure, F. Forest and C. Gautier, “**Wide bandwidth, large AC current probe for power electronics and EMI measurements**,” IEEE Transactions on Industrial Electronics, Vol. 44, Issue 4, Page(s): 502-511, Aug. 1997.
- [136] “**Power Electronic Measurement Ltd.**,” [Online]. Available: [www.pemuk.com](http://www.pemuk.com).
- [137] E. Smajic, “**Auslegung und Umsetzung einer hochdynamischen Strommessung mit Auswertelektronik bei Pulseneratoren**,” Semesterarbeit, Institut für Leistungselektronik und Messtechnik, PES, ETH Zürich, Jul. 2007.

## Kapitel: Pulstransformator

- [138] N. G. Glasoe and J. V. Lebacqz, “**Pulse Generators**,” MIT Radiation Laboratory Series, Vol. 5, McGraw-Hill Book Company, New York, 1948.
- [139] R. Lee, “**Recent Transformer Developments**,” Proceedings of the IRE, Vol. 33, Issue 4, Page(s): 240-245, Apr. 1945.
- [140] H. W. Lord, “**Pulse Transformers**,” IEEE Transaction on Magnetics, Vol. Mag-7, Issue 1, No. 1, Page(s): 17-28, Mar. 1971.
- [141] The Institute of Electrical and Electronics Engineers, “**IEEE Standards for Pulse Transformers**,” ANSI/IEEE Std 390-1987, 1987.

- [142] M. Akemoto, S. Gold, A. Krasnykh and R. Koontz, "**Pulse Transformer R&D for NLC Klystron Pulse Modulator**", Digest of Technical Papers of the IEEE 11<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, Vol. 1, Page(s): 724-729, Baltimore MA (USA), Jun. 1997.
- [143] P. R. Gillette, K. Oshima and R. M. Rowe, "**Measurement of Parameters Controlling Pulse Front Response of Transformers**", IRE Transactions on Component Parts, Vol. 3, Issue 1, Page(s): 20-25, Mar. 1956.
- [144] R. N. Hitchcock, "**The Development of a distributed linear Pulse Transformer Model**", Record of the 21<sup>st</sup> International Power Modulator Symposium, Page(s): 214-218, Jun. 1994.
- [145] B. Cogitore, J.-P. Keradec and J. Barbaroux, "**The Two-Winding Transformer: An Experimental Method to obtain a wide Frequency Range Equivalent Circuit**", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 43, Page(s): 364-371, Apr. 1994.
- [146] B. Cogitore, J.-P. Keradec and J. Barbaroux, "**The Two-Winding Ferrite Core Transformer: An Experimental Method to obtain a wide Frequency Range Equivalent Circuit**", Records of the IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, Page(s): 558-562, May 1993.
- [147] A. Schnellmanns, K. Berrouche and J.-P. Keradec, "**Multiwinding transformers: a successive refinement method to characterize a general equivalent circuit**", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 47, Page(s): 1316-1321, May 1998.
- [148] A. Baccigalupi, P. Daponte and D. Grimaldi, "**On a Circuit Theory Approach to Evaluate the Stray Capacitances of two Coupled Inductors**", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 43, Page(s): 549-553, May 1993.
- [149] J. S. Oh, M. H. Cho, W. Namkung, T. Shintake, H. Matsumoto, K. Watanabe and H. Baba, "**Efficiency Issue in C-Band Klystron-Modulator System for Linear Collider**", Proceedings of the Particle Accelerator Conference, PAC 97, Vol. 1, Page(s): 593-595, May 1997.

