

**Transiente Einschwingvorgänge in Modenverwirbelungskammern bei Prüfungen mit  
gepulsten Sinussignalen**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Tim Artz  
aus  
Emmerich am Rhein

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Holger Hirsch  
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Achim Enders  
Tag der mündlichen Prüfung: 24.07.2017



## Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Energietransport und -speicherung der Universität Duisburg-Essen.

Dem Lehrstuhlinhaber Prof. Dr.-Ing. Holger Hirsch danke ich sehr herzlich für die Unterstützung und die fachliche Betreuung meiner Arbeit. Die zahlreichen tiefgehenden und lehrreichen Diskussionen haben einen erheblichen Teil zum Gelingen beigetragen. Er ermöglichte mir weiterhin die Teilnahme an verschiedenen nationalen und internationalen Konferenzen. Dadurch wurden die Themen aus neuen Perspektiven betrachtet und diskutiert, sodass ich mich fachlich in hohem Maße weiterentwickeln konnte.

Herrn Prof. rer. nat. habil. Achim Enders, Leiter des Instituts für Elektromagnetische Verträglichkeit der Technischen Universität Braunschweig, danke ich sehr herzlich für das Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferates.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Frank Jenau, Lehrstuhlinhaber des Lehrstuhls für Hochspannungstechnik der Technischen Universität Dortmund danke ich für die Möglichkeit, mit der Modenverwirbelungskammer des Lehrstuhls zu arbeiten.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Fachgebietes Energietransport und -speicherung für die Hilfsbereitschaft und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Katrin für ihre Geduld und die moralische Unterstützung. Sie hielt mir stets den Rücken frei, sodass ich die Arbeit neben Beruf und Familie fertigstellen konnte. Katrin und meinen Kindern danke ich sehr für den Halt und die Geborgenheit. Sie sind von unschätzbarem Wert für mich.

Weiterhin gilt mein ganz besonderer Dank meinen Eltern und Geschwistern, die mich fortwährend unterstützt und gefördert haben. Ohne die vielen aufmunternden Worte und ausdauernde Begleitung meines Lebensweges hätte ich so manches nicht erreicht.

Abschließend und ausgesprochen herzlich möchte ich mich auch bei meiner Oma bedanken. In so vielen Situationen hat sie in Gedanken an mich eine Kerze entzündet, dass sie einen besonderen Platz in meinem Herzen einnimmt.

Vaihingen an der Enz, 2017

Tim Artz



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen der Modenverwirbelungskammer</b>	<b>5</b>
2.1. Aufbau . . . . .	6
2.1.1. Kammergeometrie . . . . .	6
2.1.2. Rührer zur Verwirbelung der Moden . . . . .	7
2.2. Quaderförmige Hohlraumresonatoren . . . . .	8
2.2.1. Modenanzahl und Modendichte . . . . .	9
2.2.2. Bestimmung der unteren Grenzfrequenz . . . . .	11
2.3. Darstellung des Feldes als lokale Überlagerung ebener Wellen . . . . .	12
2.3.1. Ideale statistische Eigenschaften des elektrischen Feldes . . . . .	14
2.3.2. Wahrscheinlichkeitsverteilungen . . . . .	16
2.4. Güte und Verlustmechanismen . . . . .	19
2.4.1. Zeitkonstante . . . . .	21
<b>3. Systemtheoretische Grundlagen</b>	<b>25</b>
3.1. Hochpasssysteme und ihre äquivalente Basisbanddarstellung . . . . .	26
3.1.1. Verzerrungsfreies System . . . . .	26
3.1.2. Idealer Hochpass . . . . .	27
3.1.3. Allgemeiner Hochpass . . . . .	28
3.1.4. IQ-Kanal Darstellung von Hochpasssignalen . . . . .	31
3.2. Übertragung von Hochpasssignalen über Hochpasssysteme . . . . .	33
<b>4. Praktische Umsetzung der Systemtheorie</b>	<b>37</b>
4.1. Erzeugung IQ-modulierter Signale . . . . .	39
4.2. Messung und Demodulation . . . . .	42
4.3. Bestimmung der Impulsantwort in der äquivalenten Basisbanddarstellung	44
4.4. Experimentelle Prüfung der Implementierung des äquivalenten Übertra-	
gungsmodells . . . . .	47

<b>5. Pulsmodulierte Signale in Modenverwirbelungskammern</b>	<b>51</b>
5.1. Messreihe mit pulsmodulierten Signalen . . . . .	52
5.2. Darstellung der Messergebnisse . . . . .	54
5.2.1. Stationärer Bereich, Einschalt- und Ausschaltvorgang . . . . .	56
5.2.2. Normierung der Ergebnisse . . . . .	56
5.3. Stationärer Bereich . . . . .	58
5.4. Transiente Einschwingvorgänge . . . . .	63
5.4.1. IQ-Komponenten im transienten Bereich . . . . .	64
5.4.2. Elektrische Feldstärke im transienten Bereich . . . . .	67
5.4.3. Feldüberhöhungen im transienten Bereich . . . . .	71
5.5. Verringerung der Einschaltzeit einer Modenverwirbelungskammer . . . . .	75
5.5.1. Definition der Einschaltzeit und Maß für die Verbesserung des Einschaltverhaltens . . . . .	77
5.5.2. Verringerung der Einschaltzeit durch Beladung . . . . .	78
5.5.3. Verringerung der Einschaltzeit durch Vorkonditionierung des Eingangssignals . . . . .	81
5.6. Überlegungen zur Verringerung der Ausschaltzeit . . . . .	92
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
<b>A. Spezielle Funktionen</b>	<b>101</b>
A.1. Sprungfunktion . . . . .	101
A.2. Rechteckfunktion . . . . .	102
A.3. Impulsfunktion . . . . .	102
A.4. Atan2-Funktion . . . . .	103
A.5. IQ-Komponenten des Feldes in Kammer XS . . . . .	104

## Symbolverzeichnis

$\langle \cdot \rangle$	Der Mittelwert oder Erwartungswert einer Größe wird durch spitze Klammern gekennzeichnet.
$ \cdot $	Der Betrag einer Größe wird durch Betragsstriche gekennzeichnet.
$\underline{\cdot}$	Komplexe Größen werden durch einen Unterstrich gekennzeichnet.
$\cdot_E$	Größen während eines Einschaltvorganges werden mit dem Index E gekennzeichnet.
$\cdot_A$	Größen während eines Ausschaltvorganges werden mit dem Index A gekennzeichnet.
$\cdot_s$	Größen im stationären Bereich werden mit dem Index s gekennzeichnet.
$\lambda$	Wellenlänge: $\lambda = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \cdot \frac{1}{f}$ .
$v$	Phasengeschwindigkeit.
$\omega$	Kreisfrequenz: $\omega = 2\pi f$ .
$\varphi$	Phasenwinkel.
$Z$	Wellenwiderstand des Raumes: $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ .
$Z_0$	Wellenwiderstand, approximiert für Luft: $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ .
$N_C(f)$	Modenzahl, numerisch am Computer bestimmt.
$N_W(f)$	Modenzahl, mittels Approximationsfunktion nach H.Weyl bestimmt.
$N(f)$	Modenzahl, mittels an quaderförmige Hohlraumresonatoren angepasster Approximationsfunktion bestimmt.
$D_f$	Modendichte als Ableitung der Modenzahl $N(f)$ .
$\sigma$	Standardabweichung der Normalverteilung. Tritt ebenfalls als Konstante in den für die MVK wichtigen $\chi$ - und $\chi^2$ -Verteilungen unterschiedlicher Freiheitsgrade auf, wobei $\sigma$ weiterhin die Standardabweichung der zugrundeliegenden Normalverteilung ist.
$\tau$	Kammerspezifische, frequenzabhängige Zeitkonstante.

---

$Q$	Güte.
$P_t$	Eingangsleistung (transmittierte Leistung).
$P_d$	Verlustleistung (dissipierte Leistung).
$f$	Frequenz.
$f_0$	Trägerfrequenz.
$f_{mnp}$	Resonanzfrequenzen eines quaderförmigen Hohlraumresonators.
$\vec{E}(\vec{r})$	Das elektrische Feld am Ort $\vec{r}$ .
$\langle \vec{E}(\vec{r}) \rangle$	Mittelwert oder Erwartungswert des elektrischen Feldes am Ort $\vec{r}$ .
$\underline{E}_x, \underline{E}_y, \underline{E}_z$	Komplexe kartesische Komponenten des elektrischen Feldes, z.B.: $\underline{E}_x = E_{xr} + jE_{xi}$ .
$\underline{E}_R$	Komplexe kartesische Komponenten des elektrischen Feldes mit $R$ als Platzhalter für $x$ , $y$ , bzw. $z$ .
$E_0^2$	Abkürzende Bezeichnung für den Erwartungswert des Betragsquadrates der elektrischen Feldstärke: $E_0^2 = \langle  \vec{E}(\vec{r}) ^2 \rangle$ . Dieser Erwartungswert ist ortsunabhängig. Dadurch ist die Homogenität des elektrischen Feldes einer idealen MVK gegeben.
$E(t)$	Realteil einer kartesischen Komponente des elektrischen Feldes $E(t) = \text{Re} \{ \underline{E}(t) \cdot e^{j\omega t} \}$ . Die Untersuchungen in dieser Arbeit befassen sich nur mit dieser Komponente, weshalb sie vereinfachend als <i>elektrisches Feld</i> bezeichnet und der Index $R$ für kartesische Komponenten zugunsten einer besseren Lesbarkeit weggelassen wird.
$\underline{E}(t)$	Komplexe Hüllkurve $\underline{E}(t) =  \underline{E}(t)  \cdot e^{j\varphi(t)}$ einer kartesischen Komponente des elektrischen Feldes, auch bezeichnet als <i>komplexe Amplitude</i> oder <i>Phasor</i> .
$ \underline{E}(t) $	Betrag der komplexen Hüllkurve $\underline{E}(t) =  \underline{E}(t)  \cdot e^{j\varphi(t)}$ einer kartesischen Komponente des elektrischen Feldes, auch bezeichnet als <i>Betrag der elektrischen Feldstärke</i> .
$E_i(t)$	I-Komponente des elektrischen Feldes, bzw. Realteil der komplexen Hüllkurve: $E_i(t) = \text{Re} \{ \underline{E}(t) \}$ .



$E_q(t)$	Q-Komponente des elektrischen Feldes, bzw. Imaginärteil der komplexen Hüllkurve: $E_q(t) = \text{Im} \{ \underline{E}(t) \}$ .
$E_{99,5\%}$	Willkürlich für den stationären Bereich festgelegtes Maximum $E_{99,5\%} \approx 2,6 \cdot \langle  \underline{E}_s  \rangle$ des Betrags der elektrischen Feldstärke unter Voraussetzung einer Rayleigh-Verteilung. Dieser Wert wird in einer MVK unter idealen Bedingungen mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,5% überschritten.
$\underline{E}'(t)$	Auf $E_{99,5\%}$ normierter Wert des Betrages der elektrischen Feldstärke. Analog dazu werden auch die anderen Feldkomponenten normiert: $ \underline{E}(t) '$ , $E'_i(t)$ und $E'_q(t)$ .
$\sigma'$	Parameter der Rayleighverteilung nach Normierung der Feldkomponenten auf $E_{99,5\%}$ : $\sigma' = \sqrt{2/\pi} \cdot \langle  \underline{E}_s  \rangle'$ .
$s(t)$	Eingangssignal.
$h(t)$	Impulsantwort.
$g(t)$	Ausgangssignal oder Kammerantwort.
$\underline{S}(f)$	Eingangssignal, übertragen in den Frequenzbereich.
$\underline{H}(f)$	Übertragungsfunktion.
$\underline{G}(f)$	Ausgangssignal, übertragen in den Frequenzbereich.
$\underline{s}_B(t)$	Darstellung eines allgemeinen Hochpasssignals $s(t)$ als äquivalentes Basisbandsignal mit $s(t) = \text{Re} \{ \underline{s}_B(t) e^{j2\pi f_0 t} \}$ und $\underline{s}_B(t) = s_i(t) + j s_q(t)$ . Hierbei wird $\underline{s}_B(t)$ auch als komplexe Hüllkurve von $s(t)$ bezeichnet.
$ \underline{s}_B(t) $	Betrag der komplexen Hüllkurve von $s(t)$ .
$s_i(t)$	Realteil des äquivalenten Basisbandsignals, auch als Inphase-Komponente oder kurz I-Komponente bezeichnet.
$s_q(t)$	Imaginärteil des äquivalenten Basisbandsignals, auch als Quadraturkomponente oder kurz Q-Komponente bezeichnet.
$s_\varepsilon(t)$	Mittels Signalgenerator erzeugte Approximation der Sprungfunktion $\varepsilon(t)$ .

$t_{90\%}$	Die Einschaltzeit definiert als die Zeit $t_{90\%}$ , die die mittlere elektrische Feldstärke benötigt, um ausgehend vom Einschaltzeitpunkt 90% des stationären Endwertes zu erreichen.
$t_{90\%}^*$	Modifizierte Einschaltzeit als Ergebnis der Beladung einer MVK oder der Vorkonditionierung eines Eingangssignals.
$\Delta t_{90\%}$	Differenz $\Delta t_{90\%} = t_{90\%} - t_{90\%}^*$ als Maß der Verbesserung des Einschaltverhaltens.
$k_P$	Benötigte Änderung der Eingangsleistung um den Faktor $k_P$ zur Verringerung der Einschaltzeit um $\Delta t_{90\%}$ .
$k_E$	Benötigte Änderung des elektrischen Feldes um den Faktor $k_E$ zur Verringerung der Einschaltzeit um $\Delta t_{90\%}$ .
$\varepsilon(t)$	Sprungfunktion, Definition im Anhang.
$\text{rect}(t)$	Rechteckfunktion, Definition im Anhang.
$\delta(t)$	Impulsfunktion, Definition im Anhang.

# 1. Einführung

Die Modenverwirbelungskammer (MVK) stellt bei EMV-Untersuchungen der Störfestigkeit und Störaussendung eine Alternative zu traditionellen Prüfumgebungen wie Freifeldern, Absorberhallen und TEM-Zellen dar. Sie zeichnet sich vor allem durch die effektive Erzeugung hoher Feldstärken aus und bietet aufgrund des statistisch gleichförmigen Feldes eine gute Möglichkeit, die durch steigende Betriebsfrequenzen immer deutlicher ausgeprägte Richtcharakteristik der zu prüfenden Geräte auszugleichen [1, 2].

Bevor der Einstieg in die Thematik der Modenverwirbelungskammer sinnvoll erfolgen kann, sollte der Blickwinkel, aus dem nachfolgende Analysen vorgenommen werden, näher beleuchtet werden. Neben zahlreichen anderen Anwendungsgebieten wird die Modenverwirbelungskammer auch zur Beurteilung der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) verwendet [1]. Die elektromagnetische Verträglichkeit (eng.: Electromagnetic Compatibility) wird laut International Electrotechnical Vocabulary der IEC definiert als

„the ability of an equipment or system to function satisfactorily in its electromagnetic environment without introducing intolerable electromagnetic disturbances to anything in that environment“ [3].

Diese Definition beinhaltet gleich mehrere Informationen. Zunächst wird das Augenmerk auf ein Gerät oder ein System gerichtet, welches sich in einer elektromagnetischen Umgebung (eng.: electromagnetic environment) befindet. Die elektromagnetische Umgebung ist dabei gleichbedeutend mit allen elektromagnetischen Phänomenen, die an dem betrachteten Ort existieren [3]. Nun ist die elektromagnetische Verträglichkeit laut Definition genau dann gewährleistet, wenn zwei Forderungen erfüllt sind:

- 1) Das Gerät oder System funktioniert in dieser Umgebung zufriedenstellend.
- 2) Das Gerät oder System fügt der Umgebung keine nicht tolerierbaren elektromagnetischen Störgrößen hinzu.

Der erste Punkt legt nahe, dass ein Gerät von seiner elektromagnetischen Umgebung beeinflusst werden kann. Das heißt, Energie kann von dieser Umgebung in das Gerät eingekoppelt werden und eventuell nicht erwünschte Fehlfunktionen verursachen. Der zweite Punkt ist im Umkehrschluss der Effekt, dass auch das Gerät selbst elektromagnetische Energie in seine Umgebung abgibt und dadurch wiederum andere Geräte unerwünscht beeinflusst. Die unerwünscht übertragene Energie wird als Störgröße identifiziert. Allgemein wird zwischen leitungsgeführten und gestrahlten Störgrößen unterschieden, in Abhängigkeit davon, über welchen Weg die Störgröße übertragen wird. Damit ein Gerät in seiner elektromagnetischen Umgebung zufriedenstellend funktionieren kann, muss es gegenüber Störgrößen unempfindlich sein, also Störfestigkeit besitzen. Dies wird im Rahmen normativ festgelegter Störfestigkeitsprüfungen festgestellt. Damit das Gerät auch der Umgebung keine nicht tolerierbaren Störgrößen hinzufügt, muss dessen Störaussendung gering gehalten werden. Auch dies wird im Rahmen normativ festgelegter Störaussendungsprüfungen festgestellt. Sowohl Störfestigkeit als auch Störaussendung müssen für die beiden Fälle „leitungsgeführt“ und „gestrahlt“ geprüft werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Teilaspekt der Prüfung der Störfestigkeit gegenüber gestrahlten Störgrößen. Solche Prüfungen werden heute hauptsächlich in Absorberhallen durchgeführt. Die entsprechenden Testverfahren für Absorberhallen sind etabliert und Ergebnisse unterschiedlicher Prüflabore gut vergleichbar. Durch flächendeckendes Anbringen von Absorbern an den Wänden werden Reflexionen weitgehend vermieden, sodass idealisierend ein zu untersuchendes Gerät durch ein deterministisch definierbares transversal elektromagnetisches Feld (TEM-Feld) geprüft wird. Andererseits hat dies zur Folge, dass ein großer Teil der Feldenergie ungenutzt in den Absorbern abgebaut wird. Gerade bei Störfestigkeitsprüfungen mit gepulsten Signalen werden oft sehr hohe Feldstärken von bis zu 600 V/m gefordert, wodurch hohe Verstärkerleistungen notwendig werden [4, 5].

Hier bietet eine Modenverwirbelungskammer eine gute Alternative, da sie aufgrund der Nutzung von Resonanzen sehr effektiv hohe Feldstärken erzeugen kann [1, 6]. Die Norm DIN EN 61000-4-21 [1] legt die Verfahren fest, nach denen Prüfungen der Störfestigkeit und Störaussendung in der Modenverwirbelungskammer durchgeführt werden. Da absorbierende Materialien in ihrem Inneren weitgehend vermieden werden, steht ein großer Teil der vorhandenen Feldenergie innerhalb des Prüfvolumens zur Verfügung. Im Vergleich zu Absorberhallen wird eine deutlich geringere Eingangsleistung benötigt.

Die zur Erzeugung elektrischer Felder benötigte Eingangsleistung ist direkt abhängig von

---

der Güte der MVK. Je höher die Güte, desto effektiver wird die eingespeiste Energie in Feldenergie umgesetzt [1]. Die Güte ist ein Maß für die Fähigkeit der MVK Energie zu speichern und ist direkt gekoppelt mit der Zeitkonstanten der Kammer. Die Zeitkonstante wird mit steigender Güte größer, sodass das elektrische Feld beim Betrieb mit gepulsten Signalen nur verhältnismäßig langsam die Prüffeldstärke erreicht. Aus diesem Grund schreibt die DIN EN 61000-4-21 vor, dass die Pulsweite mindestens dem 2,5-fachen der Zeitkonstante entsprechen muss [1]. Modenverwirbelungskammern hoher Güte erreichen Zeitkonstanten im Bereich mehrerer  $\mu\text{s}$  [1, 6], sodass die Prüfung mit schmalen Pulsen in derartigen Kammern kaum möglich ist. In diesem Fall werden der Kammer Absorber hinzugefügt, um die Güte und damit die Zeitkonstante künstlich zu senken. Das Einfügen von Absorbern senkt aber gleichzeitig die Effektivität der Modenverwirbelungskammer, sodass wieder höhere Eingangsleistungen benötigt werden, und stellt damit einen deutlichen Rückschritt dar. Weiterhin wurden in Modenverwirbelungskammern hohe Feldstärken im transienten Einschwingbereich beobachtet, welche die stationäre Feldstärke deutlich überschreiten [6, 7]. Ein derartiges Verhalten könnte bei Störfestigkeitsprüfungen zum Übertesten eines Gerätes führen und wäre daher ein unerwünschter Nebeneffekt der resonanten Eigenschaften einer MVK.

Der Betrieb mit gepulsten Signalen wurde in den letzten Jahren vermehrt thematisiert und sowohl mit praktischen Beispielen [6, 8, 9, 10], als auch Simulationen [11, 12, 13] hinterlegt. Hierbei werden hauptsächlich spezielle Eigenschaften für Pulsprüfungen wie etwa die Zeitkonstante oder eine bessere theoretische Beschreibung der gemittelten Zeitverläufe betrachtet und es mangelt an detaillierten Informationen über die transienten Bereiche beim Ein- und Ausschalten der Pulse. Zusätzlich wird bei Prüfungen im Rahmen von EMV-Untersuchungen meist im Frequenzbereich gearbeitet, wodurch Messungen des Zeitverhaltens bei pulsmodulierten Signalen im Allgemeinen nur selten zu finden sind.

Aus diesem Grund befasst sich diese Arbeit intensiv mit den transienten Einschwingvorgängen in Modenverwirbelungskammern. Es werden große Messreihen aus zwei sehr unterschiedlichen Modenverwirbelungskammern im Zeitbereich mit hoher Auflösung ausgewertet. Dabei wird eine hohe zeitliche Synchronisation realisiert, sodass die Änderungen von Betrag und Phase, bzw. Real- und Imaginärteil verschiedener Pulse auch während der transienten Vorgänge in Relation zueinander gesetzt werden können. Zur Unterstützung der Auswertung wird ein systemtheoretisches Übertragungsmodell im Basisband hergeleitet, das eine Beschreibung des Feldes auf Basis gemessener Sprungantworten ermöglicht. Die beobachteten transienten Überschwinger werden systematisch untersucht

und es werden Möglichkeiten aufgezeigt, wie die Problematik hoher Zeitkonstanten bei Prüfungen mit gepulsten Signalen durch Vorkonditionierung des eingespeisten Signales verringert werden kann, ohne die Effektivität der Kammer durch Einbringen von Absorbern zu senken.

## 2. Grundlagen der Modenverwirbelungskammer

Die Modenverwirbelungskammer wird in der Norm DIN EN 61000-4-21 [1] beschrieben als

„ein(e) elektrisch große(r), gut leitende(r) Hohlraum oder Kammer, der (die) mit einem Mechanismus zur Änderung (Verwirbelung) seiner Moden ausgestattet ist, um elektromagnetische Messungen bzw. Prüfungen (sowohl der Störaussendung als auch der Störfestigkeit) von elektronischen Geräten (Einrichtungen) durchzuführen.“

Eine solche Kammer ermöglicht es, bei Anregung mit einem Feld ausreichend hoher Frequenz und guten Verwirbelungseigenschaften, eine „statistisch gleichförmige (elektromagnetische) Umgebung zu erzeugen“ [1]. Die kleinste nutzbare Frequenz richtet sich maßgeblich nach der Größe der Kammer, dessen kleinste Abmessung groß gegenüber der entsprechenden Wellenlänge sein muss.

Bei Anregung der Kammer bildet das in dem Hohlraum entstehende elektromagnetische Feld durch die Reflektionen an den leitfähigen Kammerwänden Hohlraumresonanzen aus, die zu beträchtlichen Überhöhungen des Feldbetrages führen. Dadurch sind in der Kammer hohe elektromagnetische Felder bei vergleichsweise niedriger Eingangsleistung möglich [1, 6].

Die Verwirbelung der Moden innerhalb des Kammervolumens wird in der Praxis meist mit metallischen Rührern durchgeführt, deren Abmessungen „erheblichen Bruchteilen der Kammerabmessungen bzw. der Wellenlänge bei der kleinsten nutzbaren Frequenz“ [1] entsprechen. Durch Drehung des Rührers werden dann die Randbedingungen verändert, sodass andere Moden der elektromagnetischen Umgebung angeregt werden. In einem zuvor festgelegten Arbeitsvolumen kann über eine genügend hohe Anzahl verschiedener Randbedingungen dann ein Feld erzeugt werden, das statistisch gleichförmig, isotrop und dessen Polarisation statistisch zufällig ist [1].

Aufgrund dieser Eigenschaften ist die Modenverwirbelungskammer unter anderem für Prüfungen von Geräten auf elektromagnetische Verträglichkeit im Bereich gestrahlter Energie geeignet. In der Norm DIN EN 61000-4-21 [1] sind hierzu die Prüfung der Störfestigkeit gegen gestrahlte Felder und die Messung von gestrahlten Aussendungen normativ erfasst.

## 2.1. Aufbau

### 2.1.1. Kammergeometrie

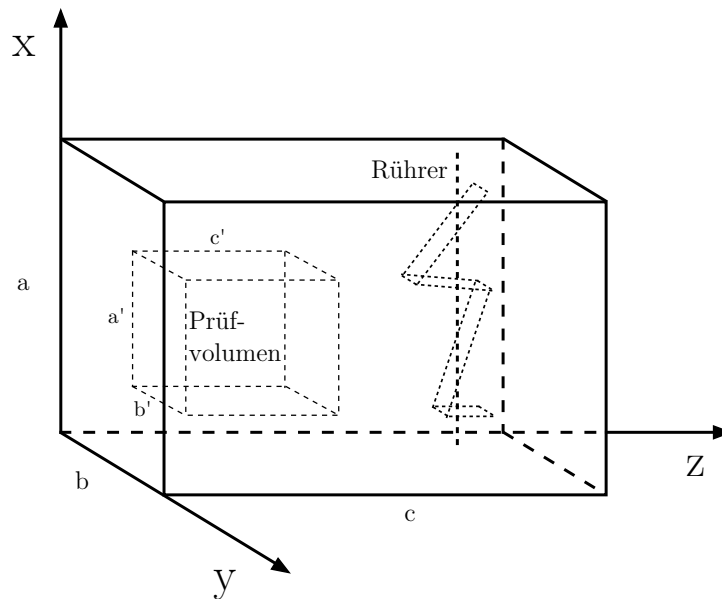
Die Geometrie einer Modenverwirbelungskammer ist zunächst nicht festgelegt. Als mögliche Geometrien können beispielsweise quader-, zylinder- oder kugelförmige Hohlräume genannt werden. In der Praxis sind vornehmlich quaderförmige Kammern zu finden, andere Geometrien werden hauptsächlich zu Forschungszwecken konstruiert. Das hat zum Einen den Hintergrund, dass quaderförmige Kammern verhältnismäßig leicht und somit kostengünstiger konstruiert werden können, als die Alternativen mit gebogenen Kammerwänden. Zum Anderen sind Gebäude und deren Innenräume meist quaderförmig aufgebaut, sodass quaderförmige Kammern leichter und ohne Verschwendung von Volumen eingepasst werden können. Dies bietet zudem den Vorteil, dass eventuell vorhandene Schirmkabinen zu einer Modenverwirbelungskammer umgerüstet werden können.

Das Erreichen eines gleichförmigen Feldes innerhalb der Kammer beruht auf der Änderung der Randbedingungen. Solche Änderungen können beispielsweise durch Drehung eines metallischen Rührers („mode tuning/stirring“), Veränderung der Anregungsfrequenz („frequency stirring“) oder Umpositionierung der Sendeantenne („source stirring“) erreicht werden [14, 15, 16, 17]. Auch exotischere Herangehensweisen, wie etwa verformbare Kammerwände, sind denkbar [18].

Um aber, wie in der Definition gefordert, elektromagnetische Messungen bzw. Prüfungen durchführen zu können, muss eine Kammer zunächst validiert werden [1]. Nach derzeitigem Stand der DIN EN 61000-4-21 (Jahr 2011) werden hierzu nur Modenänderungen durch einen oder mehrere metallische Rührer zugelassen. Dadurch sind die übrigen Methoden in der Praxis nicht anwendbar.

In dieser Arbeit werden ausschließlich quaderförmige Modenverwirbelungskammern mit metallischem Rührer betrachtet. Bild 2.1 zeigt den Aufbau einer solchen Kammer. Der





**Abbildung 2.1.:** Schematische Darstellung einer quaderförmigen Modenverwirbelungskammer mit metallischem Rührer zur Verwirbelung der Moden.

quaderförmige Hohlraum der Kantenlängen  $a$ ,  $b$  und  $c$  ist umschlossen von gut leitenden, metallischen Wänden. Innerhalb der Kammer existiert ein Volumen mit den Kantenlängen  $a'$ ,  $b'$  und  $c'$ . Dieses Volumen ist das Arbeitsvolumen, innerhalb dessen die bei der Kammervalidierung geforderten Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes erfüllt sein müssen. Die Norm DIN EN 61000-4-21 [1] gibt zwar kein quaderförmiges Arbeitsvolumen vor, dennoch ist dies die einfachste Methode, ein Arbeitsvolumen festzulegen, da das Volumen alleine über die Eckpunkte definiert werden kann. Die Größe des Arbeitsvolumens ist nicht normativ festgelegt, es sollte allerdings ein Abstand von den Kammerwänden eingehalten werden, der größer ist, als das der niedrigsten Prüffrequenz entsprechende  $\lambda/4$  [1]. Letztlich ist aber eine beliebige Festlegung des Arbeitsvolumens möglich, solange die Validierung als Modenverwirbelungskammer ordnungsgemäß durchgeführt werden kann [1].

### 2.1.2. Rührer zur Verwirbelung der Moden

Der zur Verwirbelung der Moden verwendete Rührer besteht aus unterschiedlich angeordneten Metallplatten („Rotorblätter“), die an einer gemeinsamen Rotationsachse befestigt sind. Meist wird die Rotationsachse parallel zu einer der Kammerwände gewählt

und reicht von einer Wand bis zur gegenüberliegenden (z.B. vom Boden bis zur Decke). Es gibt allerdings auch Konstruktionen, die eher wie ein Propeller oder Ventilator aufgebaut sind und an der Decke oder einer Kammerwand befestigt werden. Es muss bei der Konstruktion darauf geachtet werden, dass keine geometrischen Symmetrien auftreten, damit bei einer vollen Umdrehung des Rührers keine Randbedingung mehrfach angefahren werden kann [19, 20]. Je größer das von dem Rührer eingeschlossene Volumen und die Fläche der Rotorblätter, desto stärker verwirbelt der Rührer auch das elektromagnetische Feld innerhalb der Kammer. Gleichzeitig verringert das aber auch das nutzbare Arbeitsvolumen innerhalb der Kammer, sodass hier ein Kompromiss zwischen Arbeitsvolumen und Rührereffizienz getroffen werden muss. Weiterhin wird der Rührer in einer Ecke der Kammer positioniert, um das Arbeitsvolumen in der Kammer möglichst groß zu halten. Auch bei der Positionierung des Rührers muss darauf geachtet werden, Symmetrien zu vermeiden. So sollte die Rotationsachse unterschiedliche Abstände zu den benachbarten Kammerwänden besitzen.

Eine so aufgebaute Modenverwirbelungskammer kann in zwei Betriebsarten verwendet werden. Entweder wird der Rührer schrittweise gedreht („mode tuning“) oder aber kontinuierlich bewegt („mode stirring“) [1]. In dieser Arbeit kommt ausschließlich ein schrittweise bewegter Rührer zum Einsatz.

## 2.2. Quaderförmige Hohlraumresonatoren

Wie in Kapitel 2.1.1 bereits beschrieben, werden in der Praxis meist quaderförmige Modenverwirbelungskammern verwendet. Für die Ausarbeitung dieser Arbeit standen zwei Modenverwirbelungskammern zur Verfügung. Beide entsprechen dem in Bild 2.1 schematisch gezeigten Aufbau, es handelt sich also um quaderförmige Kammern mit einem einzelnen metallischen Rührer. Die folgenden Betrachtungen gehen daher von quaderförmigen Hohlraumresonatoren aus. Beide Kammern unterscheiden sich stark in ihrer Baugröße. Die erste Kammer ist eine sehr kleine Kammer (1,0 m x 0,8 m x 1,8 m) und wird demzufolge „Kammer XS“ genannt. Die zweite Kammer besitzt eine mittlere Größe (3,53 m x 3,08 m x 7,28 m) und wird mit „Kammer M“ bezeichnet.

### 2.2.1. Modenanzahl und Modendichte

Im Falle des quaderförmigen Hohlraumresonators kann zu jeder Anregungsfrequenz die kumulative Anzahl der bis zu dieser Frequenz anregbaren Moden bestimmt werden. Dazu werden über die Gleichung

$$f_{mnp} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \quad (2.1)$$

zunächst die Resonanzfrequenzen  $f_{mnp}$  des Hohlraumresonators bestimmt. Hierbei sind  $m$ ,  $n$ , und  $p$  ganzzahlige Indizes, um die ausbreitungsfähigen Moden in ihren drei Raumrichtungen zu unterscheiden und  $a$ ,  $b$  und  $c$  die Kantenlängen der Kammer. In einem quaderförmigen Hohlraumresonator sind nicht alle Wellen ausbreitungsfähig. So erfüllen transversal elektromagnetische Wellen (TEM-Wellen) nicht die Randbedingungen [21, 22]. Entsprechend müssen die Werte für die Indizes auf  $m = 0, 1, 2, \dots$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  und  $p = 1, 2, 3, \dots$  beschränkt werden, mit der zusätzlichen Anforderung, dass  $m = n = 0$  unzulässig ist [21].

Sind die Resonanzfrequenzen bekannt, so kann ihre Anzahl bis zu der gewünschten Frequenz aufsummiert werden. Die Auswertung von Gleichung (2.1) zur Bestimmung der Modenanzahl  $N_C(f)$  erfolgt am besten in numerischer Form.

Einfacher in der Handhabung sind Approximationsfunktionen, die einen Näherungswert der Modenanzahl in Abhängigkeit der Frequenz ausgeben. Die für Hohlraumresonatoren allgemeiner Geometrie geltende Approximationsfunktion in Abhängigkeit der Frequenz nach H.Weyl [21, 23] lautet:

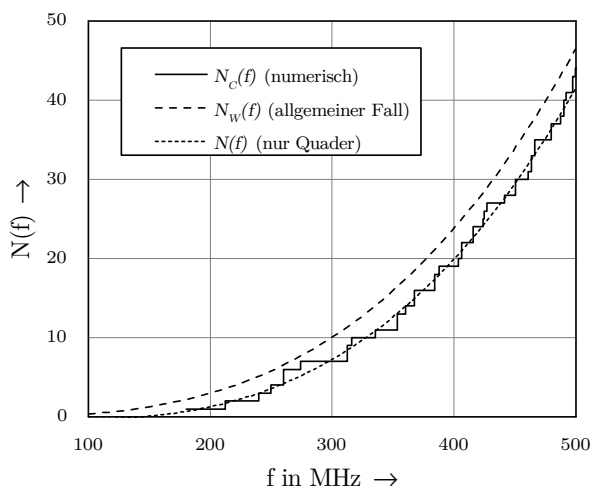
$$N_W(f) = \frac{8\pi}{3} \cdot abc \cdot \frac{f^3}{v^3} \quad (2.2)$$

mit der Frequenz  $f$  und der Phasengeschwindigkeit  $v$ . Diese Approximation schätzt die Anzahl der Moden im Falle eines quaderförmigen Hohlraumresonators allerdings zu hoch ab, da die in diesem Spezialfall nicht ausbreitungsfähigen Moden mitgezählt werden.

Mit entsprechender Korrektur ergibt sich die Approximationsfunktion in Abhängigkeit der Frequenz zu [21, 22]:

$$N(f) = \frac{8\pi}{3} \cdot abc \cdot \frac{f^3}{v^3} - (a + b + c) \cdot \frac{f}{v} + \frac{1}{2} \quad (2.3)$$

Beiden Approximationen ist gemein, dass die Funktionen im Gegensatz zur numerischen Auswertung kontinuierlich sind. Es muss also gerundet werden, um ganzzahlige Werte



**Abbildung 2.2.:** Kumulative Anzahl der Moden in der Modenverwirbelungskammer XS, bestimmt durch Computerzählung, allgemein nach Gleichung (2.2) und für den quaderförmigen Spezialfall nach Gleichung (2.3).

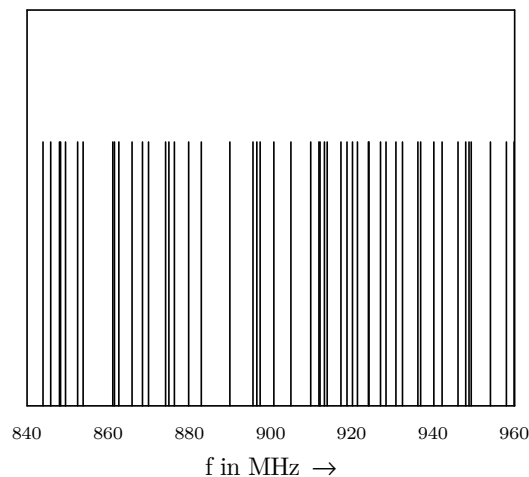
zu erhalten. Abbildung 2.2 stellt die drei Verfahren zur Bestimmung der Modenanzahl für die Modenverwirbelungskammer XS in einem beispielhaft gewählten Frequenzbereich gegenüber. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Computerzählung  $N_C(f)$  und der Approximation für quaderförmige Hohlraumresonatoren  $N(f)$ , während die Approximation für allgemeine Hohlraumresonatoren  $N_W(f)$  die Anzahl zu hoch abschätzt.

Die Modendichte kann bestimmt werden als Ableitung der Modenanzahl:

$$D(f) = \frac{dN(f)}{df} = 8\pi \cdot abc \cdot \frac{f^2}{v^3} - \frac{(a + b + c)}{v} \quad (2.4)$$

Auch wenn diese Formel eine kontinuierliche Steigerung der Modendichte suggeriert, sind die Moden in der Realität ungleichmäßig verteilt. Das bedeutet, dass die tatsächliche Modendichte Schwankungen beinhaltet, die in Gleichung (2.4) nicht berücksichtigt sind. Abbildung 2.3 zeigt die Verteilung der Moden in Kammer XS im Bereich von 840 MHz bis 960 MHz, berechnet nach Gleichung (2.1) unter Berücksichtigung der Anforderungen für  $m$ ,  $n$  und  $p$ .

Deutlich zu sehen ist die unregelmäßige Verteilung der Moden. In manchen Bereichen liegen sie dicht beieinander, während in anderen Abschnitten größere Lücken erkennbar sind.



**Abbildung 2.3.:** Verteilung der Resonanzfrequenzen der Kammer XS nach Gleichung (2.1) unter Berücksichtigung der Anforderungen für  $m$ ,  $n$  und  $p$ , beispielhaft für den Frequenzbereich von 840 MHz bis 960 MHz. Die vertikale Achse zeigt nur das Vorhandensein einer Mode an und ist ansonsten ohne Bedeutung.

### 2.2.2. Bestimmung der unteren Grenzfrequenz

Die untere Grenzfrequenz (lowest usable frequency, LUF), bei der ein Hohlraumresonator noch als Modenverwirbelungskammer betrieben werden kann, hängt von vielen unterschiedlichen Faktoren ab, unter anderem der Kammer- und Rührergröße [24]. Grundsätzlich muss eine Modenverwirbelungskammer eine ausreichende Anzahl unabhängiger Feldverteilungen herstellen können, damit die Gleichförmigkeit des Feldes erreicht werden kann. Die LUF der zu verwendenden Modenverwirbelungskammer muss im Rahmen des Kalibrierprozesses nach DIN EN 61000-4-21 ermittelt werden [1]. Eine rein theoretische Abschätzung aufgrund der Kammergeometrie reicht nicht aus, da auch die Position und Ausrichtung der Sendeantenne, sowie die Beschaffenheit des Rührers eine große Rolle spielen.

Dennoch ist es, beispielsweise um den Kalibrieraufwand zu begrenzen, sinnvoll, die LUF durch eine grobe Schätzung zu approximieren. Als Schätzwert ist in der Literatur das 4- bis 6-fache der ersten Resonanzfrequenz angegeben [1, 22, 25]. Für die Kammer XS entspricht dies 720 MHz bis 1080 MHz und für die Kammer M 190 MHz bis 285 MHz.

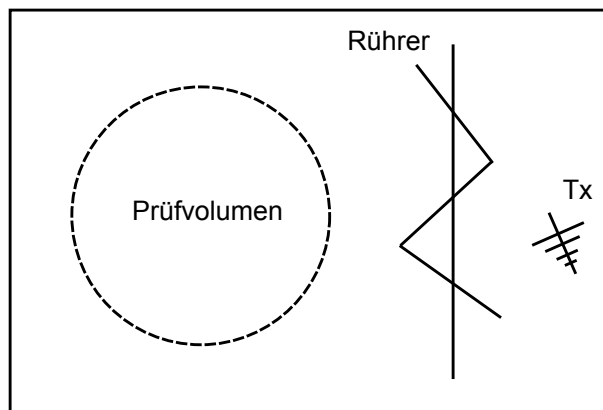
Kammer XS ist nach der Norm DIN 61000-4-21, Stand 2011, für Frequenzen oberhalb einer unteren Grenzfrequenz von 800 MHz nutzbar. Kammer M wurde nach der Norm DIN

EN 61000-4-21, Stand 2004 [26], kalibriert und besitzt danach eine untere Grenzfrequenz von 200 MHz [5].

Zu beachten ist, dass die LUF eine nach Norm ausreichende Gleichförmigkeit des elektrischen Feldes gewährleistet, die Standardabweichung bestimmter Feldgrößen also unterhalb festgelegter Grenzwerte bleibt [1]. Dies ist allerdings nicht gleichzusetzen mit der Gewährleistung idealer statistischer Eigenschaften. Wie in Kapitel 5.3 gezeigt wird, weichen die Eigenschaften des Feldes in Kammer XS sichtbar von dem statistischen Ideal ab, obwohl die Kammer in dem verwendeten Frequenzbereich die Anforderungen der DIN EN 61000-4-21 Norm erfüllt.

### 2.3. Darstellung des Feldes als lokale Überlagerung ebener Wellen

Für eine ideale Modenverwirbelungskammer können die Feldverhältnisse auf Basis sich lokal überlagernder ebener Wellen beschrieben werden [24, 27]. Die damit verbundenen Feldgrößen erlauben die Abschätzung der statistischen Eigenschaften eines gut verwirbelten Feldes. Im Folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften dieser Theorie nach Hill [27] aufgegriffen.



**Abbildung 2.4.:** Schematischer Aufbau einer quaderförmigen Modenverwirbelungskammer mit metallischem Rührer zur Verwirbelung der Moden.

Der Aufbau einer quaderförmigen Modenverwirbelungskammer ist schematisch in Bild 2.4 dargestellt. Wie bereits in Kapitel 2.1 beschrieben, beinhaltet eine Modenverwirbelungskammer zur Erzeugung des elektromagnetischen Feldes eine Sendeanenne (Tx). Um ein

statistisch gleichförmiges Feld in dem Prüfvolumen zu erhalten, ist zusätzlich ein mechanischer Rührer vorgesehen, der wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben verwendet wird.