- [150] J. S. Oh, M. H. Cho, W. Namkung, T. Shintake, H. Matsumoto, K. Watanabe and H. Baba, "**Efficiency Analysis of the first 111-MW C-Band Klystron-Modulator for Linear Collider**," Proceedings of the Particle Accelerator Conference, PAC 98, Vol. 1, Page(s): 163-166, Mar. 1998.
- [151] Harold A. Wheeler, "**Transmission-Line Properties of a Round Wire in a Polygon Shield**," IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. 27, Issue 8, Page(s):717-721, Aug. 1979.
- [152] J. A. Collins, "**An Accurate Method for Modeling Transformer Winding Capacitance**," Records of the IEEE 16<sup>th</sup> Annual Industrial Electronics Society Conference, IECON 90, Vol. 2, Page(s): 1094-1099, Nov. 1990.
- [153] A. Massarini, M.K. Kazimierczuk and G.Gandi, "**Lumped Parameter Models for Single- and Multiple-Layers Inductors**," Records of the IEEE 27<sup>th</sup> Power Electronics Specialists Conference PESC 96, Vol. 1, Page(s): 295-301, Baveno, Jun. 1996.
- [154] A. Massarini and M.K. Kazimierczuk, "**Self-Capacitance of Inductors**," IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 12, Issue 4, Page(s): 671-676, Jul. 1997.
- [155] G. Grandi, M.K. Kazimierczuk, A. Massarini and Ugo Reggiani, "**Stray Capacitances of Single-Layer Solenoid Air-Core Inductors**," IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. 35, Issue 5, Page(s): 1162-1168, Oct. 1999.
- [156] J. Biela and J.W.Kolar, "**Using Transformer Parasitics for Resonant Converters - A Review of the Calculation of the Stray Capacitance of Transformers**," Records of the IEEE 40<sup>th</sup> Industry Applications Conference, IAS 05, Vol. 3, Page(s): 1868-1875, Hong Kong, Oct. 2005.
- [157] R. Prieto, R. Asensi, J. A. Cobos, O. Garcia and J. Uceda, "**Model of the Capacitive Effects in Magnetic Components**," Records of the IEEE 26<sup>th</sup> Annual Power Electronics Specialists Conference, PESC 95, Vol. 2, Page(s): 678-683, Jun. 1995.

- [158] F. Blache, J.-P. Keradec and B. Cogitore, “**Stray Capacitances of two Winding Transformers: Equivalent Circuit, Measurements, Calculation and Lowering**,” Records of the IEEE Industry Applications Society Meeting, Vol. 2, Page(s): 1211-1217, 1994.
- [159] T. Duerbaum and G. Sauerlaender, “**Energy based Capacitance Model for Magnetic Devices**,” Records of the IEEE 16<sup>th</sup> Annual Applied Power Electronics Conference and Exposition, APEC 01, Vol. 1, Page(s): 109-115, 2001.
- [160] E. Laveuve, J.-P. Keradec and M. Bensoam, “**Electrostatic of Wound Components: Analytical Results, Simulation and Experimental Validation of the Parasitic Capacitance**,” Records of the IEEE Annual Industry Application Society Meeting, Vol. 2, Page(s): 1469-1475, 1991.
- [161] M. Xinkui and C. Wei, “**More Precise Model for Parasitic Capacitances in High-frequency Transformer**,” Records of the IEEE 33<sup>th</sup> Annual Power Electronics Specialists Conference, PESC 02, Vol. 2, Page(s): 1054-1057, 2002.
- [162] “**Arnold Magnetic Technologies**,” 2008. [Online]. <http://www.arnoldmagnetics.com>
- [163] “**Hitachi Metals America, Ltd.**,” 2008. [Online]. <http://www.hitachimetals.com> / <http://www.hitachimetals.co.jp/e/>
- [164] “**Magnetics**,” 2008. [Online]. <http://www.mag-inc.com>
- [165] “**Metglas**,” 2008. [Online]. <http://www.metglas.com>
- [166] “**VAC Vacuumschmelze**,” 2008. [Online]. <http://www.vacuumschmelze.de>
- [167] “**Waasner GmbH**,” 2008. [Online]. <http://www.waasner.de>
- [168] R. Böll, “**Weichmagnetische Werkstoffe**,” Book, Wiley-VCH Verlag, Germany, Issue 4, Jun.1990.
- [169] C. P. Steinmetz, “**On the law of hysteresis**,” IAEE Transactions, Vol. 9, Page(s): 3-64, Auszug in [170], 1892.

- [170] J. E. Brittain, “**A steinmetz contribution to the AC power revolution**,” Proceedings of the IEEE, Vol. 72, Issue 2, Page(s): 196-197, 1984.
- [171] M. E. McHendry, M. A. Willard and D. E. Laughlin, “**Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets**,” Progress in Material Science, Vol. 44, Issue 4, Page(s): 291-433, Oct. 1996.
- [172] G. E. Fish, “**Soft Magnetic Materials**,” Proceedings of IEEE, Vol. 78, Issue 6, Page(s): 947-972, Jun. 1990.
- [173] C. H. Smith, “**Application of amorphous magnetic materials at very-high magnetization rates (invited)**,” Journal of Applied Physics, Vol. 67, Issue 9, May 1990.
- [174] R. H. Wood and R. Lathlaen, “**Exciting New Coatings for Amorphous Glass Pulse Cores**,” Digest of Technical Papers of the IEEE 12<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference, , Vol. 1, Page(s): 393-396, Monterey CA (USA), 1999.
- [175] A. W. Molvik, W. R. Meier, A. Faltens, L. Reginato and C. Smith, “**Induction Core Performance**,” Records of the 14<sup>th</sup> International Linear Accelerator Conference, Chicago, Aug. 1998.
- [176] A. W. Molvik and A. Faltens, “**Induction core alloys for heavy-ion inertial fusion-energy accelerators**,” Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, Vol. 5, Issue 9, Aug. 2002.
- [177] G. Herzer, “**Amorphous And Nanocrystalline Soft Magnets**,” Proceedings of the NATO Advanced Study Insititute on Magnetic Hysteresis in Novel Materials, Mykonos, Greece, Jul. 1996.
- [178] W. Shen, F. Wang, D. Boroyevich and C. W. Tipton, “**Loss Characterization and Calculation of Nanocrystalline Cores for High-frequency Magnetics Applications**,” IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 23, Issue 1, Page(s): 475-484, Jan. 2008.

- [179] W. Shen, F. Wang, D. Boroyevich and C. W. Tipton, "**High-Density Nanocrystalline Core Transformer for High-Power High-Frequency Resonant Converter**," IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. 44, Issue 1, Page(s): 213-222, Feb. 2008.
- [180] W. Shen, "**Design of High-Density Transformers for High-Frequency High-Power Converters**," Dissertation Blacksburg, Virginia, Jul. 2006.
- [181] N. Schmidt and H. Güldner, "**A Simple Method to Determine Dynamic Hysteresis Loops of Soft Magnetic Materials**," IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 32, Issue 2, Page(s): 489-496, Mar. 1996.
- [182] F. Dong Tan, J. L. Vollin and S. M. Cuk, "**A Practical Approach for Magnetic Core-Loss Characterization**," IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 10, Issue 2, Page(s): 124-130, Mar. 1995.
- [183] A. Korn, "**Optimal Dimensioning of a Premagnetisation Circuit for a Pulse Transformer**," Semesterarbeit, Institut für Leistungselektronik und Messtechnik, PES, ETH Zürich, 2006.
- [184] C. H. Smith, "**Permeabilities of Metallic Glasses at High Magnetization Rates**," Records of the IEEE 18<sup>th</sup> Power Modulator Symposium, Page(s): 336-339, Hilton Head SC (USA), Jun. 1988.
- [185] W. A. Reass, D. M. Baca, J. D. Doss and F. R. Gribble "**Design technology of high-voltage multi-megawatt polyphase resonant converter modulators**," Records of the IEEE 29<sup>th</sup> Industrial Electronics Society, IECON 03, Vol. 1, Page(s): 96-101, Los Alamos NM (USA), Nov. 2003.
- [186] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah and H. Tacca, "**Accurate Prediction of Ferrite Core Loss with Nonsinusoidal Waveforms Using Only Steinmetz Parameters**," Proceedings of the IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, Page(s): 36-41, Hanover NH (USA), Jun. 2002.
- [187] M. Albach, T. Durbaum and A. Brockmeyer, "**Calculating core losses in transformers for arbitrary magnetizing currents**