Das elektrische Feld am Ort  $\vec{r}$  innerhalb eines quellenfreien, räumlich begrenzten Volumens kann als Integral der einfallenden ebenen Wellen über alle Winkel dargestellt werden [27]:

$$\underline{\vec{E}}(\vec{r}) = \iint_{4\pi} \underline{\vec{F}}(\Omega) \cdot e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} d\Omega \quad (2.5)$$

Hierbei wird der Raumwinkel  $\Omega$  abkürzend eingesetzt für den Polarwinkel  $\theta$  und Azimutwinkel  $\phi$  des Kugelkoordinatensystems. In Kugelkoordinaten entspricht der Raumwinkel dem Flächenelement auf einer Kugeloberfläche, welches durch die beiden Polarwinkel  $\theta_1, \theta_2$  und die beiden Azimutwinkel  $\phi_1, \phi_2$  festgelegt wird. Um über alle Winkel zu integrieren, muss über die Gesamtfläche  $4\pi$  der Einheitskugel integriert werden und es gilt  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ . Die harmonische Zeitabhängigkeit  $e^{j\omega t}$  ist hier unterdrückt. Der Wellenvektor  $\vec{k}$  kann ausgedrückt werden als

$$\vec{k} = -k \cdot (\vec{e}_x \sin\theta \cos\phi + \vec{e}_y \sin\theta \sin\phi + \vec{e}_z \cos\theta) \quad (2.6)$$

mit  $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  der Kreiswellenzahl für Vakuum. Das Winkelspektrum  $\underline{\vec{F}}(\Omega)$  kann geschrieben werden als

$$\underline{\vec{F}}(\Omega) = \vec{e}_\theta \underline{F}_\theta(\Omega) + \vec{e}_\phi \underline{F}_\phi(\Omega) \quad (2.7)$$

wobei die Einheitsvektoren  $\vec{e}_\theta$  und  $\vec{e}_\phi$  senkrecht zueinander und zu  $\vec{k}$  stehen. Die beiden Komponenten  $\underline{F}_\theta$  und  $\underline{F}_\phi$  des Winkelspektrums sind komplexe Größen, die auch über ihre Real- und Imaginärteile ausgedrückt werden können:

$$\underline{F}_\theta(\Omega) = F_{\theta r}(\Omega) + jF_{\theta i}(\Omega) \quad (2.8)$$

$$\underline{F}_\phi(\Omega) = F_{\phi r}(\Omega) + jF_{\phi i}(\Omega) \quad (2.9)$$

Mit Gleichung (2.5) ist das elektrische Feld  $\underline{\vec{E}}(\vec{r})$  für ein geeignet gewähltes, sphärisches Volumen vollständig beschrieben [27].

In einer Modenverwirbelungskammer wird der metallische Rührer verwendet, um statistische Feldverhältnisse zu erzeugen. Damit ist das Winkelspektrum  $\underline{\vec{F}}(\Omega)$  eine Zufallsvariable, die von der Position des Rührers abhängt. In einer idealen Modenverwirbelungskammer soll nun ein gut verwirbeltes Feld durch Drehung eines geeigneten (oder

mehrerer) Rührer angenommen werden. Für das einem solchen Feld entsprechende Winkelspektrum können statistische Annahmen getroffen werden, ohne die genauen Feldverhältnisse zu kennen. Dabei wird der Mittelwert über verschiedene Rührerpositionen im Folgenden durch  $\langle \cdot \rangle$  gekennzeichnet.

Das Winkelspektrum eines gut verwirbelten Feldes ergibt sich aus vielen reflektierten Wellen aus unterschiedlichen Richtungen und mit unterschiedlichen Phasenlagen. Der Erwartungswert des Winkelspektrums sollte demnach null ergeben:

$$\langle \underline{F}_\theta(\Omega) \rangle = \langle \underline{F}_\phi(\Omega) \rangle = 0 \quad (2.10)$$

Außerdem lassen sich aufgrund der Tatsache, dass durch vielfache Änderung der Phasenlage und Polarisation auch die einzelnen Komponenten des Winkelspektrums unkorreliert sind, zwei weitere wichtige Zusammenhänge festhalten [27]:

$$\langle \underline{F}_\theta(\Omega_1) \underline{F}_\phi^*(\Omega_2) \rangle = 0 \quad (2.11)$$

$$\langle \underline{F}_\theta(\Omega_1) \underline{F}_\theta^*(\Omega_2) \rangle = \langle \underline{F}_\phi(\Omega_1) \underline{F}_\phi^*(\Omega_2) \rangle = 2C_E \cdot \delta(\Omega_1 - \Omega_2) \quad (2.12)$$

Die Konstante  $C_E$  hat die Einheit  $(\text{V/m})^2$  und ist proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke. Dies wird in den weiteren Ausführungen ersichtlich.

### 2.3.1. Ideale statistische Eigenschaften des elektrischen Feldes

Gleichungen (2.5), sowie (2.10) bis (2.12) lassen einige Aussagen über die Eigenschaften des elektrischen Feldes in einer idealen Modenverwirbelungskammer zu. So geht aus Gleichungen (2.5) und (2.10) hervor, dass der Erwartungswert der elektrischen Feldstärke  $\langle \vec{E} \rangle$  null sein muss [27]:

$$\langle \vec{E}(\vec{r}) \rangle = \iint_{4\pi} \langle \vec{F}(\Omega) \rangle \cdot e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} d\Omega = 0 \quad (2.13)$$

Dieses Ergebnis ist für ein gut verwirbeltes Feld zu erwarten, da hierbei eine große Anzahl Wellen aus unterschiedlichen Richtungen mit verschiedenen Phasenlagen aufsummiert wird. Eine weitere wichtige Größe ist der quadrierte Betrag des elektrischen Feldes, da er proportional zur elektrischen Energiedichte ist [27]:

$$|\vec{E}(\vec{r})|^2 = \iint_{4\pi} \iint_{4\pi} \vec{F}(\Omega_1) \cdot \vec{F}^*(\Omega_2) \cdot e^{j(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}} d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (2.14)$$



Mit Gleichungen (2.11) und (2.12) lässt sich der Erwartungswert von  $|\vec{E}(\vec{r})|^2$  angeben zu [27]:

$$\langle |\vec{E}(\vec{r})|^2 \rangle = 4C_E \iint_{4\pi} \iint_{4\pi} \delta(\Omega_1 - \Omega_2) \cdot e^{j(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}} d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow \langle |\vec{E}(\vec{r})|^2 \rangle = 16\pi C_E \equiv E_0^2 \quad (2.16)$$

Es fällt auf, dass  $\langle |\vec{E}(\vec{r})|^2 \rangle$  ortsunabhängig ist. Damit ist die Eigenschaft der Homogenität des elektrischen Feldes einer idealen Modenverwirbelungskammer gegeben. Dieser wichtige Wert wird üblicherweise abkürzend mit  $E_0^2$  bezeichnet.

Auf ähnliche Weise kann auch ein entsprechender Wert für die kartesischen Komponenten des elektrischen Feldes angegeben werden [27]:

$$\langle |E_x|^2 \rangle = \langle |E_y|^2 \rangle = \langle |E_z|^2 \rangle = \frac{E_0^2}{3} \quad (2.17)$$

Dadurch ist die Eigenschaft der Isotropie des elektrischen Feldes einer idealen Modenverwirbelungskammer gegeben. Für das magnetische Feld  $\vec{H}$  können analoge Beziehungen angegeben werden [27]:

$$\langle \vec{H}(\vec{r}) \rangle = 0 \quad (2.18)$$

$$\langle |\vec{H}(\vec{r})|^2 \rangle = \frac{E_0^2}{Z^2} \quad (2.19)$$

$$\langle |H_x|^2 \rangle = \langle |H_y|^2 \rangle = \langle |H_z|^2 \rangle = \frac{E_0^2}{3Z^2} \quad (2.20)$$

mit  $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$  dem Wellenwiderstand des Raumes. In einer mit Luft gefüllten MVK kann der Wellenwiderstand durch  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  angenähert werden, da  $\epsilon_r \approx 1$  und  $\mu_r \approx 1$  gilt. Gleichung (2.19) ist die Homogenitätseigenschaft und Gleichung (2.20) die Isotropieeigenschaft des magnetischen Feldes.

Die Energiedichte  $w$  ergibt sich zu [27]

$$w(\vec{r}) = \frac{1}{2} \left[ \epsilon_0 |\vec{E}(\vec{r})|^2 + \mu_0 |\vec{H}(\vec{r})|^2 \right] \quad (2.21)$$

Über die Homogenitätsbedingungen (2.16) und (2.19) kann der Erwartungswert der Energiedichte bestimmt werden [27]:

$$\langle w(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{2} \left[ \epsilon_0 \langle |\vec{E}(\vec{r})|^2 \rangle + \mu_0 \langle |\vec{H}(\vec{r})|^2 \rangle \right] = \epsilon_0 E_0^2 \quad (2.22)$$

Die mittlere Energiedichte ist, wie auch das elektrische und magnetische Feld, unabhängig vom Ort. Der Poynting Vektor und sein Erwartungswert können angegeben werden als [27]

$$\vec{S}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}^*(\vec{r}) \quad (2.23)$$

$$\langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle = 0 \quad (2.24)$$

Da der Erwartungswert des Poynting Vektors für eine ideale Modenverwirbelungskammer null wird, ist er keine geeignete Größe, das Feld zu beschreiben. Stattdessen könnte die mittlere Energiedichte, wie sie in Gleichung (2.22) definiert wird, verwendet werden. In [27] wird zusätzlich eine skalare Leistungsdichte definiert:

$$S = \frac{\langle w \rangle}{\sqrt{\mu\epsilon}} \approx \frac{E_0^2}{Z_0} \quad (2.25)$$

Diese Größe kann herangezogen werden, um die Feldverhältnisse in einer Modenverwirbelungskammer mit ebenen Wellenfeldern zu vergleichen, falls für diese die Leistungsdichte anstelle der Feldstärke angegeben ist.

### 2.3.2. Wahrscheinlichkeitsverteilungen

Die Charakterisierung des elektrischen Feldes in einer Modenverwirbelungskammer erfolgt am besten über dessen statistische Eigenschaften und die Anwendung der Wahrscheinlichkeitstheorie. Hintergrund ist, dass ein Hohlraumresonator von Grund auf eine komplexe elektromagnetische Umgebung ist. Eine Modenverwirbelungskammer enthält zusätzlich einen metallischen Rührer komplizierter Geometrie, um durch Verwirbelung des Feldes statistische Homogenität und Isotropie zu erhalten. Zur Anregung der Kammer mit einem elektromagnetischen Feld wird für gewöhnlich eine Antenne verwendet. Werden Prüfungen der Störfestigkeit und Störaussendung von Geräten in einer Modenverwirbelungskammer durchgeführt, werden noch das zu prüfende Gerät, sowie eine Empfangsantenne und eine Feldsonde eingebracht [1]. Außerdem kommt in der Regel noch die für eine Inbetriebnahme und Überwachung des Prüflings erforderliche Verkabelung hinzu. Es ist klar ersichtlich, dass bei einer solch komplexen Umgebung kaum alle benötigten Informationen zur Verfügung stehen, um eine eindeutige Charakterisierung des elektromagnetischen Feldes durchzuführen. Selbst wenn es möglich wäre, die Feldverhältnisse exakt zu bestimmen, hätte dies zwar akademischen Wert, aber kaum

Relevanz für die tatsächlichen Anwendungsfälle. Wird eine Modenverwirbelungskammer beispielsweise als Prüfumgebung genutzt, so müssten die exakten Feldverhältnisse für jeden Prüfling und jede Position des Rührers und der Empfangsantenne stets aufs neue bestimmt werden. Die Interpretation der Daten würde sich bestenfalls als extrem schwierig erweisen und könnte nur von sehr erfahrener Personal unter hohem Zeitaufwand durchgeführt werden.

Es ist nicht sinnvoll, eine so komplexe Umgebung, bei der ein Großteil der Informationen nicht verfügbar ist, deterministisch zu beschreiben. In einem solchen Fall ist die Anwendung statistischer Modelle angebracht, die trotz fehlender Informationen etliche Aussagen über die Feldverhältnisse in einer Modenverwirbelungskammer zulassen. In Kapitel 2.3 wurde bereits gezeigt, dass ein gut verwirbeltes Feld in einer idealen Modenverwirbelungskammer statistisch homogen und isotrop ist. Bisher wurden allerdings noch keine Aussagen über spezifische Wahrscheinlichkeitsverteilungen der verschiedenen Größen getroffen. Die Kenntnis solcher Verteilungen ist jedoch sehr hilfreich bei der Interpretation von Messergebnissen oder der Festlegung von Testparametern für Prüfungen der elektromagnetischen Verträglichkeit. Im Folgenden sollen daher die Wahrscheinlichkeitsverteilungen wichtiger Feldgrößen erarbeitet werden, wobei wieder die Theorie der ebenen Wellen nach [27] angewandt wird.

Nach Gleichung (2.13) ist der Erwartungswert der elektrischen Feldstärke  $\langle \vec{E}(\vec{r}) \rangle$  null. Die elektrische Feldstärke setzt sich hierbei aus den drei kartesischen Komponenten

$$\underline{E}_x = E_{xr} + jE_{xi}, \quad \underline{E}_y = E_{yr} + jE_{yi}, \quad \underline{E}_z = E_{zr} + jE_{zi} \quad (2.26)$$

zusammen. Die Abhängigkeit vom Ort  $\vec{r}$  wird der Übersichtlichkeit halber unterdrückt, da die Ergebnisse weitgehend ortsunabhängig sind. Sie wird nur an den Stellen aufgeführt, wo sie tatsächlich benötigt wird. Um Gleichung (2.13) zu erfüllen, müssen die Mittelwerte der Real- und Imaginärteile aller Feldkomponenten null sein:

$$\langle E_{xr} \rangle = \langle E_{xi} \rangle = \langle E_{yr} \rangle = \langle E_{yi} \rangle = \langle E_{zr} \rangle = \langle E_{zi} \rangle = 0 \quad (2.27)$$

Weiterhin lassen sich aus Gleichung (2.17) die Varianzen der Real- und Imaginärteile ableiten:

$$\langle E_{xr}^2 \rangle = \langle E_{xi}^2 \rangle = \langle E_{yr}^2 \rangle = \langle E_{yi}^2 \rangle = \langle E_{zr}^2 \rangle = \langle E_{zi}^2 \rangle = \frac{E_0^2}{6} \equiv \sigma^2 \quad (2.28)$$

Darüber hinaus sind zunächst keine weiteren Informationen extrahierbar. Da aber sowohl Mittelwert als auch Varianz der Real- und Imaginärteile bekannt sind, kann mittels

Maximum-Entropie-Methode eine Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmt werden. Es ist nach dieser Methode diejenige Wahrscheinlichkeitsverteilung für die betrachtete Größe anzunehmen, die die gegebenen Informationen erfüllt und dabei von allen sonstigen Möglichkeiten die maximale Entropie besitzt. Hier sind sowohl Mittelwert als auch Varianz bekannt und für diesen Fall besitzt die Normalverteilung die größte Entropie unter allen Verteilungen. Somit ist für die Real- und Imaginärteile der drei Feldkomponenten  $\underline{E}_x$ ,  $\underline{E}_y$  und  $\underline{E}_z$  jeweils eine Normalverteilung anzunehmen. Da die drei Komponenten in einer idealen Modenverwirbelungskammer gleichberechtigt sind, wird von nun an stellvertretend die Bezeichnung  $\underline{E}_R$  verwendet. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion am Beispiel des Realteils  $E_{Rr}$  einer Feldkomponente  $\underline{E}_R$  ist demnach [28]:

$$f(E_{Rr}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E_{Rr} - \langle E_{Rr} \rangle}{\sigma}\right)^2\right] \quad (2.29)$$

$$\Rightarrow f(E_{Rr}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{E_{Rr}^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.30)$$

Dieselbe Verteilung gilt auch für den Imaginärteil  $E_{Ri}$  einer Feldkomponente  $\underline{E}_R$ . In [27] wird hergeleitet, dass die Real- und Imaginärteile aller drei Feldkomponenten zueinander unkorreliert sind. Da sie zusätzlich normal verteilt sind, sind sie auch statistisch unabhängig [28]. Auf dieser Basis können die Verteilungen der verschiedenen Feldgrößen abgeleitet werden. Da Real- und Imaginärteile normal verteilt und unabhängig sind, ergeben sich für die übrigen Feldgrößen  $\chi$ - oder  $\chi^2$ -Verteilungen mit unterschiedlichen Freiheitsgraden [27, 28].

Der Betrag einer Feldkomponente berechnet sich zu

$$|\underline{E}_R| = \sqrt{E_{Rr}^2 + E_{Ri}^2} \quad (2.31)$$

und folgt daher einer  $\chi$ -Verteilung mit 2 Freiheitsgraden ( $\chi_2$ -Verteilung). Diese Verteilung entspricht der sogenannten Rayleigh-Verteilung [27]. Die Wahrscheinlichkeitsdichte beträgt demnach

$$f_{\chi_2}(|\underline{E}_R|) = \frac{|\underline{E}_R|}{\sigma^2} \cdot \exp\left[-\frac{|\underline{E}_R|^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.32)$$

mit dem Erwartungswert  $\sigma\sqrt{\pi/2}$ .

Für das Betragsquadrat  $|\underline{E}_R|^2$  einer Feldkomponente  $\underline{E}_R$  ergibt sich eine  $\chi^2$ -Verteilung mit zwei Freiheitsgraden ( $\chi_2^2$ -Verteilung). Diese Verteilung entspricht einer Exponential-

verteilung [27, 28] und die Wahrscheinlichkeitsdichte ergibt sich zu

$$f_{\chi_2^2}(|\underline{E}_R|^2) = \frac{1}{2\sigma^2} \cdot \exp\left[-\frac{|\underline{E}_R|^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.33)$$

mit dem Erwartungswert  $2\sigma^2$ . Auch die von einer Antenne empfangene Leistung folgt der Exponentialverteilung [29, 27]. Dieses Ergebnis ist unabhängig von dem Antennentyp (z.B. Dipol, Hornantenne oder LogPer-Antenne) [27].

Der Vollständigkeit halber seien auch die Wahrscheinlichkeitsdichten des Betrages der elektrischen Feldstärke und des Betragsquadrates der elektrischen Feldstärke genannt:

Der Betrag der Feldstärke  $|\vec{E}|$  ist  $\chi$ -verteilt mit sechs Freiheitsgraden ( $\chi_6$ -Verteilung). Die Wahrscheinlichkeitsdichte beträgt [27, 28]

$$f_{\chi_6}(|\vec{E}|) = \frac{|\vec{E}|^5}{8\sigma^6} \cdot \exp\left[-\frac{|\vec{E}|^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.34)$$

Das Betragsquadrat der Feldstärke  $|\vec{E}|^2$  ist  $\chi^2$ -verteilt mit sechs Freiheitsgraden ( $\chi_6^2$ -Verteilung) und die Wahrscheinlichkeitsdichte ist [27, 28]

$$f_{\chi_6^2}(|\vec{E}|^2) = \frac{|\vec{E}|^4}{16\sigma^6} \cdot \exp\left[-\frac{|\vec{E}|^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.35)$$

## 2.4. Güte und Verlustmechanismen

Die Güte einer Modenverwirbelungskammer ist ein Maß für ihre Fähigkeit, Energie zu speichern. Diese einheitenlose Größe ist definiert als [30]

$$Q = \omega \cdot \frac{W_s}{P_t} \quad (2.36)$$

Dabei ist  $W_s$  die stationär in der Kammer gespeicherte Energie und  $P_t$  die in die Kammer eingebrachte Leistung (transmittierte Leistung). Da die mittlere Energiedichte  $\langle w \rangle$  nach Gleichung (2.22) ortsunabhängig ist, kann die stationär gespeicherte Energie  $W_s$  ausgedrückt werden als [31]

$$W_s = \langle w \rangle \cdot V \quad (2.37)$$

$$\Rightarrow W_s = \epsilon_0 E_0^2 \cdot V \quad (2.38)$$

Eingesetzt in Gleichung (2.36) ergibt sich ein Ausdruck für den Erwartungswert des Betragsquadrates der elektrischen Feldstärke:

$$E_0^2 = \frac{Q}{\omega \epsilon_0 V} \cdot P_t \quad (2.39)$$

Bei konstanter Eingangsleistung  $P_t$  und gleichbleibender Frequenz ist die Höhe der elektrischen Feldstärke also direkt abhängig von der Güte  $Q$  der betrachteten Kammer. Je höher die Güte, desto besser wird die eingebrachte Leistung in hohe Feldstärken umgewandelt. Dieser Umstand ist ein großer Vorteil von Modenverwirbelungskammern gegenüber nicht-resonanten Prüfumgebungen. In solchen Umgebungen wird die Güte funktionsbedingt so niedrig wie möglich gehalten und es wird dementsprechend eine hohe Leistung benötigt, um hohe elektrische Feldstärken zu erreichen.

Die Güte lässt sich auch über die Verlustleistung (dissipierte Leistung)  $P_d$  definieren [31]:

$$Q = \omega \cdot \frac{W_s}{P_d} \quad (2.40)$$

Da im eingeschwungenen Zustand  $P_t = P_d$  gelten muss, sind beide Herangehensweisen gleichberechtigt. Gleichung (2.40) ist jedoch besser geeignet, um die Abhängigkeit der Güte  $Q$  von den einzelnen Verlustmechanismen aufzuzeigen. Es ist sofort ersichtlich, dass die Güte bei steigenden Verlusten verringert wird.

Die Verlustleistung  $P_d$  einer Modenverwirbelungskammer kann in vier Verlustmechanismen unterteilt werden [31],

$$P_d = P_{dW} + P_{dL} + P_{dAp} + P_{dA} \quad (2.41)$$

mit  $P_{dW}$  den Wandverlusten,  $P_{dL}$  den Verlusten durch Beladung,  $P_{dAp}$  den Aperturverlusten und  $P_{dA}$  den Antennenverlusten. Die Wandverluste sind bei einer unbeladenen Modenverwirbelungskammer für gewöhnlich dominant [31]. Sie werden durch die endliche Leitfähigkeit des Kammermaterials verursacht. Die Verluste durch Beladung spielen eine große Rolle, sobald die Kammer mit absorbierenden Materialien jedweder Art beladen wird. Bei Störfestigkeitsprüfungen lassen sich diese Verluste nicht vermeiden, da der Aufbau, sowie der Prüfling und dessen Peripherie bereits eine nicht zu vernachlässigende Beladung darstellen können. Weiterhin kann es vorteilhaft sein, die Güte der Modenverwirbelungskammer künstlich zu senken, indem absichtlich Absorber zugefügt werden. So schreibt die DIN EN 61000-4-21 eine absichtliche Beladung bei Störfestigkeitsprüfungen mit gepulsten Signalen vor, um die Anforderungen an eine kleine Zeitkonstante zu erfüllen [1]. Dies wird in dem folgenden Kapitel diskutiert.