- a comparison of different approaches,**“ Records of the Annual IEEE 27<sup>th</sup> Power Electronics Specialists Conference, PESC 1996, Vol. 2, Page(s): 1463-1468, Jun. 1996.
- [188] J. Reinert, A. Brockmeyer and R. W De Doncker, “**Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation,**“ Proceedings of the IEEE 34<sup>th</sup> Annual Meeting of the Industry Applications Society, Vol. 3, Page(s): 2087-2092, 1999.
- [189] J. Li, T. Abdallah and C. R. Sullivan, “**Improved Calculation of Core Loss with Nonsinusoidal Waveforms,**“ Conference Records of the IEEE 36<sup>th</sup> Industry Application Conference, IAS 2001, Vol. 4, Page(s): 2203-2210, Chicago IL (USA), Sept. 2001.
- [190] V. J. Thottuvelil, T. G. Wilson and H. A. Owen, “**High-frequency measurement techniques for magnetic cores,**“ IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 5, Issue 1, Page(s): 41-53, Jan. 1990.
- [191] R. L. Stoll, “**The analysis of eddy currents,**“ Book, Clarendon Press, Oxford, 1974.
- [192] J. Biela, “**Optimierung des elektromagnetisch integrieren Serien-Parallel-Resonanzkonverters mit eingepprägtem Ausgangsstrom,**“ Dissertation, ETH Zürich No. 16426, 2005.
- [193] J. A. Ferreira, “**Improved Analytical Modeling of Conductive Losses in Magnetic Components,**“ IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 9, Issue 1, Page(s): 127-131, Jan. 1994.
- [194] “**Shell,**“ 2008. [Online]. [www.shell.com](http://www.shell.com)

## Kapitel: Vormagnetisierung

- [195] J. Biela, D. Bortis and J. W. Kolar, “**Analytical Modeling of Pulse Transformers for Power Modulators,**“ Records of the 27<sup>th</sup> International Power Modulator Symposium, Page(s): 135-140, Washington DC, May 2006.

- [196] J. Biela, D. Bortis and J. W. Kolar, “**Modeling of Pulse Transformers with Parallel- and Non-Parallel-Plate Windings for Power Modulators,**” IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, Issue 4, Page(s): 1016-1024, Aug. 2007.
- [197] H. Kirbie, “**Unified Power Architecture,**” Patent US6529387 B2, Siemens Medical Solutions USA. Inc., Malvern, PA (USA), Mar. 2003.
- [198] H. Kirbie, “**Unified Power Architecture with Dynamic Reset,**” Patent US6466455 B2, Siemens Medical Solutions USA. Inc., Iselin, NJ (USA), Oct. 2002.
- [199] H. C. Kirbie, W. R. Cravey, S. A. Hawkins, M. A. Newton and C. W. Ollis, “**A FET-Switched Induction Accelerator Cell,**” Digest of Technical Papers of IEEE 9<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, Vol. 1, Page(s): 415, 1999.
- [200] H. C. Kirbie, B. Hickman, B. Lee and C. Ollis, “**An all Solid State Pulse Power Source for high PRF Induction Accelerators,**” Records of the 23<sup>rd</sup> International Power Modulator Symposium, Page(s): 6-11, Rancho Mirage CA (USA), 1998.
- [201] H. Kirbie, S. Hawkins, B. Hickman, B. Lee, M. Newton, C. Ollis, C. Brooksby, D. Gilbert, D. Longinotti and E. Eubank, “**Development of Solid-State Induction Modulators for high PRF Accelerators,**” Digest of Technical Papers of IEEE 10<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference, Vol. 1, Page(s): 441-447, Albuquerque NM (USA), 1995.
- [202] H. Kirbie, G. Caporaso, D. Goerz, R. Hanks, B. Hickman, B. Lee, C. Brooksby and R. Saethre, “**MHz Repetition Rate Solid-State Driver for high Current Induction Accelerators,**” Proceeding of the 1999 Particle Accelerator Conference, Vol. 1, Page(s): 625-627, New York NY (USA), 1999.
- [203] P. Vinciarelli, “**Optimal Resetting Of the Transformer’s Core in single ended Forward Converters,**” Patent US4441146, Vicor Corporation, Westford, Mass., Apr. 1984.
- [204] A. Bakkali, P. Alou, J. A. Oliver and J. A. Cobos, “**Average modeling and analysis of a Flyback with Active Clamp**”

- topology based on a very simple transformer**," Records of IEEE 22<sup>nd</sup> Applied Power Electronics Conference, APEC 07, Page(s): 500-506, Anaheim CA (USA), 2007.
- [205] D. Dalal, "**Design Consideration for Active Clamp and Reset Technique**," Power Supply Design Seminar, SEM-1100, Topic 3, Texas Instruments Literature No. SLUP112.
- [206] Q. Li, F. C. Lee, M. M. Jovanovic, "**Design Consideration of Transformer DC Bias of Forward Converter with Active-Clamp Reset**," Proceedings of IEEE 15<sup>th</sup> Applied Power Electronics Conference, APEC 00, Page(s): 966-972, New Orleans (USA), 2000.
- [207] R. Richardson, "**A high performance solid state modulator for radar applications**," Record of IEEE 19<sup>th</sup> Power Modulator Symposium, Page(s): 483-491, San Diego CA (USA), 1990.
- [208] R. J. Adler, J. Stein, B. Ashcraft and R. J. Richter-Sand, "**Improvements in Pulse Transformer Performance achieved using Pulsed Reset Circuitry**," Digest of Technical Papers of IEEE 11<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, Vol. 1, Page(s): 616-620, Baltimore MA (USA), 1997.
- [209] O. Maulat, M. Roche, F. LeCoeur, O. Lesaint, Y. Arnal and J. Pelletier, "**New line of high voltage high current pulse generators for plasma-based ion implantation**," Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, Vol. 17, Issue 2, Page(s): 879-882, 1999.
- [210] H. K. Ji and H. J. Kim, "**Active Clamp Forward Converter with MOSFET Synchronous Rectification**," Records of IEEE 25<sup>th</sup> Power Electronics Specialists Conference, PESC 94, Vol. 2, Page(s): 895-901, Taipei, Taiwan, 1994.
- [211] Lj. Dj. Varga and N. A. Losic, "**A Novel Lossless Snubber Circuit**," Records of IEEE 4<sup>th</sup> Applied Power Electronics Conference and Exposition, APEC 89, Page(s): 40-45, Baltimore MD (USA), 1989.
- [212] Y. Xi, P. K. Jain, Y. F. Liu and R. Orr, "**A Self Core Reset and Zero Voltage Switching Forward Converter Topolo-**