Die Aperturverluste  $P_{dAp}$  entstehen durch Öffnungen in der Schirmung der Modenverwirbelungskammer. Diese sind ebenfalls kaum zu vermeiden, da in der Praxis beispielsweise häufig Lüftungen an den Kabinen angebracht sind. Durch jede in die Kammer eingebrachte Antenne entstehen zusätzlich Antennenverluste  $P_{dA}$ , da ein Teil der empfangenen Leistung an der Fußpunktimpedanz verbraucht wird [21, 32]. Die Antennen- und Aperturverluste sind in den üblichen Betriebsszenarien gegenüber den Wand- und eventuellen Beladungsverlusten zu vernachlässigen. Die Berechnung der Verlustmechanismen ist umfangreich und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht benötigt. Umfangreiche Darstellungen sind beispielsweise in [5, 21, 22, 25] und [31] zu finden.

### 2.4.1. Zeitkonstante

Wird die eine Modenverwirbelungskammer anregende Energiequelle ausgeschaltet, so wird die in der Kammer gespeicherte Energie bedingt durch die Verlustmechanismen auf Null sinken. Dieser Vorgang ist direkt mit der Güte  $Q$  verknüpft. Je höher die Güte, desto länger dauert der Abklingvorgang der gespeicherten Energie. Der Abklingvorgang der gespeicherten Energie in einer Modenverwirbelungskammer kann durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden [30, 31]

$$W_A(t) = W_s \cdot e^{-t/\tau}, \quad t > 0 \quad (2.42)$$

Dabei ist  $\tau$  eine kammerspezifische, frequenzabhängige Zeitkonstante, deren Größe die Dauer des Abklingvorgangs bestimmt. Analog gilt derselbe exponentielle Zusammenhang auch für den Einschaltvorgang, sofern zum Zeitpunkt des Einschaltens  $W(t) = 0$  gilt. Der Einschaltvorgang lässt sich dann beschreiben durch:

$$W_E(t) = W_s \cdot (1 - e^{-t/\tau}), \quad t > 0 \quad (2.43)$$

Die Zeitkonstante  $\tau$  ist in beiden Fällen identisch. Sie ist mit der Güte der Modenverwirbelungskammer über den Zusammenhang

$$\tau = \frac{Q}{\omega} \quad (2.44)$$

verknüpft [33]. Das bedeutet, dass bei steigender Güte auch die Zeitkonstante gesteigert wird. Für den Betrieb mit gepulsten Sinussignalen bedeutet das, dass die Pulsbreite lang gegenüber der Zeitkonstanten sein muss, damit das stationäre Feld erreicht wird. In Kapitel 2.4 wurde gezeigt, dass eine hohe Güte hohe Feldstärken bei vergleichsweise geringer

Eingangsleistung ermöglicht, was gerade für Prüfungen mit gepulsten Sinussignalen interessant ist. Andersherum zeigt sich nun, dass in einer Modenverwirbelungskammer hoher Güte auch große Zeitkonstanten zu erwarten sind und dieses Verhalten Prüfungen mit schmalen Pulsbreiten erschwert. Die beispielsweise in Automotive Standards geforderte Pulsbreite von  $3\ \mu\text{s}$  ist in größeren Kammern hoher Güte kaum einzuhalten. Speziell für Prüfungen in Modenverwirbelungskammern wird in einigen Standards die Pulsbreite daher auf  $6\ \mu\text{s}$  erhöht [34, 35].

Die Verlustmechanismen einer Modenverwirbelungskammer bestimmen ihre Güte und damit auch die Zeitkonstante. Für gewöhnlich sind die Wandverluste dominant. Das bedeutet, dass bei einer großen Kammer, in der eine ebene Welle eine große Wegstrecke ohne Wandberührung zurücklegen kann, auch automatisch mit einer großen Zeitkonstante zu rechnen ist. Dabei ist die Anzahl der Reflexionen an den Kammerwänden hauptsächlich ausschlaggebend.

Da Güte und Zeitkonstante direkt über Gleichung (2.44) miteinander gekoppelt sind, kann die Güte einer Kammer durch eine Zeitbereichsmessung bestimmt werden [36, 37]. Die gespeicherte Energie in einer Modenverwirbelungskammer ist zwar nicht direkt messbar, kann aber über die Proportionalität zum Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke hergeleitet werden. Nach Gleichung (2.38) ist die stationär gespeicherte Energie  $W_s$  direkt proportional zu  $E_0^2$ . Damit sind alle Größen, die ebenfalls proportional zu  $E_0^2$  sind, an die Zeitverläufe aus Gleichungen (2.42) und (2.43) gebunden. Dies ist beispielsweise der Fall für die mittlere Energiedichte  $\langle w \rangle$ , das Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke  $\langle |\vec{E}|^2 \rangle$  und das Betragsquadrat einer Komponente des elektrischen Feldes  $\langle |\underline{E}_R|^2 \rangle$ . Letzteres ist besonders interessant, da diese Größe über eine Antenne in der Modenverwirbelungskammer direkt messbar und proportional zur mittleren Empfangsleistung  $\langle P_r \rangle$  ist. Es gilt dann für den Aus- und Einschaltvorgang:

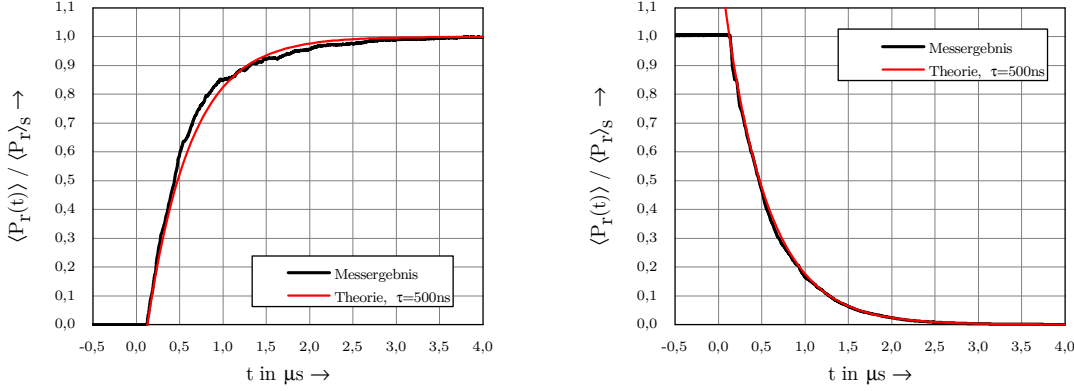
$$\langle P_r(t) \rangle_A = \langle P_r \rangle_s \cdot e^{-t/\tau} \quad \propto \quad \frac{E_0^2}{3} \cdot e^{-t/\tau}, \quad t > 0 \quad (2.45)$$

$$\langle P_r(t) \rangle_E = \langle P_r \rangle_s \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad \propto \quad \frac{E_0^2}{3} \cdot (1 - e^{-t/\tau}), \quad t > 0 \quad (2.46)$$

Hierbei stehen die Indizes  $A$  für den Ausschaltvorgang,  $E$  für den Einschaltvorgang und  $s$  für den stationären Zustand. Werden im Zeitbereich Ein- und Ausschaltvorgänge über eine genügend hohe Anzahl unabhängiger Randbedingungen gemessen und anschließend gemittelt, ergibt sich die exponentielle Zeitabhängigkeit. Durch Einpassen des theoretischen Verlaufes in den gemessenen Verlauf lässt sich so die Zeitkonstante ermitteln.



Abbildung 2.5 zeigt hierzu ein Beispiel. Es wurden in der Modenverwirbelungskammer M bei der Frequenz  $f = 900$  MHz insgesamt 755 Ein- und Ausschaltvorgänge über mehrere Antennen- und Rührerpositionen aufgenommen und anschließend gemittelt. Die theoretischen Verläufe nach Gleichungen (2.45) und (2.46) wurden eingepasst, woraus sich eine Zeitkonstante von  $\tau = 500$  ns ergibt.



**Abbildung 2.5.:** Bei  $f = 900$  MHz gemessene Zeitverläufe der gemittelten Empfangsleistung  $\langle P_r \rangle$  (normiert auf die stationäre Leistung) in der Modenverwirbelungskammer M im Vergleich zur Theorie nach Gleichungen (2.45) und (2.46). Eine Zeitkonstante von  $\tau = 500$  ns liefert eine gute Übereinstimmung.

Alternativ lässt sich die Zeitkonstante auch an der Steigung des logarithmisch aufgetragenen, gemittelten Zeitverlaufes ablesen. In [36, 37] wird dazu der zero-span Modus eines Spektrumanalysators verwendet und eine direkte Mittelung bei kontinuierlich gedrehtem Rührer durchgeführt. Dieses Verfahren zeichnet sich durch seine hohe Messdynamik und Geschwindigkeit aus, lässt sich aber durch die begrenzte Bandbreite nur bei Kammern hoher Güte anwenden. Über Gleichung (2.44) lässt sich die Güte nach Ermittlung der Zeitkonstante direkt bestimmen zu

$$Q = \omega \cdot \tau \quad (2.47)$$

Gleichungen (2.45) und (2.46) legen nahe, dass für den Erwartungswert einer Feldkomponente folgender Zeitverlauf anzunehmen ist:

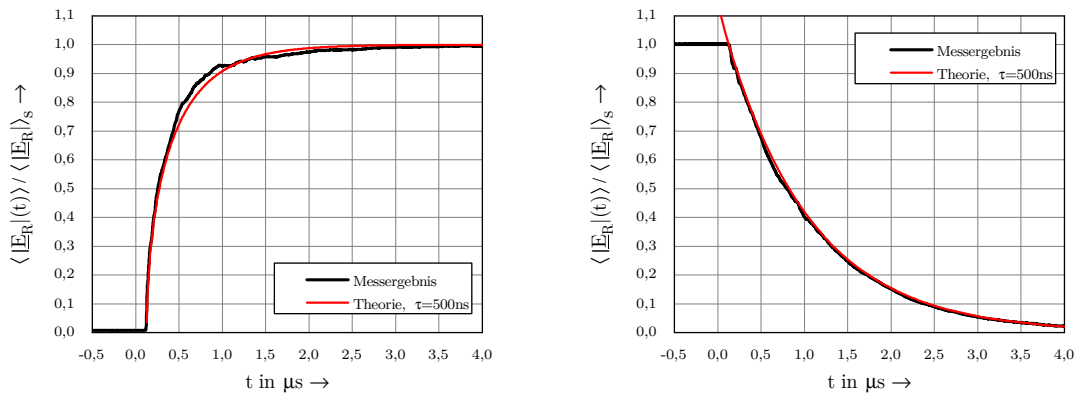
$$\langle |E_R(t)| \rangle_A = \langle |E_R| \rangle_s \cdot \sqrt{e^{-t/\tau}}, \quad t > 0 \quad (2.48)$$

$$\langle |E_R(t)| \rangle_E = \langle |E_R| \rangle_s \cdot \sqrt{(1 - e^{-t/\tau})}, \quad t > 0 \quad (2.49)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich allerdings nicht über die bisherigen Annahmen herleiten, da aus der Theorie der ebenen Wellen heraus nur Erwartungswerte für die quadrierten Feldkomponenten  $\langle |\underline{E}_R|^2 \rangle$  ableitbar sind. Das Ziehen der Wurzel ergibt dann aber nicht  $\langle |\underline{E}_R| \rangle$ , da die Mittelwertbildung unter der Wurzel stünde:

$$\langle |\underline{E}_R| \rangle = \left\langle \sqrt{|\underline{E}_R|^2} \right\rangle \neq \sqrt{\langle |\underline{E}_R|^2 \rangle} \quad (2.50)$$

Daher lassen sich Gleichungen (2.45) und (2.46) nicht direkt in (2.48) und (2.49) überführen. Eine zusätzliche Schwierigkeit besteht darin, dass die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Feldgrößen im transienten Einschwingvorgang unbekannt sind. Es lassen sich lediglich Aussagen über den stationären Zustand treffen. Daher ist auch die Herleitung über die bisher bekannten Verteilungsfunktionen unzulässig.



**Abbildung 2.6.:** Gemessene Zeitverläufe der gemittelten Feldkomponente  $\langle |\underline{E}_R| \rangle$  (normiert auf das stationäre Feld) in der Modenverwirbelungskammer M im Vergleich zur Theorie nach Gleichungen (2.48) und (2.49). Eine Zeitkonstante von  $\tau = 500\text{ ns}$  liefert erneut eine gute Übereinstimmung.

Die in Gleichungen (2.48) und (2.49) angenommenen Zeitverläufe lassen sich jedoch experimentell bestätigen. Dazu wurde  $\langle |\underline{E}_R| \rangle$  aus den 755 gemessenen Ein- und Ausschaltvorgängen in der Modenverwirbelungskammer M ermittelt. Wie in Abbildung 2.6 zu sehen, lassen sich die theoretischen Verläufe ebenfalls mit der Zeitkonstante  $\tau = 500\text{ ns}$  einpassen und es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

### 3. Systemtheoretische Grundlagen

Eine Modenverwirbelungskammer besteht, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, aus metallischen Wänden, einem metallischen Rührer, sowie den notwendigen Antennen. Aufgrund der Abwesenheit nicht-linearer Komponenten ist zu erwarten, dass sich das System für eine einzelne Systemkonfiguration (fixe Antennen- und Rührerposition) linear und zeitinvariant verhält. Ausgehend von der Annahme, die Modenverwirbelungskammer sei ein lineares, zeitinvariantes System (eng.: linear time-invariant, LTI) soll in diesem Kapitel ein Berechnungsmodell hergeleitet werden, mit dem eine Modenverwirbelungskammer beschrieben werden kann. Da besonderer Wert auf transiente Vorgänge in einer solchen Kammer gelegt wird, bietet sich eine Beschreibung im Zeitbereich an. Das Modell wird anschließend in Kapitel 4.4 experimentell überprüft und damit implizit auch die Linearität der Modenverwirbelungskammer.

Ein LTI-System mit der Impulsantwort  $h(t)$  reagiert auf ein Eingangssignal  $s(t)$  mit einer Antwort  $g(t)$ , welche über das Faltungsprodukt beschrieben werden kann [38]:

$$s(t) * h(t) = g(t) \quad (3.1)$$

Ist also die Impulsantwort  $h(t)$  eines Systems bekannt, ist das System vollständig beschrieben. Zu einem beliebigen Eingangssignal  $s(t)$  kann dann über Gleichung (3.1) die entsprechende Systemantwort  $g(t)$  berechnet werden.

Gleichung (3.1) übertragen in den Frequenzbereich ergibt:

$$\underline{S}(f) \cdot \underline{H}(f) = \underline{G}(f) \quad (3.2)$$

Das Faltungsprodukt vereinfacht sich zu einer Multiplikation, was in vielen Fällen zu einer simpleren Rechnung führt.  $\underline{H}(f)$  wird Übertragungsfunktion genannt. Sie ist die in den Frequenzbereich transformierte Impulsantwort und beschreibt ebenfalls das System.

Für die folgenden Ausführungen werden drei spezielle Funktionen benötigt: Die Sprungfunktion  $\epsilon(t)$ , die Rechteckfunktion  $\text{rect}(t)$  und die Impulsfunktion  $\delta(t)$ . In der Literatur finden sich teilweise unterschiedliche Definitionen dieser Funktionen. Die hier verwendeten Definitionen werden in Anhang A genannt.

### 3.1. Hochpasssysteme und ihre äquivalente Basisbanddarstellung

Wird ein Signal der Frequenz  $f = 0$  in eine Modenverwirbelungskammer eingespeist, so entsteht ein statisches elektrisches Feld. Im Vergleich zu hochfrequenten Signalen, die sich in der Kammer aufgrund der resonanten Eigenschaften vielfach überlagern, ist die Feldstärke des statischen Feldes aber verschwindend gering. Das heißt, die Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  einer Modenverwirbelungskammer wird bei  $f = 0$  so gering, dass näherungsweise

$$\underline{H}(f) = 0 \quad \text{für } f = 0 \quad (3.3)$$

angenommen werden kann. Ausgehend von dieser Annahme kann das Übertragungsverhalten einer Modenverwirbelungskammer anhand des allgemeinen Hochpasses beschrieben werden. Die Beschreibung als allgemeines Hochpasssystem hat den entscheidenden Vorteil, dass das System auch als äquivalentes Basisbandsystem darstellbar ist. In dieser Form werden Auswertungen im Zeitbereich sehr viel anschaulicher und übersichtlicher. In diesem Kapitel soll die Herleitung des äquivalenten Basisbandsystems aufgezeigt werden. In [38] wird eine sehr ähnliche Herleitung für die Darstellung von Bandpasssystemen angewendet, was zu einem äquivalenten Tiefpasssystem führt. Die einzelnen Herleitungsschritte sind weitgehend identisch, mit Ausnahme der Beschränkung auf eine obere Grenzfrequenz.

#### 3.1.1. Verzerrungsfreies System

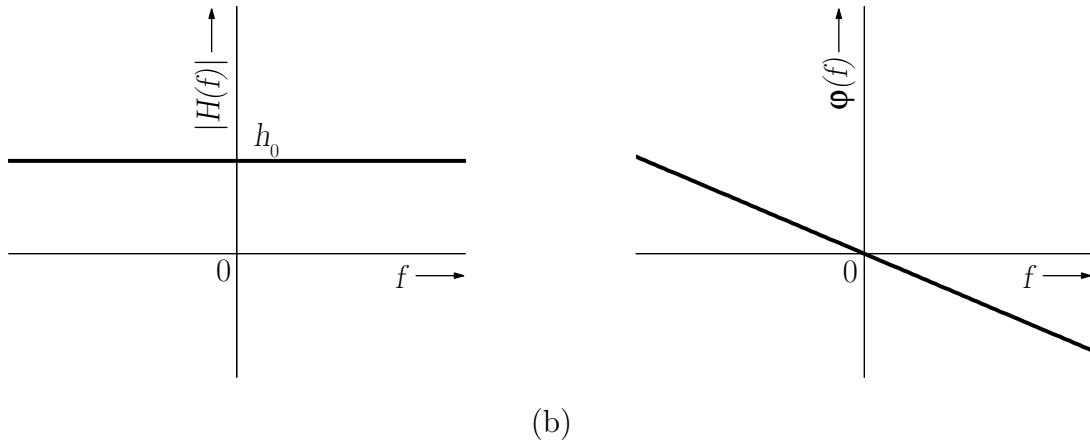
Bei einem verzerrungsfreien System entspricht die Form des Ausgangssignals  $g(t)$  dem Eingangssignal  $s(t)$ , es können lediglich eine zeitliche Verschiebung und ein Amplitudenfaktor auftreten [38]. Das Eingangssignal wird also verzerrungsfrei übertragen. Für das verzerrungsfreie System gilt die Übertragungsfunktion

$$\underline{H}(f) = h_0 \cdot e^{-j2\pi t_0 f} \quad (3.4)$$

mit dem Amplitudenfaktor  $h_0$  und der Verzögerungszeit  $t_0$ . Betrag und Phase der Übertragungsfunktion lassen sich darstellen als

$$|\underline{H}(f)| = h_0 \quad (3.5)$$

$$\varphi(f) = -2\pi t_0 f \quad (3.6)$$



**Abbildung 3.1.:** (a) Betrag und (b) Phase der Übertragungsfunktion des verzerrungsfreien Systems.

Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf von Betrag und Phase der Übertragungsfunktion des verzerrungsfreien Systems. Alle linearen, zeitinvarianten Systeme, die nicht die idealen Eigenschaften des verzerrungsfreien Systems besitzen, übertragen Signale mit linearen Verzerrungen [38]. Diese Verzerrungen spiegeln sich in einer Änderung von Betrag und Phase der Frequenzkomponenten des Eingangssignales wider und können über die Faltungsgleichung beschrieben werden [38]. Das verzerrungsfreie System ist ein Spezialfall des idealen Allpasses, dessen Übertragungsfunktion zwar einen konstanten Betrag  $|\underline{H}(f)| = \text{const.}$  aufweist, aber einen beliebigen Phasenverlauf annehmen kann [38].

### 3.1.2. Idealer Hochpass

Die Übertragungsfunktion des idealen Hochpasses entspricht der Übertragungsfunktion des verzerrungsfreien Systems für alle Frequenzen  $|f| \geq f_g$ . Für alle Frequenzen  $|f| < f_g$  wird die Übertragungsfunktion zu null. Hierbei wird  $f_g$  als Grenzfrequenz bezeichnet, die die untere Frequenzgrenze des Hochpasssystems beschreibt.

Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf der Übertragungsfunktion des idealen Hochpasses. Aus mathematischer Sicht ergibt sich die Darstellung mit zwei Sprungfunktionen für den negativen und positiven Frequenzbereich [38]:

$$|\underline{H}(f)| = \varepsilon(f - f_g) + \varepsilon(-f - f_g) \quad \text{mit } f_g > 0 \quad (3.7)$$

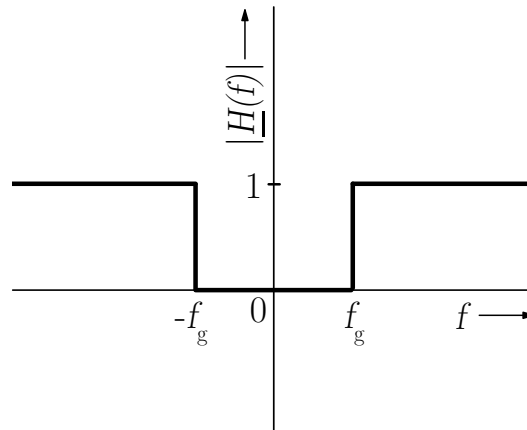


Abbildung 3.2.: Übertragungsfunktion des idealen Hochpasses.