- gy," IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 15, Issue 6, Page(s): 1192-1203, 2000.
- [213] R. Lee, "**Designing Pulse Transformers for Small Size**," IEEE Transaction on Magnetics, Vol. Mag-13, No. 5, 1977.
- [214] R. Lee, "**Properties of Reset Cores in Radar Pulse Transformers**," Journal of Applied Physics, Vol. 33, No. 3, 1962.
- [215] R. Lee, "**Reducing Size of Radar Pulse Transformers**," IRE Transaction on Component Parts, Vol. 9, Issue 2, Page(s): 58-61, 1962.
- [216] H. Hatanaka and M. Obara, "**High efficiency operation of the high-repetition- rate all solid- state magnetic pulse compressor for KrF excimer laser**," Measurement Science and Technology, Vol. 2, Page(s): 42-48, 1991.
- [217] E. G. Cook, D. G. Ball, D. L. Birx, J. D. Branum, S. E. Peluso, M. D. Langford, R. D. Speer, J. S. Sullivan and P. G. Woods "**High Average Power Magnetic Modulator for Copper Lasers**," Digest of Technical Papers of IEEE Pulsed Power Conference, Page(s): 537-542, 1991.
- [218] E. G. Cook, B. S. Lee, S. A. Hawkins, F. V. Allen, B. C. Hickman, H. C. Kirbie and C. A. Brooksby "**Inductive-Adder Kicker Modulator for Darht-2**," LINAC2000 - XX International Linac Conference, Monterey CA (USA), 2000.
- [219] E. G. Cook, F. V. Allen, E. M. Anaya, E. J. Gower, S. A. Hawkins, B. C. Hickman, B. S. Lee, J. S. Sullivan, J. A. Watson, C. A. Brooksby, J. Yuhas, R. Cassel, M. Nguyen, C. Pappas and J. deLamare, "**Solid State Modulator R&D at LLNL**," RPIA Conference, Tsukuba, Japan, 2002.
- [220] J. E. de Lamare, R. L. Cassel, M. N. Nguyen, G. C. Pappas and A. R. Donaldson, "**A solid state modulator for driving SLAC 5045 Klystrons**," Digest of Technical Papers of the Pulsed Power Plasma Science Conference, Vol. 2, Page(s): 1276-1279, 2001.
- [221] S. Ashby, D. Drury, G. James, P. Sincerny, L. Thompson and L. Schlitt, "**CLIA-A Compact Linear Induction Accelerator System**," Digest of Technical Papers of IEEE 8<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference, Page(s): 940-942, 1991.

- [222] D. M. Barrett, “**Core Reset Consideration in Magnetic Pulse Compression Networks**,” Digest of Technical Papers of IEEE 10<sup>th</sup> Pulsed Power Conference, Vol. 2, Page(s): 1160-1165, Albuquerque NM (USA), 1995.
- [223] D. Bortis, J. Biela and J. W. Kolar, “**Optimal Design of a DC Reset Circuit for Pulse Transformers**,” Records of the IEEE 20<sup>th</sup> Applied Power Electronics Conference, APEC 2007, Page(s): 1171-1177, Anaheim CA (USA), 2007.
- [224] D. Bortis, J. Biela and J. W. Kolar, “**Design and Control of an Active Reset Circuit for Pulse Transformers**,” Presented at the IEEE International Power Modulator Conference, Las Vegas NV (USA), 2008.
- [225] D. Bortis, J. Biela and J. W. Kolar, “**Design and Control of an Active Reset Circuit for Pulse Transformers**,” submitted to the Transactions on Plasma Science, 2008.
- [226] J. Biela, D. Bortis and J. W. Kolar, “**Active Reset Circuit with Energy Recovery for Solid State Modulators**,” Records of the 34<sup>th</sup> International Pulsed Power Plasma Science Conference, PPPS, Page(s): 787, Albuquerque NM (USA), 2007.
- [227] J. Biela, D. Bortis and J. W. Kolar, “**Reset Circuits with Energy Recovery for Solid State Modulators**,” submitted to the IEEE Transactions on Plasma Science, 2007.
- [228] J. S. Oh, M.H. Cho, W. Namkung, K. H. Chung, T. Shintake and H. Matsumoto, “**Rise time analysis of pulsed klystron-modulator for efficiency improvement of linear colliders**,” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 443, Issue 2-3, p. 223-230, Apr. 2000.
- [229] G. Caryotakis, “**High Power Klystrons: Theory and Practice at the Stanford Linear Accelerator Center**,” SLAC-PUB, 2004.
- [230] C. Fischer, “**Auslegung und Aufbau eines DC/DC-Konverters zur Kondensatorladung**,” Semesterarbeit, Institut für Leistungselektronik und Messtechnik, PES, ETH Zürich, Jun. 2008.