### 3.1.3. Allgemeiner Hochpass

Es soll nun der allgemeine Fall eines beliebigen Hochpasssystems betrachtet werden. Wie auch für den idealen Hochpass muss weiterhin die Bedingung

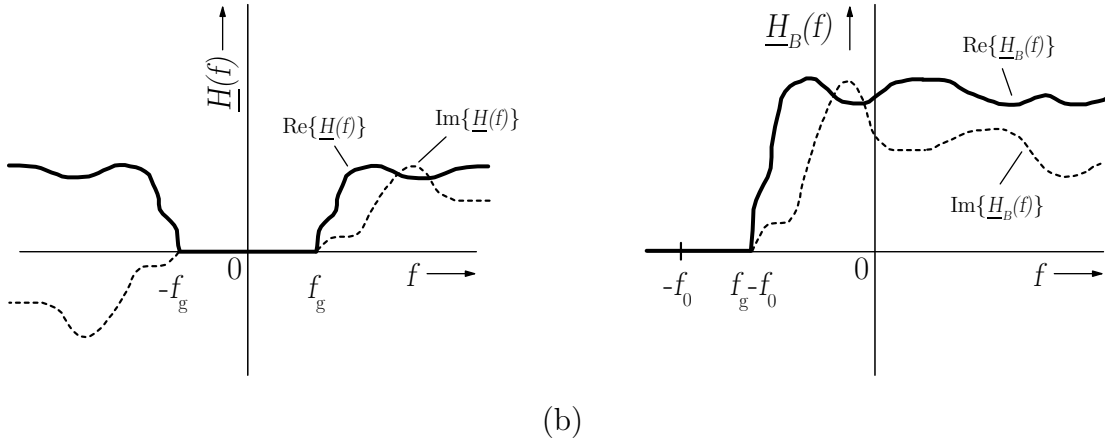
$$\underline{H}(f) = 0 \quad \text{für } |f| < f_g \quad (3.8)$$

erfüllt sein, wobei die Grenzfrequenz  $f_g > 0$  ist. Weiterhin soll dieses Hochpasssystem eine reelle Impulsantwort  $h(t)$  besitzen. Das allgemeine Hochpasssystem  $\underline{H}(f)$  hat nach dieser Voraussetzung einen geraden Realteil  $\text{Re}\{\underline{H}(f)\}$  und einen ungeraden Imaginärteil  $\text{Im}\{\underline{H}(f)\}$  [38]. Es gilt also

$$\underline{H}(-f) = \underline{H}^*(f) \quad (3.9)$$

In Abbildung 3.3 (a) ist ein solches Hochpasssystem beispielhaft dargestellt.

Bei Anregung eines solchen Systems mit einem Eingangssignal  $\underline{S}(f)$  ergibt sich die Systemantwort  $\underline{G}(f)$  gemäß Gleichung (3.2) durch Multiplikation mit der Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$ . Oft handelt es sich bei dem Eingangssignal um einen modulierten Träger einer bestimmten Frequenz  $f_0$ . Bei der Demodulation der Systemantwort  $\underline{G}(f)$  wird diese um die Trägerfrequenz  $f_0$  in das Basisband verschoben. Dadurch existiert der Träger nur noch als Gleichkomponente bei  $f = 0$  MHz, sodass das Nutzsignal leicht extrahiert werden kann, zumal nach Gleichung (3.9) die positiven und negativen Frequenzanteile dieselbe Information enthalten. Darauf wird in den folgenden Ausführungen eingegangen. Sowohl das Eingangssignal, als auch das Ausgangssignal können auf diese Weise im Basisband beschrieben werden.



**Abbildung 3.3.:** (a) Allgemeines Hochpasssystem mit der Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  und (b) äquivalente Darstellung im Basisband mit der Übertragungsfunktion  $\underline{H}_B(f)$ .

Im Folgenden soll für die Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  des allgemeinen Hochpasses eine äquivalente Basisbanddarstellung hergeleitet werden. Rein formal kann  $\underline{H}(f)$  in die positiven und negativen Frequenzspektren

$$\underline{H}_+(f) = \varepsilon(f) \cdot \underline{H}(f) \quad (3.10)$$

$$\underline{H}_-(f) = \varepsilon(-f) \cdot \underline{H}(f) \quad (3.11)$$

aufgeteilt werden, mit  $\varepsilon$  der Sprungfunktion (siehe Anhang A.1). Es gilt unter Beachtung der Annahme in Gleichung (3.8):

$$\underline{H}(f) = \underline{H}_+(f) + \underline{H}_-(f) \quad (3.12)$$

Da das Hochpasssystem eine untere Grenzfrequenz  $f_g > 0$  besitzt, überlappen sich  $\underline{H}_+(f)$  und  $\underline{H}_-(f)$  nicht. Nach Gleichung (3.9) gilt außerdem  $\underline{H}_-(f) = \underline{H}_+^*(-f)$ , beide Spektren enthalten also dieselbe Information. Daher lässt sich die Übertragungsfunktion auch schreiben als

$$\underline{H}(f) = \underline{H}_+(f) + \underline{H}_+^*(-f) \quad (3.13)$$

Die äquivalente Basisbanddarstellung ergibt sich, indem die Übertragungsfunktion des allgemeinen Hochpasses zunächst auf positive Frequenzen begrenzt und mit dem Faktor 2 multipliziert wird. Im Anschluss wird das so gewonnene Spektrum um eine geeignete Frequenz  $f_0$ , welche für gewöhnlich der Trägerfrequenz entspricht, in Richtung negativer Frequenzen verschoben:

$$\underline{H}_B(f) = 2 \cdot \underline{H}_+(f + f_0) \quad (3.14)$$

Der Faktor 2 erscheint zunächst willkürlich, ist aber in dem Wegfall der negativen Anteile der Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  begründet [38].

Abbildung 3.3 (b) zeigt die so gewonnene Übertragungsfunktion  $\underline{H}_B(f)$  des äquivalenten Systems. Da während der einzelnen Herleitungsschritte keine Information verloren geht, ist die Übertragungsfunktion des allgemeinen Hochpasssystems mit Kenntnis des äquivalenten Systems vollständig beschrieben. Mit Gleichungen (3.13) und (3.14) ergibt sich:

$$\underline{H}(f) = \frac{1}{2} \cdot \underline{H}_B(f - f_0) + \frac{1}{2} \cdot \underline{H}_B^*(-f - f_0) \quad (3.15)$$

Nach Voraussetzung (3.8) wird  $\underline{H}_B(f) = 0$  für  $f < f_g - f_0$ . Da für den allgemeinen Hochpass außerdem eine Grenzfrequenz  $f_g > 0$  angenommen wird, lässt sich schreiben:

$$\underline{H}_B(f) = 0 \quad \text{für } f \leq -f_0 \quad (3.16)$$

$$\Rightarrow \underline{H}_B(f - f_0) = 0 \quad \text{für } f \leq 0 \quad (3.17)$$

$$\Rightarrow \underline{H}_B^*(-f - f_0) = 0 \quad \text{für } f \geq 0 \quad (3.18)$$

Im Frequenzbereich überlappen sich die beiden Summanden in (3.15) dadurch nicht. Während, wie oben erwähnt, für das allgemeine Hochpasssystem aufgrund der reellen Impulsantwort die Zuordnung  $\underline{H}(-f) = \underline{H}^*(f)$  gilt, ist dies für das äquivalente Basisbandsystem nicht mehr gegeben und es gilt im allgemeinen  $\underline{H}_B(-f) \neq \underline{H}_B^*(f)$ . Das bedeutet im Umkehrschluss, dass die zu dem äquivalenten Basisbandsystem gehörende Impulsantwort  $\underline{h}_B(t)$  im Allgemeinfall komplex ist. Sie lässt sich durch Transformation von (3.15) in den Zeitbereich bestimmen. Mit den Transformationsregeln [39]

$$\underline{H}^*(f) \bullet\circ h^*(t) \quad (3.19)$$

$$\underline{H}(f - f_0) \bullet\circ h(t) \cdot e^{j2\pi f_0 t} \quad (3.20)$$

ergibt sich die Impulsantwort zu

$$h(t) = \frac{1}{2} \cdot \underline{h}_B(t) \cdot e^{j2\pi f_0 t} + \frac{1}{2} \cdot [\underline{h}_B(t) \cdot e^{j2\pi f_0 t}]^* \quad (3.21)$$

$$\Rightarrow h(t) = \text{Re} \left\{ \underline{h}_B(t) e^{j2\pi f_0 t} \right\} \quad (3.22)$$

Die Impulsantwort eines allgemeinen Hochpasssystems lässt sich, so wie auch die Übertragungsfunktion, durch ein äquivalentes Basisbandsystem beschreiben.



### 3.1.4. IQ-Kanal Darstellung von Hochpasssignalen

Ein Signal, welches dieselben Voraussetzungen wie das in Kapitel 3.1.3 beschriebene, allgemeine Hochpasssystem erfüllt, soll in Anlehnung an dieses System als „Hochpasssignal“ bezeichnet werden. Gegeben sei ein reelles Zeitsignal  $s(t)$ . Für das Frequenzspektrum des Signales gilt in Analogie zu Gleichung (3.9):

$$\underline{S}(-f) = \underline{S}^*(f) \quad (3.23)$$

Das Signal besitzt im Frequenzbereich also einen geraden Realteil  $\text{Re}\{\underline{S}(f)\}$  und einen ungeraden Imaginärteil  $\text{Im}\{\underline{S}(f)\}$ . Weiterhin soll vorausgesetzt werden, dass  $\underline{S}(f) = 0$  für  $|f| < f_g$  gilt, wobei die Grenzfrequenz  $f_g > 0$  sein soll. Das so definierte Signal  $\underline{S}(f)$  kann dann als Hochpasssignal bezeichnet werden.

Jedes allgemeine Hochpasssignal erlaubt die Darstellung als äquivalentes Basisbandsignal, wie in Kapitel 3.1.3 hergeleitet. Analog zu (3.22) lässt sich das reelle Zeitsignal  $s(t)$  dann schreiben als

$$s(t) = \text{Re} \left\{ \underline{s}_B(t) e^{j2\pi f_0 t} \right\} \quad (3.24)$$

Hierbei wird  $\underline{s}_B(t)$  als komplexe Hüllkurve und  $e^{j2\pi f_0 t}$  als komplexer Träger bezeichnet [38]. Die komplexe Hüllkurve lässt sich in ihren Real- und Imaginärteil aufspalten:

$$\underline{s}_B(t) = s_i(t) + j s_q(t) \quad (3.25)$$

Dabei wird  $s_i(t)$  als Inphase- (I) und  $s_q(t)$  als Quadraturkomponente (Q) bezeichnet [38]. Man spricht abkürzend auch von IQ-Komponenten oder IQ-Kanälen. Die Abkürzung I ist dabei irreführend, da es sich bei der I-Komponente um den Realteil einer komplexen Zahl handelt. Sie hat sich aber dennoch in der Praxis durchgesetzt. Aus (3.25) ergibt sich direkt der Betrag der komplexen Hüllkurve zu

$$|\underline{s}_B(t)| = \sqrt{s_i^2(t) + s_q^2(t)} \quad (3.26)$$

Außerdem kann dem Zeiger  $\underline{s}_B(t)$  auch ein Winkel  $\varphi_B(t)$  auf der komplexen Zahlenebene zugeordnet werden, der sich berechnet zu

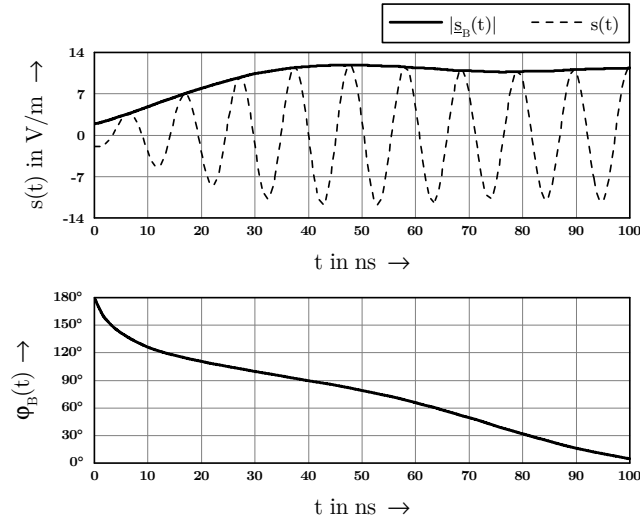
$$\varphi_B(t) = \text{atan2}(s_q(t), s_i(t)) \quad (3.27)$$

mit der  $\text{atan2}(y, x)$ -Funktion nach Anhang A.4, welche den vollen Winkelbereich von  $0 \dots 2\pi$  abbildet. Mit Gleichungen (3.26) und (3.27) lässt sich die komplexe Hüllkurve  $\underline{s}_B(t)$  auch über Betrag und Phase darstellen:

$$\underline{s}_B(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot e^{j\varphi_B(t)} \quad (3.28)$$

Gleichung (3.28) in (3.24) eingesetzt ergibt die folgende Schreibweise von  $s(t)$ :

$$s(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_B(t)) \quad (3.29)$$



**Abbildung 3.4.:** Ein beispielhaft gewähltes Signal  $s(t)$  (gestrichelt) entsprechend Gleichung (3.29), sowie dessen Amplitude  $|\underline{s}_B(t)|$  und Phase  $\varphi_B(t)$ .

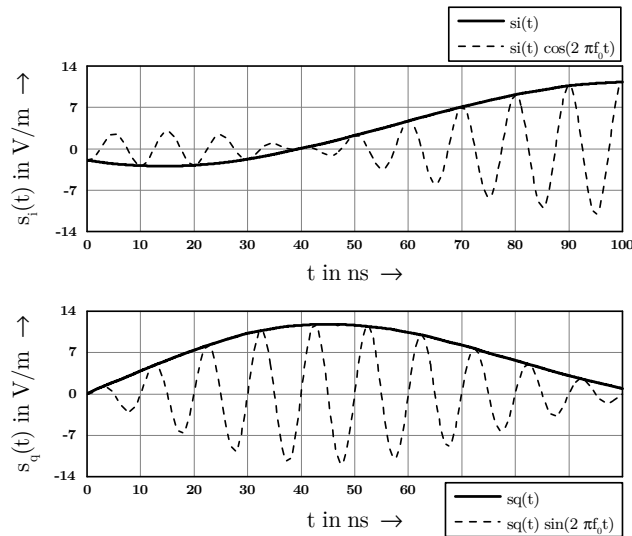
Ein allgemeines, reelles Hochpasssignal ist also auch als  $\cos$ -Träger der Frequenz  $f_0$  beschreibbar, dessen Amplitude und Phase zeitabhängig sind. Abbildung 3.4 zeigt ein beispielhaft gewähltes Signal  $s(t)$ , sowie dessen Amplitude und Phase.

Gleichung (3.24) lässt sich mit der komplexen Hüllkurve (3.25) umschreiben zu

$$s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) + s_q(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t + \pi/2) \quad (3.30)$$

$$\Rightarrow s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) - s_q(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t) \quad (3.31)$$

Das allgemeine Hochpasssignal lässt sich demnach auch als Summe zweier, um  $90^\circ$  zueinander phasenverschobener  $\cos$ -Schwingungen gleicher Frequenz auffassen, die jeweils amplitudenmoduliert werden. Abbildung 3.5 zeigt die Aufspaltung eines beispielhaft gewählten Signals  $s(t)$  in seine IQ-Komponenten. Das Signal ist dabei identisch zu dem Signal aus Abbildung 3.4. Hier wird deutlich, warum die IQ-Komponenten auch als IQ-Kanäle bezeichnet werden. Durch die Phasenverschiebung der beiden Trägersignale gibt es bei ungestörter Übertragung eines solchen Signals keine Interferenz zwischen den beiden IQ-Komponenten. Dies wird in der Kommunikationstechnik dazu genutzt, über



**Abbildung 3.5.:** Aufspaltung eines beispielhaft gewählten Signals  $s(t)$  nach Gleichung (3.31) in seine IQ-Komponenten.

beide IQ-Komponenten Information zu übertragen. Das allgemeine Hochpasssignal stellt dabei also zwei Kanäle zur Informationsübertragung bereit.

Sind für ein Signal  $s(t)$  nach Gleichung (3.29) die zeitabhängige Amplitude  $|\underline{s}_B(t)|$  und Phase  $\varphi_B(t)$  bekannt, lassen sich die IQ-Kanäle berechnen zu

$$s_i(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot \cos(\varphi_B(t)) \quad (3.32)$$

$$s_q(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot \sin(\varphi_B(t)) \quad (3.33)$$

Dieser Zusammenhang wird später zur Analyse der Zeitverläufe der gemessenen Signale verwendet, wie in Kapitel 4.2 gezeigt wird.

## 3.2. Übertragung von Hochpasssignalen über Hochpasssysteme

Es soll nun von einem allgemeinen Hochpasssystem mit reeller Impulsantwort  $h(t)$  ausgegangen werden, wie es in Kapitel 3.1.3 beschrieben wurde. Wird dieses System mit einem Hochpasssignal  $s(t)$  angeregt, so kann die Systemantwort  $g(t)$  über das Faltungsprodukt beschrieben werden:

$$s(t) * h(t) = g(t) \quad (3.34)$$

Wie bereits hergeleitet, können  $s(t)$  und  $h(t)$  durch ihre äquivalente Basisbanddarstellung beschrieben werden. Das obige Faltungsprodukt soll nun, wie in [38] für allgemeine Bandpasssysteme aufgeführt, ebenfalls als Ganzes in einer äquivalenten Basisbanddarstellung angegeben werden. Die Verschiebung im Frequenzbereich in das Basisband erfolgt grundsätzlich immer um die Trägerfrequenz  $f_0$  des Eingangssignals, damit ein fester Bezugswert vorhanden ist.

Die Herleitung geschieht am Einfachsten im Frequenzbereich. Gleichung (3.34) lässt sich dann schreiben als

$$\underline{S}(f) \cdot \underline{H}(f) = \underline{G}(f) \quad (3.35)$$

Gemäß Gleichung (3.15) ergibt sich für  $\underline{S}(f)$  und  $\underline{H}(f)$

$$\underline{S}(f) = \frac{1}{2}\underline{S}_B(f - f_0) + \frac{1}{2}\underline{S}_B^*(-f - f_0) \quad (3.36)$$

$$\underline{H}(f) = \frac{1}{2}\underline{H}_B(f - f_0) + \frac{1}{2}\underline{H}_B^*(-f - f_0) \quad (3.37)$$

Eingesetzt in Gleichung (3.35) lässt sich die Systemantwort  $\underline{G}(f)$  im Frequenzbereich berechnen zu

$$\underline{G}(f) = \left[ \frac{1}{2}\underline{S}_B(f - f_0) + \frac{1}{2}\underline{S}_B^*(-f - f_0) \right] \cdot \left[ \frac{1}{2}\underline{H}_B(f - f_0) + \frac{1}{2}\underline{H}_B^*(-f - f_0) \right] \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \underline{G}(f) &= \frac{1}{4}\underline{S}_B(f - f_0) \cdot \underline{H}_B(f - f_0) + \frac{1}{4}\underline{S}_B(f - f_0) \cdot \underline{H}_B^*(-f - f_0) \\ &\quad + \frac{1}{4}\underline{S}_B^*(-f - f_0) \cdot \underline{H}_B(f - f_0) + \frac{1}{4}\underline{S}_B^*(-f - f_0) \cdot \underline{H}_B^*(-f - f_0) \end{aligned} \quad (3.39)$$

Beide Funktionen  $\underline{S}(f)$  und  $\underline{H}(f)$  erfüllen laut Voraussetzung die Bedingung (3.16). Daher können sich sowohl  $\underline{S}_B(f - f_0)$  mit  $\underline{H}_B^*(-f - f_0)$ , als auch  $\underline{S}_B^*(-f - f_0)$  mit  $\underline{H}_B(f - f_0)$  nicht überlappen. Dadurch wird die Multiplikation dieser Anteile zueinander immer zu null und Gleichung (3.39) vereinfacht sich zu

$$\underline{G}(f) = \frac{1}{4}\underline{S}_B(f - f_0) \cdot \underline{H}_B(f - f_0) + \frac{1}{4}\underline{S}_B^*(-f - f_0) \cdot \underline{H}_B^*(-f - f_0) \quad (3.40)$$

Jetzt lässt sich  $\underline{G}(f)$  wie auch  $\underline{S}(f)$  und  $\underline{H}(f)$  in der Form nach Gleichungen (3.36) und (3.37) schreiben:

$$\underline{G}(f) = \frac{1}{2}\underline{G}_B(f - f_0) + \frac{1}{2}\underline{G}_B^*(-f - f_0) \quad (3.41)$$

Zusammen mit Gleichung (3.40) ergibt die Schreibweise in (3.41) dann die äquivalente Basisbanddarstellung von Gleichung (3.35):

$$\underline{G}_B(f) = \frac{1}{2} \underline{S}_B(f) \cdot \underline{H}_B(f) \quad (3.42)$$

Übertragen in den Zeitbereich lässt sich die äquivalente Basisbanddarstellung des Faltungsproduktes aus (3.34) angeben:

$$\underline{g}_B(t) = \frac{1}{2} [\underline{s}_B(t) * \underline{h}_B(t)] \quad (3.43)$$

Die einzelnen Signale lassen sich analog zu (3.25) als komplexe Hüllkurve mit IQ-Komponenten verstehen. Diese Form in Gleichung (3.43) eingesetzt, ergibt

$$g_i(t) + jg_q(t) = \frac{1}{2} [(s_i(t) + js_q(t)) * (h_i(t) + jh_q(t))] \quad (3.44)$$

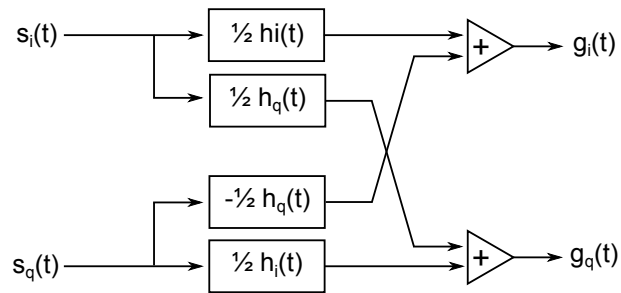
$$\begin{aligned} g_i(t) + jg_q(t) &= \frac{1}{2} [s_i(t) * h_i(t) - s_q(t) * h_q(t)] \\ &\quad + j\frac{1}{2} [s_i(t) * h_q(t) + s_q(t) * h_i(t)] \end{aligned} \quad (3.45)$$

Sind also die IQ-Komponenten des Eingangssignales  $s(t)$  und der Impulsantwort  $h(t)$  bekannt, lassen sich die beiden IQ-Komponenten der Systemantwort  $g(t)$  ebenfalls direkt angeben:

$$g_i(t) = \frac{1}{2} [s_i(t) * h_i(t) - s_q(t) * h_q(t)] \quad (3.46)$$

$$g_q(t) = \frac{1}{2} [s_i(t) * h_q(t) + s_q(t) * h_i(t)] \quad (3.47)$$

Gleichungen (3.46) und (3.47) können dann als grafisches Modell dargestellt werden, wie in Abbildung 3.6 gezeigt. Interessant hervorzuheben ist das Überkoppeln zwischen den einzelnen Kanälen. Solange die äquivalente Impulsantwort  $\underline{h}_B$  komplex ist, also sowohl  $h_i(t) \neq 0$ , als auch  $h_q(t) \neq 0$  gilt, wird auch die äquivalente Systemantwort  $\underline{g}_B(t)$  komplex und besitzt beide Kanäle. Es ist dann völlig unerheblich, ob das Eingangssignal nur eine Komponente besitzt, oder beide. Bei einer Modenverwirbelungskammer ist  $\underline{h}_B$  aufgrund der Reflexionen und Überlagerungen des Feldes immer als komplex anzusehen. Auch wenn ein rein amplitudenmoduliertes Eingangssignal eingespeist wird, wofür nur ein Kanal (z.B.  $s_i(t)$ ) benötigt wird, ergibt sich für die Systemantwort einer Modenverwirbelungskammer zusätzlich eine Winkelmodulation, welche eben nur mit beiden Kanälen darstellbar ist. Der Effekt ist natürlich abhängig von dem genauen Verlauf der Impulsantwort und der Modulationsfrequenz. So kann die entstehende Winkelmodulation bei



**Abbildung 3.6.:** Grafische Darstellung der Übertragung von Hochpasssignalen nach Gleichungen (3.46) und (3.47).

sehr niedrigen Modulationsfrequenzen vernachlässigt werden, wenn die Änderungsgeschwindigkeit langsam gegenüber der Zeitkonstanten der Modenverwirbelungskammer ist. Gegenstand dieser Arbeit ist die Pulsmodulation, bei der die Änderungsgeschwindigkeit des Eingangssignales sehr hoch ist. Dadurch dürfen eventuell auftretende Winkelmodulationen der Kammerantwort nicht vernachlässigt werden, wie in Kapitel 5.4.1 diskutiert wird.

## 4. Praktische Umsetzung der Systemtheorie

In Kapitel 3.1 wurde ein Hochpasssystem behandelt und ein entsprechendes Modell für die Übertragung von Signalen über ein solches System erarbeitet. Die Ausführungen sind zur Herleitung bewusst allgemein gehalten und nicht auf einen konkreten Anwendungsfall bezogen. Hier soll nun das hergeleitete Modell auf die Modenverwirbelungskammer übertragen und die praktische Umsetzung diskutiert werden.

Die Modenverwirbelungskammer erzeugt durch einen schrittweise bewegten metallischen Rührer ein statistisch gleichförmiges Feld bei kontinuierlicher Anregung durch ein unmoduliertes, sinusförmiges Eingangssignal. Das elektrische Feld besitzt dann die in 2.3 erläuterten statistischen Eigenschaften. Durch die ständige Variation der Randbedingungen kann die Modenverwirbelungskammer in dieser Betriebsart nicht wie ein lineares, zeitinvariantes System behandelt werden, da die Zeitinvarianz durch den bewegten Rührer verloren geht. Für eine feste Systemkonfiguration, bei der Antennen und Rührer unbewegt bleiben, entspricht die Modenverwirbelungskammer aber einem Hohlraumresonator und kann als lineares, zeitinvariantes System modelliert werden. Ausgehend von vielen, einzeln betrachteten Systemkonfigurationen können dann Rückschlüsse auf den Betrieb mit schrittweise bewegtem Rührer gezogen werden. In den folgenden Ausführungen wird von einer einzelnen Systemkonfiguration ausgegangen, d.h. Rührer und Antennen bleiben unbewegt.

In Kapitel 3.1.3 wurde ein allgemeines Hochpasssystem mit der Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  eingeführt. Wie in Kapitel 3.1 bereits erläutert, kann die Modenverwirbelungskammer als ein solches System aufgefasst werden, da für ihre Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  näherungsweise

$$\underline{H}(f) = 0 \quad \text{für } f = 0 \quad (4.1)$$

angenommen werden kann. Die Modenverwirbelungskammer ist dann ein Hochpasssystem mit einer Grenzfrequenz von  $f_g > 0$ , sodass nur die Frequenz  $f = 0$  ausgeschlossen wird.

Das Eingangssignal, das übertragen werden soll, wurde in Kapitel 3.1.4 als ein allgemeines Hochpasssignal  $\underline{S}(f)$  eingeführt. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten, modulierten Trägersignale haben eine endliche Bandbreite, weshalb sie als Untergruppe der allgemeinen Hochpasssignale aufgefasst werden können. Die Herleitungen in 3.1.4 sind daher auf solche Signale direkt anwendbar.

Wird ein lineares, zeitinvariantes System mit einem Eingangssignal  $\underline{S}(f)$  angeregt, so enthält das Spektrum  $\underline{G}(f)$  der Systemantwort nach Gleichung (3.35) nur die Frequenzen des Eingangssignals. Neue Frequenzen können nicht hinzukommen. Deshalb muss die Antwort  $\underline{G}(f)$  der Modenverwirbelungskammer auf ein bandbegrenztetes Eingangssignal  $\underline{S}(f)$  ebenfalls bandbegrenzt sein.

In Bezug auf die Untersuchung transientser Einschwingvorgänge in Modenverwirbelungskammern ist der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes von Interesse. Hierbei wird ausschließlich eine einzelne kartesische Komponente  $E_R(t)$  des elektrischen Feldes betrachtet und nicht das Gesamtfeld. Der Index „R“ wird zugunsten einer besseren Lesbarkeit weggelassen. Das gemessene Signal  $g(t)$  beschreibt demnach das elektrische Feld  $E(t)$ . Das elektrische Feld lässt sich in Analogie zu Gleichung (3.24) schreiben als

$$E(t) = \operatorname{Re} \left\{ \underline{E}(t) \cdot e^{j\omega t} \right\} \quad (4.2)$$

Häufig wird in der Praxis, sofern das elektrische Feld die harmonische Zeitabhängigkeit  $e^{j\omega t}$  besitzt, ebendiese in der Darstellung unterdrückt und das Feld alleine über die komplexe Hüllkurve  $\underline{E}(t)$  beschrieben [40]. In diesem Zusammenhang spricht man auch von der *komplexen Amplitude* oder dem *Phasor*  $\underline{E}(t)$  [40]. Analog zu Gleichung (3.28) lässt sich das elektrische Feld  $\underline{E}(t)$  über Betrag und Phase beschreiben:

$$\underline{E}(t) = |\underline{E}(t)| \cdot e^{j\varphi(t)} \quad (4.3)$$

wobei der Betrag im Folgenden als Betrag der elektrischen Feldstärke bezeichnet wird. Es wird deutlich, dass die Darstellung als Phasor  $\underline{E}(t)$  durch Unterdrücken der harmonischen Zeitabhängigkeit der Darstellung des Signals  $g(t)$  als äquivalentes Basisbandsignal  $\underline{g}_B(t)$  nach Kapitel 3.1.4 entspricht. Das bedeutet, dass der I-Kanal des Zeitsignals  $E(t)$  dem Realteil  $\operatorname{Re}\{\underline{E}(t)\}$  und der Q-Kanal von  $E(t)$  dem Imaginärteil  $\operatorname{Im}\{\underline{E}(t)\}$  des elektrischen Feldes in Phasor-Darstellung entsprechen. Beim Betrieb der Modenverwirbelungskammer mit unmodulierten, sinusförmigen Eingangssignalen gelten die in Kapitel 2.3 aufgeführten Eigenschaften der Real- und Imaginärteile einer kartesischen Komponente des elektrischen Feldes  $\underline{E}(t)$  auch für die IQ-Komponenten des zugehörigen reellen Zeitsignals  $E(t)$ .



## 4.1. Erzeugung IQ-modulierter Signale

Nach Gleichung (3.31) ist ein moduliertes Signal  $s(t)$  darstellbar als

$$s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) - s_q(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t)$$

Das Signal  $s(t)$  besteht aus zwei  $90^\circ$  zueinander verschobenen Trägersignalen gleicher Frequenz  $f_0$ , die jeweils durch eine der IQ-Komponenten  $s_i(t)$ , bzw.  $s_q(t)$ , amplitudenmoduliert werden. Die IQ-Komponenten  $s_i(t)$  und  $s_q(t)$  sind hierbei voneinander unabhängige Basisbandsignale, deren maximale Bandbreite durch den verwendeten Signalgenerator festgelegt ist. Diese Form der Modulation wird IQ-Modulation genannt.

Der in dieser Arbeit verwendete Signalgenerator beherrscht die IQ-Modulation mit einer maximalen kombinierten Modulationsbandbreite von 120 MHz. Er besitzt einen zweikanaligen Arbiträrgenerator (ARB) zur Erzeugung der Basisbandsignale  $s_i(t)$  und  $s_q(t)$ . Die IQ-Daten werden vom Benutzer digital mit einer Samplingrate von bis zu 150 Ms/s je Kanal und einer Speichertiefe von bis zu 32 Msamples vorgegeben. Der ARB setzt die Vorgabe dann mittels digital-zu-analog Wandler (D/A-Wandler) in analoge Signale um, welche im Anschluss mittels Tiefpassfilter auf 120 MHz, bzw. 60 MHz je Kanal begrenzt werden.

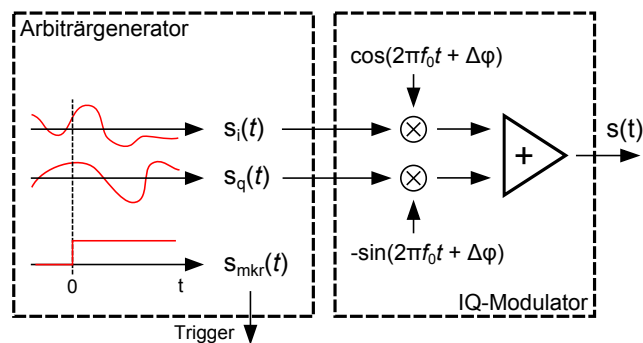
Um die verwendete Messtechnik mit dem Signalgenerator zu synchronisieren, können von dem ARB zusätzlich benutzerdefinierte Marker-Signale ausgegeben werden. Ein Marker-Signal ist hierbei eine Ausgangsgleichspannung, die zu benutzerdefinierten Zeitpunkten ein- oder ausgeschaltet werden kann und mit den IQ-Kanälen synchronisiert ist. Damit lässt sich beispielsweise ein angeschlossenes Oszilloskop triggern.

Diese Form der Synchronisation hat allerdings den Nachteil, dass sie zwar synchron zum Basisband, nicht aber zum Träger  $\cos(2\pi f_0 t)$  des IQ-Modulators ist. Das bedeutet, dass der Träger gegenüber dem von dem Marker definierten zeitlichen Nullpunkt  $t = 0$  verschoben ist. Daraus ergibt sich eine unbekannte, aber konstante Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  des Trägers und das erzeugte Signal  $s(t)$  muss erweitert werden zu:

$$s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t + \Delta\varphi) - s_q(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t + \Delta\varphi) \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow s(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_B(t) + \Delta\varphi) \quad (4.5)$$

Abbildung 4.1 stellt die Funktionsweise des Signalgenerators schematisch dar. Ist die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  bekannt, so kann sie durch eine geeignete konstante Winkelmodulation  $\varphi_B(t) = \varphi'_B(t) - \Delta\varphi$  berücksichtigt werden und das erzeugte Signal  $s(t)$  kann



**Abbildung 4.1.:** Schematische Darstellung der Funktionsweise des verwendeten Signalgenerators. Der Arbiträrgenerator erzeugt zwei unabhängige Basisbandsignale, die mittels IQ-Modulator auf zwei  $90^\circ$  zueinander phasenverschobene Träger gleicher Frequenz moduliert und im Anschluss addiert werden. Dadurch ergibt sich ein Signal  $s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) - s_q(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t)$ .

wieder durch Gleichung (3.31) beschrieben werden. Hierbei ist  $\varphi'_B(t)$  dann die eigentlich gewünschte Phasenmodulation ohne Verschiebung  $\Delta\varphi$ . Zur Bestimmung der Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  wird das erzeugte Signal  $s(t)$  gemessen und dessen Phasenlage bestimmt, wobei das Messgerät auf den Marker getriggert wird. Die so bestimmte Phasenlage wird mit der im Basisband eingestellten, gewünschten Phasenlage verglichen und die Differenz gebildet. Diese entspricht dann der Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$ .

Zur Bestimmung der Phasenverschiebung wurde ein Sprung auf dem I-Kanal vorgegeben, während der Q-Kanal dauerhaft zu null definiert wurde. Für diesen Fall ergibt sich der Phasenwinkel zu  $\varphi_B = 0^\circ$ . Unter Berücksichtigung der noch unbekanntenen Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  muss das Signal allerdings durch

$$s(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_B(t) + \Delta\varphi) \quad (4.6)$$

$$\Rightarrow s(t) = \sqrt{s_i^2(t) + s_q^2(t)} \cdot \cos(2\pi f_0 t + 0 + \Delta\varphi) \quad (4.7)$$

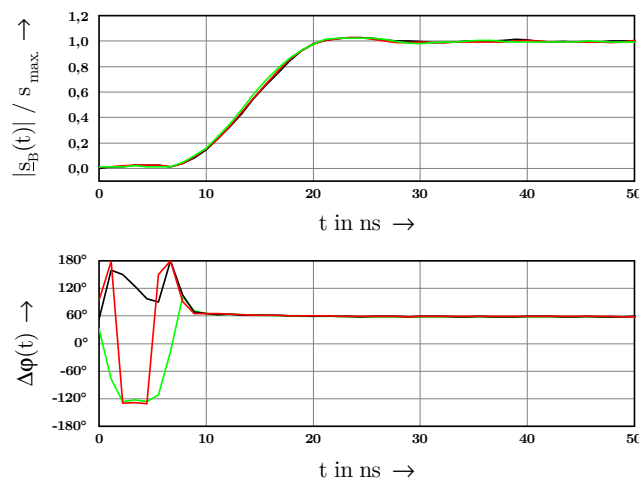
$$\Rightarrow s(t) = \sqrt{s_i^2(t) + 0} \cdot \cos(2\pi f_0 t + \Delta\varphi) \quad (4.8)$$

$$\Rightarrow s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t + \Delta\varphi) \quad (4.9)$$

beschrieben werden. Die Amplitude des Signals  $s(t)$  entspricht also dem Sprung des I-Kanals, während die Phasenlage nicht, wie gewünscht,  $0^\circ$ , sondern  $\Delta\varphi$  entspricht. Das von dem Signalgenerator erzeugte Signal wurde mit jeweiligem Neustart des internen Arbiträrgenerators mehrfach hintereinander gemessen und die Amplitude und Phasenlage bestimmt. Abbildung 4.2 zeigt das Ergebnis für drei beispielhaft gewählte Messungen.

Die Amplitude von  $s(t)$  zeigt in allen Fällen einen identischen Verlauf. Das Oszilloskop triggert zuverlässig auf den im ARB eingestellten Marker und alle Messungen sind zeit-synchron. In Abbildung 4.2 ist erkennbar, dass das Signal  $s(t)$  etwa 8 ns nach Erzeugung im ARB das Oszilloskop erreicht. Diese Zeit setzt sich aus der Verarbeitungszeit des Basisbandsignals im IQ-Modulator und der Laufzeit in den zur Messung verwendeten Leitungen zusammen. Sie ist für den konkreten Anwendungsfall ohne Bedeutung, solange der Versuchsaufbau über eine vollständige Messreihe unverändert bleibt.

Der Phasenwinkel von  $s(t)$ , welcher der bisher unbekanntenen Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  des Trägers entspricht, liegt reproduzierbar etwa bei  $60^\circ$ . Auch wenn der interne Arbiträr-generator neu gestartet wird, ergibt sich keine Änderung des Phasenversatzes zum Träger-signal. In nachfolgenden Messungen kann  $\Delta\varphi$  dementsprechend berücksichtigt werden. Die Bestimmung des Phasenwinkels beruht auf der Auswertung der Nullstellen des Signales  $s(t)$ . Ist  $s(t)$  so gering, dass das Signal im Grundrauschen des Oszilloskops liegt, so ergeben sich Zufallswerte, wie in Abbildung 4.2 für  $t < 8$  ns zu sehen. Das tritt bei den vorliegenden Messreihen nur im ausgeschalteten Zustand auf und hat daher keinen Einfluss auf die Untersuchungen.



**Abbildung 4.2.:** Auf den Maximalwert normierte Amplitude  $s_i(t)$  und Phase  $\Delta\varphi$  des von dem Signalgenerator erzeugten Signals  $s(t)$ . Dargestellt sind drei Signalverläufe, die hintereinander bei zwischenzeitlicher Abschaltung des Signalgenerators aufgenommen wurden. Die Signale sind zeitlich synchronisiert und zueinander in Phase. Für  $t < 8$  ns ist die Amplitude des gemessenen Signales so gering, dass die Bestimmung der Phase durch Auswertung der Nullstellen Zufallswerte ergibt.

## 4.2. Messung und Demodulation

Die Messung des elektrischen Feldes geschieht im Zeitbereich über eine mit einem Oszilloskop verbundene logarithmisch-periodische Antenne. Dadurch liegt der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes

$$E(t) = |\underline{E}(t)| \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_E(t)) \quad (4.10)$$

vor, welcher nach Voraussetzung der Kammerantwort  $g(t)$  auf das Eingangssignal  $s(t)$  entspricht. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, kann das Oszilloskop auf ein benutzerdefiniertes Marker-Signal getriggert werden, sodass Signalerzeugung und Messung zeitlich synchronisiert sind und  $t$  die gleiche Zeitabhängigkeit für ARB und Messung beschreibt.

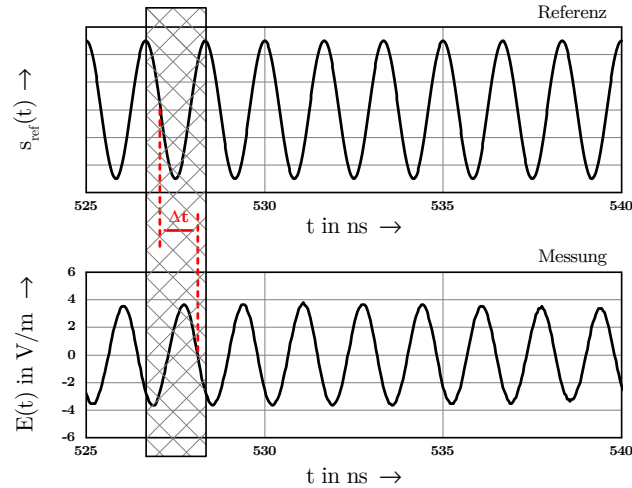
Die äquivalente Basisbanddarstellung des elektrischen Feldes erhält man durch Auswertung der Feldstärke  $|\underline{E}(t)|$  und des Phasenwinkels  $\varphi_E(t)$ . In dieser Arbeit wird dies per Software im Anschluss an die Messungen durchgeführt.

Zur Extraktion von Amplitude und Phase wird eine Referenz  $s_{\text{ref}}(t)$  benötigt, die in Phase mit dem  $\cos$ -Träger des Eingangssignals  $s(t)$  ist. Nach Gleichung (4.4) muss also gelten:

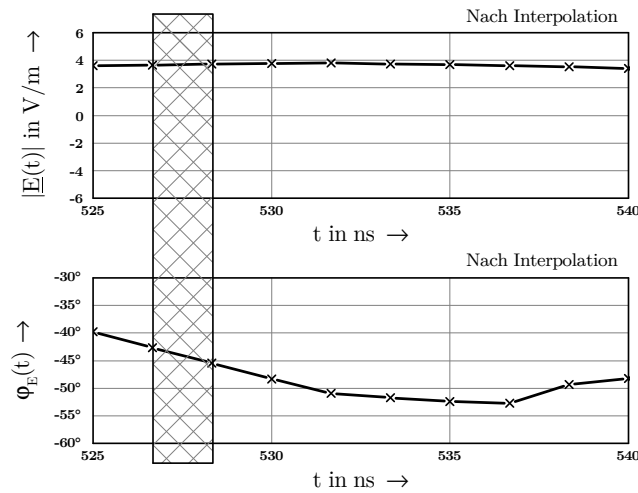
$$s_{\text{ref}}(t) = \cos(2\pi f_0 t + \Delta\varphi) \quad (4.11)$$

Durch Vergleich eines gemessenen Signals mit dieser Referenz können Amplitude und Phasenwinkel extrahiert werden. In der Auswertungssoftware wird die Referenz  $s_{\text{ref}}(t)$  nicht vollständig nachgebildet, da für den Vergleich nur die Position und Richtung der Nulldurchgänge benötigt werden. Für jede Periode des Referenzsignales  $s_{\text{ref}}(t)$  werden dann Amplitude  $|\underline{E}(t)|$  und Phasenwinkel  $\varphi_E(t)$  des gemessenen Signals  $E(t)$  bestimmt. Die Bestimmung des Phasenwinkels  $\varphi_E(t)$  geschieht über die Auswertung der Nullstellen des gemessenen Signals unter Beachtung der Richtung des Vorzeichenwechsels. Die zeitliche Differenz  $\Delta t$  der Nullstelle des Referenzsignals und der zugehörigen Nullstelle des gemessenen Signals ergibt dann den Phasenwinkel  $\varphi_E(t) = 2\pi f_0 \Delta t$ .