- [231] I. Batarseh, K. Siri, “**Generalized Approach to the Small Signal Modeling of DC-to-DC Resonant Converters**,” IE-EE Transaction on Aerospace and Electronic Systems, Volume 29, Issue 3, p. 894-909, Jul. 1993.
- [232] F. Krismer and J.W. Kolar, “**Accurate Small-Signal Model for an Automotive Bidirectional Dual Active Bridge Converter**,” 11<sup>th</sup> Workshop on Control and Modeling for Power Electronics, COMPEL 2008, Aug. 2008.

## Kapitel: DC-Spannungsversorgung

- [233] S. Waffler, “**25 kW Schaltnetzteil für Kondensatorladung**,” Diplomarbeit, Lehrstuhl für Elektrische Antriebe und Steuerungen der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Okt. 2006.
- [234] H.-J. Eckoldt and N. Heidbrook, “**Power supplies for TESLA modulators**,” Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Zeuthen, Germany, TESLA 2000-36, 2000.
- [235] H.-J. Eckoldt, F. Faubladiar and N. Heidbrook, “**Constant-Power Power supplies for TESLA modulators**,” Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Zeuthen, Germany, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, 2000.
- [236] N. Heidbrook and H.-J. Eckoldt, “**Digital Regulation For Tesla Modulator Power Supplies**,” Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Zeuthen, Germany.
- [237] N. Heidbrook, “**Entwurf und Simulation eines Umrichters mit schaltungsbedingt konstanter Leistungsaufnahme, verifiziert durch Messungen**,” Diplomarbeit, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1999.
- [238] D. Bortis, S. Waffler, J. Biela and J.W. Kolar, “**25-kW Three-Phase Unity Power Factor Buck-Boost Rectifier with Wide Input and Output Range for Pulse Load Applications**,” in Proceedings of the IEEE 34<sup>th</sup> International Conference on Plasma Science, PPS07, Page(s): 868-868. Albuquerque NM (USA). 2007.

- 
- [239] D. Bortis, S. Waffler, J. Biela and J.W. Kolar, “**25-kW Three-Phase Unity Power Factor Buck-Boost Rectifier With Wide Input and Output Range for Pulse Load Applications**,” submitted to the IEEE Transactions on Plasma Science, 2008.
- [240] M. Baumann, U. Drofenik, and J.W. Kolar, “**New wide input voltage range three-phase unity power factor rectifier formed by integration of a three switch buck-derived front-end and a DC/DC boost converter output stage**,” in Proc. Conf. Rec. IEEE-INTELEC, Page(s): 461-470, 2000.
- [241] T. Nussbaumer, G. Gong, M. L. Heldwein, and J. W. Kolar, “**Control oriented modeling and robust control of a three-phase buck+boost PWM rectifier (VRX-4)**,” in Proceedings of the 40th Annual General Meeting of Industry Application Society, Page(s): 169-176, Hong Kong, Oct. 2005.
- [242] T. Nussbaumer, “**Netzrückwirkungsarmes Dreiphasen-Pulsleichrichter System mit weitem Eingangsspannungsbereich**,” Dissertation ETH Zürich No. 15869, 2004.



# Lebenslauf

## Personalien

Name	Bortis
Vorname	Dominik
Geburtsdatum	29. Dezember 1980
Geburtsort	Siders/Sierre, VS
Heimatort	Fiesch, VS
Zivilstand	verheiratet mit Renate Bortis-Kreuzer

## Schulbildung

1987 - 1995	Grundschule, Fiesch
1995 - 2000	Gymnasium, Kollegium Spiritus Sanctus, Brig

## Studium

2000 - 2005	Studium der Informationstechnologie und Elektrotechnik, ETH Zürich
2000	Werkstattpraktikum bei Gomina, Niederwald
2005	Fachpraktikum bei ABB, Turgi Diplomarbeit bei Levitronix, Zürich

## Doktorat

2005 - 2008	Wissenschaftlicher Assistent an der Professur für Leistungselektronik der ETH Zürich bei Prof. Dr. J. W. Kolar
-------------	--