Die so ermittelten zeitlichen Verläufe von  $|\underline{E}(t)|$  und  $\varphi_E(t)$  liegen dann digital vor. Allerdings unterscheiden sich die Zeitstempel der einzelnen Samples von  $|\underline{E}(t)|$  und  $\varphi_E(t)$ , da für ersteres die Maxima, für letzteres die Nullstellen verwendet werden.



(a)



(b)

**Abbildung 4.3.:** Bestimmung der Amplitude  $|\underline{E}(t)|$  und Phase  $\varphi_E(t)$  eines gemessenen Signals  $E(t)$  durch Vergleich mit der einheitenlosen Referenz  $s_{\text{ref}}(t)$ . Je Periode der Referenz (grau kariert) werden Maximum und Nullstelle des gemessenen Signals ausgewertet, wie in (a) dargestellt. Abbildung (b) zeigt das Resultat nach Anpassung der Schrittweite und anschließender Interpolation.

Da die gemessenen Signale auch zeitliche Änderungen der Phase besitzen, variiert zusätzlich die Schrittweite zwischen den einzelnen Samples. Um eine spätere Verarbeitung der Daten zu vereinfachen, wird zunächst die Schrittweite entsprechend der Periodendauer  $T_{\text{ref}}$  des Referenzsignals als einheitlicher Wert für  $|\underline{E}(t)|$  und  $\varphi_E(t)$  festgelegt. Im Anschluss werden die Daten durch lineare Interpolation an die neue Schrittweite an-

gepasst. Dadurch besitzen  $|\underline{E}(t)|$  und  $\varphi_E(t)$  dieselben Zeitstempel und eine konstante Schrittweite.

Die IQ-Kanäle von  $E(t)$  können nun, da Amplitude und Phase bekannt sind, analog zu Gleichungen (3.32) und (3.33) bestimmt werden zu:

$$E_i(t) = |\underline{E}(t)| \cdot \cos(\varphi_E(t)) = \operatorname{Re}\{\underline{E}(t)\} \quad (4.12)$$

$$E_q(t) = |\underline{E}(t)| \cdot \sin(\varphi_E(t)) = \operatorname{Im}\{\underline{E}(t)\} \quad (4.13)$$

Abbildungen 4.3 (a) und (b) zeigen ein Beispiel des Auswerteverfahrens. In Abbildung 4.3 (a) ist die Abtastung des gemessenen Signals pro Periode des Referenzsignals dargestellt. Innerhalb des jeweiligen Zeitfensters der Abtastung werden dann, wie beschrieben, Amplitude und Phase ermittelt. Das Ergebnis nach der Interpolation ist in 4.3 (b) zu sehen. Die ermittelten Werte, dargestellt durch die x-Markierungen, liegen dann  $t = T_{\text{ref}}$  auseinander.

### 4.3. Bestimmung der Impulsantwort in der äquivalenten Basisbanddarstellung

Das in 3.2 vorgestellte Übertragungsmodell kann dazu verwendet werden, die Impulsantwort des betrachteten Systems in der äquivalenten Basisbanddarstellung zu bestimmen. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Impulsantwort bei Modenverwirbelungskammern natürlich von der Systemkonfiguration, also den Antennen- und Rührerpositionen, abhängig ist. Sobald Änderungen an der Konfiguration vorgenommen werden, muss auch eine neue Impulsantwort gefunden werden.

Um die Impulsantwort  $h(t)$  eines Systems zu bestimmen, wird es mit der Impulsfunktion  $\delta(t)$  (siehe Anhang A.3) angeregt und die Systemantwort gemessen. Dies kann auf die äquivalente Basisbanddarstellung angewandt werden, indem der I-Kanal  $s_i(t)$  des Eingangssignals als Impulsfunktion definiert und der Q-Kanal  $s_q(t)$  zu null gesetzt wird.

Nach Gleichung (3.46) ergibt sich dann der I-Kanal  $g_i(t)$  der Kammerantwort zu

$$g_i(t) = \frac{1}{2} [s_i(t) * h_i(t) - s_q(t) * h_q(t)] \quad (4.14)$$

$$\Rightarrow g_i(t) = \frac{1}{2} [\delta(t) * h_i(t)] \quad (4.15)$$

$$\Rightarrow g_i(t) = \frac{1}{2} \cdot h_i(t) \quad (4.16)$$

Analog dazu ergibt sich nach Gleichung (3.47) der Q-Kanal  $g_q(t)$  der Kammerantwort zu

$$g_q(t) = \frac{1}{2} [s_i(t) * h_q(t) + s_q(t) * h_i(t)] \quad (4.17)$$

$$\Rightarrow g_q(t) = \frac{1}{2} \cdot h_q(t) \quad (4.18)$$

Damit ist die Impulsantwort in ihrer äquivalenten Basisbanddarstellung bekannt.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das System mit einer Sprungfunktion  $\epsilon(t)$  auf dem I-Kanal anzuregen und die Sprungantwort  $g_\epsilon(t)$  zu messen. Die Sprungantwort ist das Integral der Impulsantwort [39]:

$$g_\epsilon(t) = \int_{-\infty}^t h(t) dt \quad (4.19)$$

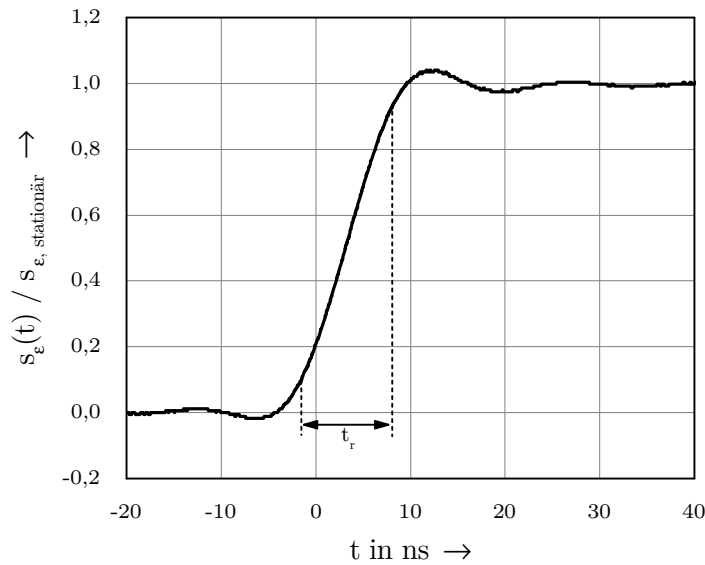
Daher genügt es, die Sprungantworten von I- und Q-Kanal zu differenzieren, um die Impulsantwort zu erhalten. Im Zuge der Betrachtung transienter Einschwingvorgänge wurden zwei Modenverwirbelungskammern mit rechteckförmigen Signalen angeregt, sodass die darin enthaltenen Sprungantworten ausgewertet werden können. Daher werden diese auch zur Bildung der Impulsantwort verwendet.

In der Praxis haben Signalgeneratoren immer eine endliche Bandbreite. Die Impulsfunktion und die Sprungfunktion besitzen im Frequenzbereich aber unendlich ausgehende Spektren. Daher können diese Funktionen in der Realität nur angenähert werden. Der in dieser Arbeit verwendete Signalgenerator stellt eine 120 MHz Bandbreite zur IQ-Modulation zur Verfügung. Beide im Basisband mit dem ARB erzeugten IQ-Kanäle werden jeweils über einen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von  $f_g = 60$  MHz an den IQ-Modulator geleitet. Dadurch wird die minimale Anstiegszeit begrenzt, eine Sprungfunktion kann also nur näherungsweise erreicht werden. Ausgehend von einer 3 dB-Bandbreite des Tiefpasses kann die minimal mögliche Anstiegszeit  $t_r$  (10% - 90%) abgeschätzt werden zu [36]:

$$t_r \approx 0,35 \cdot \frac{1}{f_g} \approx 5,83 \text{ ns} \quad (4.20)$$

Weiterhin besitzt die Sprungantwort eines idealen Tiefpasses ein Überschwingen [38], dessen Höhe begrenzt werden kann, indem ein Signal mit längerer Anstiegszeit eingespeist wird.

Bei der Annäherung der Sprungfunktion mit dem Signalgenerator wird ein Kompromiss zwischen niedriger Anstiegszeit und geringem Überschwingen verwendet. Abbildung 4.4



**Abbildung 4.4.:** Gemessener, normierter Verlauf des Signales  $s_\epsilon(t)$  als Approximation der Sprungfunktion  $\epsilon(t)$ . Die Anstiegszeit beträgt etwa  $t_r = 10$  ns und das Überschwingen liegt bei unter 4 %.

zeigt die Annäherung  $s_\epsilon(t)$  der Sprungfunktion, wie sie mit dem vorhandenen Signalgenerator unter Berücksichtigung der obigen Ausführungen erzeugt wird. Die Einschwingzeit  $t_e$  beträgt etwa 10 ns und das Überschwingen liegt bei unter 4 %. Die Schwingungen, die bereits vor Anstieg der Flanke auftreten, sind auf die digitale Signalverarbeitung und die anschließende D/A Wandlung zurückzuführen. Sie existieren also schon bei Verlassen des D/A Wandlers und vor Eintritt in das Tiefpassfilter.

Das in Abbildung 4.4 gezeigte Signal  $s_\epsilon(t)$  wird als I-Kanal definiert und damit ein Träger der Frequenz  $f_0$  moduliert. Daraus resultiert das Signal  $s(t) = s_\epsilon(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t)$ , welches in die Modenverwirbelungskammer eingespeist wird.

Die durch  $s_\epsilon(t)$  angeregte 3 dB-Bandbreite kann dann zu

$$f_g = 0,35 \cdot \frac{1}{t_r} = 35 \text{ MHz} \quad (4.21)$$

abgeschätzt werden. Zu beachten ist, dass  $s_\epsilon(t)$  ein Basisbandsignal ist, dessen Spektralanteile im negativen Frequenzbereich bei der Bestimmung der Bandbreite nicht berücksichtigt werden. Bei dem modulierten Signal  $s(t) = s_\epsilon(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t)$  in Bandpasslage liegen diese Spektralanteile im unteren Seitenband, wodurch sich die Bandbreite von  $s(t)$



gegenüber  $s_\epsilon(t)$  auf 70 MHz verdoppelt. Spektralanteile im negativen Frequenzbereich werden auch hier nicht berücksichtigt.

Die praktisch generierte Näherung  $s_\epsilon(t)$  der theoretischen Sprungfunktion  $\epsilon(t)$  wird in den folgenden Kapiteln der Einfachheit halber ebenfalls mit „Sprungfunktion“ betitelt. Die Näherung ist durch die Bezeichnung  $s_\epsilon(t)$  aber immer eindeutig von der idealen Sprungfunktion  $\epsilon(t)$  zu unterscheiden.

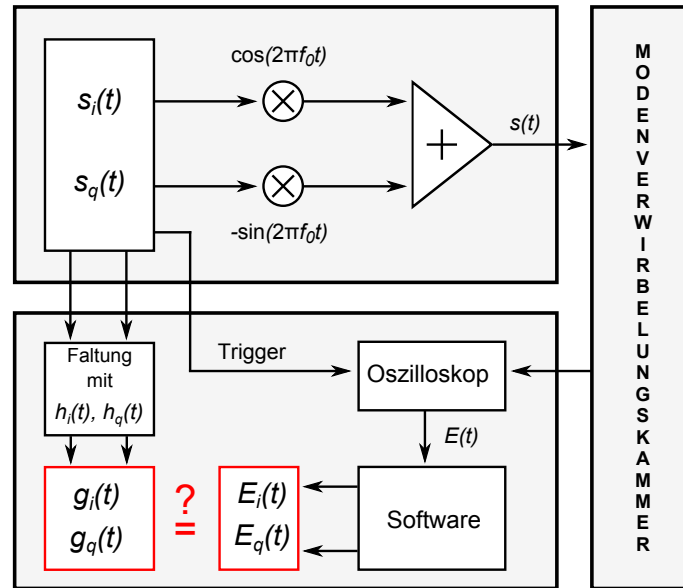
## 4.4. Experimentelle Prüfung der Implementierung des äquivalenten Übertragungsmodells

Eine Messreihe für eine Modenverwirbelungskammer über viele Rührer- und Antennenpositionen aufzunehmen kostet sehr viel Zeit. Sollen die Kammerantworten auf mehrere unterschiedliche Eingangssignale betrachtet werden, so ist der Zeitaufwand enorm. Auf Basis des in Kapitel 3.2 vorgestellten Übertragungsmodells kann die Kammerantwort auf ein Eingangssignal allerdings auch berechnet werden.

Dazu werden zunächst die Sprungantworten einer Modenverwirbelungskammer für eine gewünschte Anzahl von Rührer- und Antennenpositionen messtechnisch ermittelt und daraus, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, die IQ-Kanäle  $h_i(t)$  und  $h_q(t)$  der Impulsantworten berechnet. Nach Bestimmung der Impulsantworten kann mittels Übertragungsmodell die Kammerantwort  $g(t)$  auf ein beliebiges Eingangssignal  $s(t)$  ermittelt werden. Bei der Wahl der Eingangssignale  $s(t)$  ist darauf zu achten, dass sich ihre Spektren innerhalb der Bandbreite der Impulsantwort befinden, wie in Kapitel 4.3 erläutert. Bei dieser Methode muss nur eine Messreihe aufgenommen werden, und zwar die Anregung der Modenverwirbelungskammer mit einem rechteckmodulierten Signal.

Die Funktion der Implementierung wird durch einen exemplarischen Vergleich der simulierten mit gemessenen Zeitverläufen für ein bestimmtes, komplexes Testsignal nachgewiesen. Dazu wird der in Abbildung 4.5 dargestellte Messaufbau verwendet. Die simulierte Kammerantwort wird mit  $g(t)$  bezeichnet, während die gemessene Antwort als elektrisches Feld  $E(t)$  interpretiert wird.

Das mit dem Signalgenerator erzeugte Signal  $s(t)$  wird in die Modenverwirbelungskammer eingespeist und das elektrische Feld mit einem Oszilloskop im Zeitbereich gemessen. Das Oszilloskop wird dabei, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, mit dem ARB des Signalgenerators synchronisiert. Der gemessene Zeitverlauf des elektrischen Feldes  $E(t)$  liegt

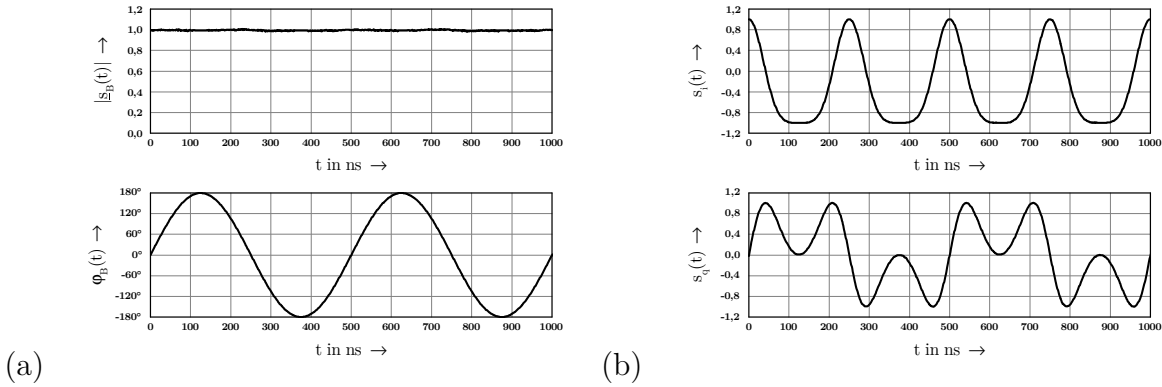


**Abbildung 4.5.:** Schematisch dargestellter Messaufbau zur Überprüfung der Softwareimplementierung des äquivalenten Übertragungsmodells nach Kapitel 3.2. Rot eingekreist die durch Simulation ( $g(t)$ ) und Messung ( $E(t)$ ) ermittelten Kammerantworten, die es zu vergleichen gilt.

dann in digitaler Form zur Weiterverarbeitung vor. Per Software werden, wie in Kapitel 4.2 erläutert, die zeitveränderliche Amplitude  $|\underline{E}(t)|$  und Phase  $\varphi_E(t)$  extrahiert und daraus die IQ-Kanäle  $E_i(t)$  und  $E_q(t)$  errechnet.

In einem ersten Schritt wird als Eingangssignal die aufmodulierte Sprungfunktion  $s(t) = s_\varepsilon(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t)$  gewählt. Aus der gemessenen Sprungantwort werden dann die IQ-Kanäle der Impulsantwort  $h_i(t)$  und  $h_q(t)$  bestimmt.

Nach Bestimmung der Impulsantwort wird das Testsignal in die Modenverwirbelungskammer eingespeist, woraufhin die experimentell bestimmten IQ-Kanäle  $E_i(t)$  und  $E_q(t)$  der Kammerantwort mit den theoretisch mittels Übertragungsmodell bestimmten IQ-Kanälen  $g_i(t)$  und  $g_q(t)$  der Kammerantwort verglichen werden können. Als Testsignal wird ein phasenmoduliertes Eingangssignal ausgewählt, da sich hierbei verhältnismäßig komplizierte Zeitverläufe der IQ-Kanäle ergeben. Abbildung 4.6 (a) zeigt die normierte Amplitude und die Phase des Eingangssignals. Das Signal besitzt eine konstante Amplitude und eine sinusförmige Phasenmodulation von  $-180^\circ$  bis  $+180^\circ$ . Die Frequenz der sinus-Modulation beträgt 2 MHz, wodurch sich eine Periodendauer von 500 ns ergibt.



**Abbildung 4.6.:** Phasenmoduliertes Eingangssignal als Testsignal für einen exemplarischen Vergleich von Simulation und Messergebnis. (a) zeigt die Darstellung als Betrag und Phase, (b) die Darstellung als I- und Q-Kanäle.

Das Eingangssignal ist nach Gleichung (3.29) definiert als

$$s(t) = |\underline{s}_B(t)| \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_B(t)) \quad (4.22)$$

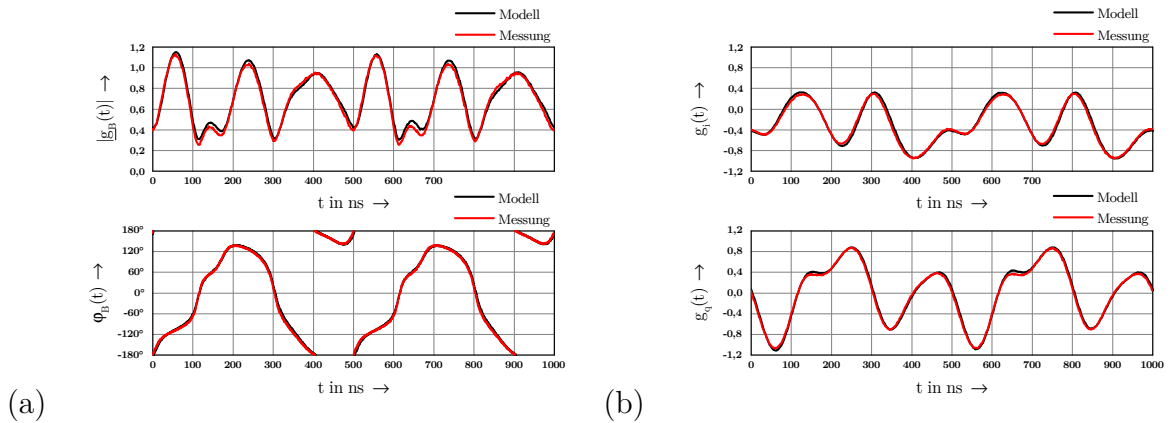
mit

$$|\underline{s}_B(t)| = 1 \quad (4.23)$$

$$\varphi_B(t) = \pi \cdot \sin(2\pi \cdot 2 \text{ MHz} \cdot t) \quad (4.24)$$

Diese Phasenmodulation ist äquivalent zu einer Frequenzmodulation mit einem Frequenzhub von 6,28 MHz. Es ist bekannt, dass die Frequenzmodulation auch zur Verwirbelung eines Feldes in Modenverwirbelungskammern genutzt werden kann und dieses Verfahren große Parallelen zu der Verwendung metallischer Rührer aufweist [4, 22, 41]. Es ist daher zu erwarten, dass das gemessene Signal in der Modenverwirbelungskammer neben einer zeitveränderlichen Phase auch eine zeitveränderliche Amplitude aufweist.

Die Kammerantwort auf das so definierte Eingangssignal  $s(t)$  wird nun, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, als  $E(t)$  gemessen und dann mit dem durch das Übertragungsmodell bestimmten  $g(t)$  verglichen. Dafür werden  $E(t)$  und  $g(t)$  ins Basisband transformiert, um Amplitude und Phase, sowie die IQ-Kanäle individuell vergleichen zu können.



**Abbildung 4.7.:** Auf Basis des in Kapitel 3.2 vorgestellten Übertragungsmodells simulierte (schwarz) und gemessene (rot) Kammerantworten als Reaktion auf das in Abbildung 4.6 gezeigte Testsignal. (a) zeigt die Darstellung als Betrag und Phase, (b) die Darstellung als I- und Q-Kanäle. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse. Die Berechnung durch das Modell zeigt sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Das Modell kann demnach als Ersatz für Messungen herangezogen werden, solange zuvor messtechnisch bestimmte Impulsantworten vorliegen.

## 5. Pulsmodulierte Signale in Modenverwirbelungskammern

Wie in Kapitel 2.4 bereits beschrieben, sind Modenverwirbelungskammern mit hoher Güte durch ihre Resonanzeigenschaften gut dazu geeignet, hohe elektrische Feldstärken zu erzeugen. Im Zuge der Feststellung von elektromagnetischer Verträglichkeit müssen viele Geräte auf Störfestigkeit gegenüber pulsmodulierten Signalen getestet werden. Diese Prüfungen werden im automotive Bereich bei hohen Feldstärken von bis zu 600 V/m durchgeführt [34, 35]. Gerade hier ist die Effizienz einer Modenverwirbelungskammer ein Vorteil, da eine im Vergleich zur Absorberhalle deutlich geringere Eingangsleistung benötigt wird und demzufolge Sparpotential bei den Leistungsverstärkern besteht.

Da, wie in Kapitel 2.4.1 erläutert, eine hohe Güte mit einer hohen Zeitkonstante verknüpft ist, benötigt das elektrische Feld in einer effizienten Modenverwirbelungskammer verhältnismäßig lange (mehrere  $\mu\text{s}$ ) bis zum Erreichen des eingeschwungenen Zustandes [6, 5]. Prüfungen mit pulsmodulierten Signalen geben für gewöhnlich Pulsbreiten von  $3\mu\text{s}$  bis  $6\mu\text{s}$  vor [34, 35]. Modenverwirbelungskammern sehr hoher Güte erreichen in dieser kurzen Zeit nicht immer die geforderte Testfeldstärke. In einem solchen Fall wird die Zeitkonstante durch absichtliche Beladung der Kammer mit zusätzlichen Absorbern künstlich gesenkt, bis die geforderten Zeiten erfüllt werden. Diese Methode lässt sich einfach und schnell durchführen und reicht in vielen Fällen aus, die Anforderungen an die Zeitkonstante zu erfüllen. Nachteilig ist, dass durch das Einbringen der Absorber die Beladungsverluste steigen, wodurch eine erhöhte Eingangsleistung notwendig wird. Dies macht sich bei knapp ausgelegten Verstärkerleistungen und besonders bei sehr hohen Feldstärken im kV/m-Bereich bemerkbar, wie sie beispielsweise bei der Störschwellenbestimmung und in der Forschung auftreten [6, 10, 42]. Daher wird in Kapitel 5.5 ein völlig anderer Ansatz erarbeitet, die Einschaltzeit für Pulsprüfungen zu verringern. Hierbei wird das Eingangssignal so modifiziert, dass die Feldstärke im Vergleich zu der üblichen Pulsmodulation deutlich schneller ansteigt. Diese Methode verzichtet auf das Einbringen von Absorbern, wodurch die benötigte Eingangsleistung geringer ausfällt.

Weiterhin wurden bei Modenverwirbelungskammern als Reaktion auf Schalthandlungen hohe Überschwinger im transienten Einschwingvorgang beobachtet [6, 7, 9]. Das heißt, dass im transienten Bereich deutlich höhere Feldstärken auftreten können, als im eingeschwungenen Zustand. Im Prüfbetrieb würde ein solches Szenario bedeuten, dass ein Prüfling deutlich übertestet wird. Diese Thematik wird in Kapitel 5.4.3 im Detail betrachtet und herausgearbeitet, unter welchen Umständen solche Überschwinger auftreten und wie ein Einfluss auf Störfestigkeitsprüfungen in Modenverwirbelungskammern vermieden werden kann.

Die obigen Ausführungen machen deutlich, dass eine genaue Untersuchung der transienten Einschwingvorgänge in Modenverwirbelungskammern wichtig für das Verständnis verschiedener Teilaspekte ist. In diesem Kapitel werden diese transienten Vorgänge näher beleuchtet. Da bei Prüfungen der Störfestigkeit mit pulsmodulierten Signalen Prüfpegel im Allgemeinen als elektrische Feldstärke angegeben werden, soll hier das Hauptaugenmerk auf die elektrische Feldstärke anstelle der gemessenen Leistung gerichtet werden. Weiterhin wird, wie bereits in Kapitel 4, immer von einer Komponente  $\underline{E}_R$  des elektrischen Feldes ausgegangen, sofern nicht anders angegeben. Das hat den Hintergrund, dass Geräte und Antennen nicht direkt auf das Gesamtfeld reagieren, sondern auf die einzelnen Feldkomponenten [21]. Der Index „R“ wird weiterhin zugunsten besserer Lesbarkeit weggelassen.

## 5.1. Messreihe mit pulsmodulierten Signalen

Für die Untersuchung der transienten Einschwingvorgänge in Modenverwirbelungskammern werden mit den beiden in Kapitel 2.2 eingeführten Kammern XS und M zwei Kammern deutlich unterschiedlicher Größe eingesetzt.

Ursprünglich in der Kammer XS begonnen, wurde im Laufe der Messreihe klar, dass die betrachtete Trägerfrequenz so nahe der unteren Grenzfrequenz der Kammer liegt, dass die statistischen Eigenschaften recht weit von dem erwarteten Ideal abweichen. Um eventuelle Fehldeutungen der Ergebnisse aufgrund dieser Tatsache weitgehend zu vermeiden, ist es sinnvoll, einen Vergleich mit größerem Abstand zur Grenzfrequenz durchzuführen. Bedingt durch die geringe Baugröße der Kammer XS wäre ein Betrieb im GHz-Bereich und damit eine erheblich aufwändigere Messtechnik notwendig geworden. Daher wurde eine zweite Messreihe in der deutlich größeren Modenverwirbelungskammer

M durchgeführt. Hier konnte selbst mit reduzierter Trägerfrequenz ein deutlich größerer Abstand zur unteren Grenzfrequenz erreicht werden.

Aufgrund der unterschiedlichen Abmessungen ergeben sich nach Kapitel 2.2.2 die unteren Grenzfrequenzen zu 800 MHz für Kammer XS und 200 MHz für Kammer M. Als Trägerfrequenz wurde für Kammer XS mit 900 MHz eine Frequenz sehr nahe der LUF ausgewählt, während für Kammer M mit 600 MHz eine Frequenz deutlich über der LUF verwendet wird. So können eventuelle Unterschiede bedingt durch die Wahl der Anregungsfrequenz herausgestellt werden. Nach Gleichungen (2.3) und (2.4) können die kumulative Modenanzahl und Modendichte abgeschätzt werden. Für Kammer XS ergibt sich bis 900 MHz eine kumulative Anzahl von nur 316 Moden im Vergleich zu 5288 Moden in Kammer M bis 600 MHz. Auch die Modendichte liegt für Kammer XS mit gerade einmal  $1,1/\text{MHz}$  deutlich unter den  $26,5/\text{MHz}$  der Kammer M.

Beide Kammern werden mit pulsmodulierten Signalen angeregt und mittels Oszilloskop die Kammerantwort im Zeitbereich gemessen. Als pulsmoduliertes Signal wird ein  $\cos$ -Träger der Frequenz  $f_0$  verstanden, dessen Amplitude näherungsweise rechteckförmig moduliert wird. Das Trägersignal wird also plötzlich eingeschaltet und dann nach einer gewissen Pulsweite wieder ausgeschaltet. Die Ein- und Ausschaltvorgänge werden im folgenden getrennt behandelt. Die Funktionsweise des verwendeten Signalgenerators und die Erzeugung IQ-modulierter Signale wird in Kapitel 4 diskutiert. Der Einschaltvorgang kann demnach mit

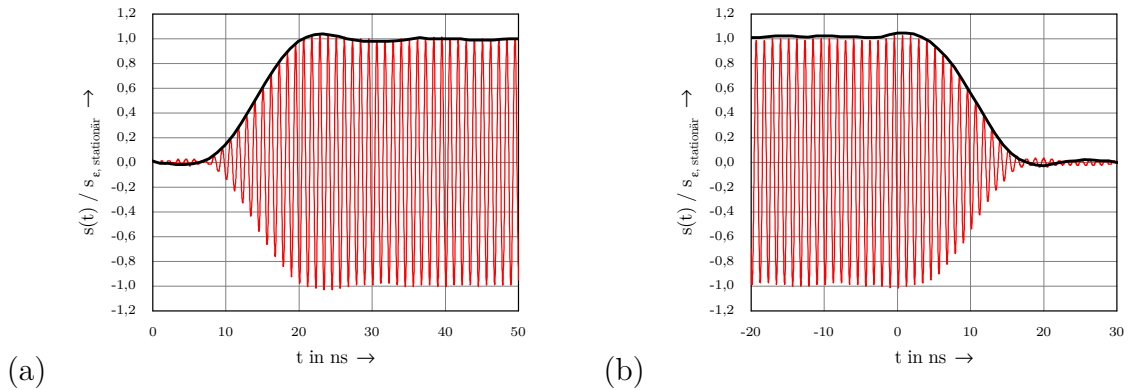
$$s_{\text{ein}}(t) = s_{\varepsilon}(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (5.1)$$

beschrieben werden, wobei  $s_{\varepsilon}(t)$  die in Abbildung 4.4 dargestellte Näherung der Sprungfunktion bezeichnet. Der Ausschaltvorgang ergibt dann entsprechend

$$s_{\text{aus}}(t) = [1 - s_{\varepsilon}(t)] \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (5.2)$$

Abbildung 5.1 zeigt die erzeugten Flanken des pulsmodulierten Signals  $s(t)$  bei einer beispielhaft gewählten Trägerfrequenz von  $f_0 = 900 \text{ MHz}$ . Die Schaltzeit (10% - 90%, bzw. umgekehrt) beträgt bei beiden Schaltvorgängen etwa 10 ns. Das erkennbare Über- und Unterschwingen liegt unter 4%. Die Schaltzeit ist kurz gegenüber der Zeitkonstanten der beiden Modenverwirbelungskammern.

Für das transiente Einschwingverhalten einer Modenverwirbelungskammer sind die Zeiten unmittelbar nach den Schalthandlungen interessant. Die Pulsweite wird demzufolge groß genug gewählt, sodass alle Einschwingvorgänge in der Kammer Zeit zum Abklingen



**Abbildung 5.1.:** Normierter (a) Einschalt- und (b) Ausschaltvorgang eines pulsmodulierten Signals mit der Trägerfrequenz  $f_0 = 900$  MHz. Die schwarze Kurve zeigt die Modulation durch die Sprungfunktion  $s_e(t)$ , die rote das modulierte Signal  $s(t)$ .

haben und der stationäre Zustand erreicht wird. Aus demselben Grund wird natürlich auch die Pulspause groß genug gewählt. Für die Kammer XS reicht aufgrund der geringen Zeitkonstante eine Pulsweite und -pause von  $5 \mu\text{s}$  aus, bei der Kammer M wurden  $10 \mu\text{s}$  gewählt. Das zur Messung verwendete Oszilloskop wird, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, per Marker auf den jeweils betrachteten Schaltvorgang getriggert.

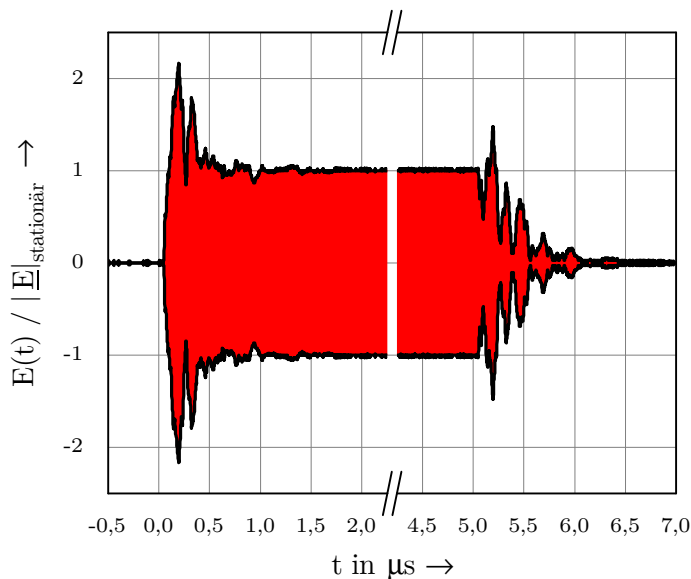
Um eine möglichst umfassende Analyse zu ermöglichen, wurden zwei große Messreihen aufgenommen. Dazu wurde die Empfangsantenne an verschiedenen Positionen im Prüfvolumen mit unterschiedlichen Ausrichtungen aufgestellt und der Rührer jeweils im Schrittbetrieb um eine volle Umdrehung bewegt. Die Sendeantenne, sowie die Einstellungen des Signalgenerators und Oszilloskops blieben dabei unverändert. Für die Kammer XS wurden 14 Antennenpositionen bei einer Rührerschrittweite von  $5^\circ$  vermessen, was insgesamt 1008 gemessene Pulsverläufe ergibt. In Kammer M wurden 756 Pulsverläufe aufgenommen, bestehend aus 21 Antennenpositionen bei einer Rührerschrittweite von  $10^\circ$ . Bei der Analyse der Messungen in Kammer M zeigten sich bei einem Pulsverlauf unplausible Ergebnisse, weshalb dieser bei der weiteren statistischen Betrachtung ausgeschlossen wurde.

## 5.2. Darstellung der Messergebnisse

Bevor die einzelnen Detailergebnisse ausgearbeitet werden, soll hier auf die Darstellung der Messergebnisse eingegangen werden. Auf dieser Basis werden dann in den folgenden



Abschnitten verschiedene Eigenschaften im Detail betrachtet.

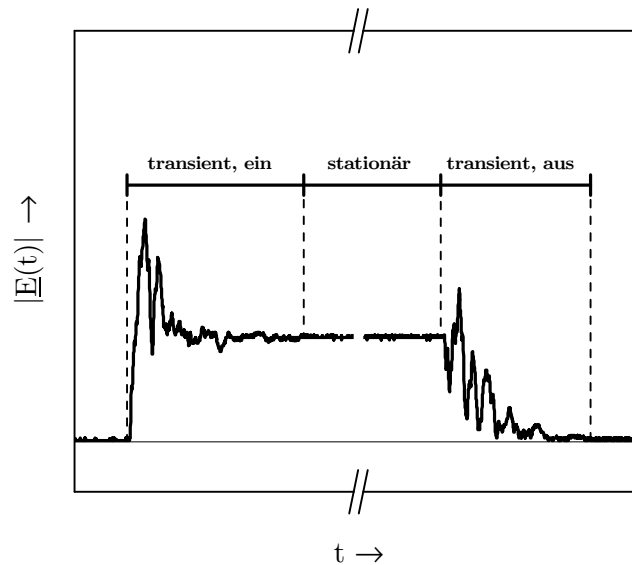


**Abbildung 5.2.:** Beispielhaft ausgewählte, normierte Kammerantwort  $E(t)$  (rot) und ihre Hüllkurve  $\pm|E(t)|$  (schwarz) als Reaktion auf ein pulsmoduliertes Signal. Das Ergebnis wurde auf die stationäre Feldstärke normiert. Deutlich zu erkennen sind die transienten Bereiche bei dem Ein- und Ausschaltvorgang vor Erreichen des jeweiligen stationären Endwertes.

Abbildung 5.2 zeigt ein Beispiel für das elektrische Feld  $E(t)$  in einer Modenverwirbelungskammer als Reaktion auf ein pulsmoduliertes Signal, sowie den Betrag der komplexen Hüllkurve  $\pm|E(t)|$ . Wie bereits beschrieben, ergeben sich aufgrund der resonanten Eigenschaften im Anschluss an eine Schalthandlung zunächst transiente Einschwingvorgänge. Sind diese abgeklungen, so erreicht das elektrische Feld einen stationären Endwert. Nach dem Einschaltvorgang stellt sich in dem stationären Zustand in der Modenverwirbelungskammer dann ein mit der anregenden Frequenz oszillierendes, stehendes Feldbild ein. Nach dem Ausschaltvorgang klingt das elektrische Feld ab, bis es den Endwert null erreicht. In der Abbildung nicht zu erkennen ist die Tatsache, dass nicht nur die Amplitude starken Schwankungen im transienten Einschwingvorgang unterliegt, sondern auch die Phasenlage des Trägers. Darauf wird in den Kapiteln 5.4 und 5.6 näher eingegangen.

### 5.2.1. Stationärer Bereich, Einschalt- und Ausschaltvorgang

Im Folgenden soll zwischen den Einschalt- und Ausschaltvorgängen unterschieden werden. Eine entsprechende Aufteilung eines Pulses zeigt Abbildung 5.3. Danach ist der



**Abbildung 5.3.:** Aufteilung eines gemessenen Pulses in die Schaltvorgänge und den stationären Bereich am Beispiel der Amplitude  $|\underline{E}(t)|$ .

„Einschaltvorgang“ die Reaktion der Modenverwirbelungskammer auf das Einschalten des Eingangssignales nach Gleichung (5.1) inklusive der transienten Einschwingvorgänge. Analog dazu ist der „Ausschaltvorgang“ als Reaktion auf das Ausschalten nach Gleichung (5.1) definiert. Als „stationärer Bereich“ wird dann der Bereich definiert, in dem alle Einschwingvorgänge abgeklungen sind und sich das durch das Eingangssignal definierte, elektrische Feld einstellt. Der Bereich, in dem das elektrische Feld null wird, soll mit „ausgeschalteter Bereich“ bezeichnet werden.

### 5.2.2. Normierung der Ergebnisse

Durch Normierung der Messdaten ist es möglich, Ergebnisse aus beiden Modenverwirbelungskammern XS und M vergleichbar zu gestalten. Daher empfiehlt es sich, sowohl die elektrische Feldstärke, als auch die Zeit auf einen vergleichbaren Bezugspunkt zu

normieren. Letzteres ist einfach, denn mit der Zeitkonstante besitzt jede Kammer bereits einen solchen Bezugspunkt. Daher werden die Ergebnisse auf die Zeitkonstante  $\tau$  der jeweiligen Kammer normiert.

Für das elektrische Feld ist es sinnvoll, den transienten Einschwingvorgang auszuklammern und nur das stationäre Feld zur Normierung heranzuziehen. Weiterhin soll es möglich sein, aus dem Bezugswert unter Voraussetzung idealer, statistischer Eigenschaften auch die übrigen Größen der Rayleigh-Verteilung, wie etwa Erwartungswert und  $\sigma$  abzuschätzen. Bei der Anwendung der Modenverwirbelungskammer zur Prüfung der Störfestigkeit ist hauptsächlich das maximale elektrische Feld von Interesse [43, 1]. Dieser Wert kann aber stark von Ausreißern beeinflusst werden und schwankt außerdem mit der Anzahl  $N$  unabhängiger Messwerte [43]. Das liegt daran, dass hohe Feldstärken aufgrund der in Kapitel 2.3.2 vorgestellten Rayleigh-Verteilung nur verhältnismäßig selten auftreten. Nach DIN EN 61000-4-21:2011 [1] wird ein Mittelwert der maximalen Feldstärken über eine gewisse Anzahl von Feldsondenpositionen gebildet und dieser Wert später zur Errechnung der zur Prüfung erforderlichen Eingangsleistung verwendet. Dieser Wert lässt sich allerdings nur schwer ins Verhältnis zu den übrigen Größen der Rayleigh-Verteilung setzen.

Anstatt nun direkt mit den Maxima des elektrischen Feldes weiterzuarbeiten, soll stattdessen der Mittelwert der stationären Feldstärke bestimmt und daraus unter Voraussetzung idealer statistischer Eigenschaften ein theoretisch zu erwartender Maximalwert ermittelt werden. Bei einer genügend großen Zahl  $N$  unabhängiger Messwerte konvergiert der Mittelwert der stationären elektrischen Feldstärke  $\langle |E_s| \rangle$  mit dem Erwartungswert der Rayleigh-Verteilung. Setzt man im stationären Zustand die Rayleigh-Verteilung voraus, so befinden sich 99,5% aller Werte unterhalb von

$$E_{99,5\%} \approx 3,255 \cdot \sigma = 3,255 \cdot \sqrt{2/\pi} \cdot \langle |E_s| \rangle \approx 2,6 \cdot \langle |E_s| \rangle \quad (5.3)$$

Dieser Wert wird unter idealen Bedingungen nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,5% überschritten und kann daher als willkürlich festgelegtes Maximum der elektrischen Feldstärke verwendet werden. Alle Messergebnisse werden demnach auf das 2,6-fache des Mittelwerts der stationären Feldstärke  $\langle |E_s| \rangle$  der jeweiligen Messreihe normiert. Als Kennzeichnung der normierten Größen wird der Strich ' verwendet.

Diese Normierung gilt gleichermaßen für  $\underline{E}(t)$ ,  $|\underline{E}(t)|$ ,  $E_i(t)$  und  $E_q(t)$ . Eine Normierung von  $\underline{E}(t)$  ergibt

$$\underline{E}'(t) = \frac{\underline{E}(t)}{E_{99,5\%}} = \frac{E_i(t)}{E_{99,5\%}} + j \frac{E_q(t)}{E_{99,5\%}} = E_i'(t) + jE_q'(t) \quad (5.4)$$

wodurch also auch die IQ-Kanäle dieselbe Normierung erfahren. Weiterhin gilt dann für die normierte Feldstärke

$$|\underline{E}(t)|' = \frac{|\underline{E}(t)|}{E_{99,5\%}} = \frac{\sqrt{E_i(t)^2 + E_q(t)^2}}{E_{99,5\%}} = \sqrt{E'_i(t)^2 + E'_q(t)^2} \quad (5.5)$$

Die normierten Werte sind einheitenlos. Tabelle 5.1 stellt die aus den Messreihen ermittelten Werte des stationären Feldstärkemaximums  $E_{99,5\%}$  und der Zeitkonstanten  $\tau$  der beiden Kammern XS und M gegenüber, die jeweils zur Normierung verwendet werden.

Kammer	$E_{99,5\%}$ in V/m	$\tau$ in ns	$f_0$ in MHz
XS	18,02	100	900
M	23,30	500	600

**Tabelle 5.1.:** Zur Normierung herangezogene Werte der beiden Modenverwirbelungskammern XS und M. Die elektrische Feldstärke wird auf das stationäre Feldstärkemaximum  $E_{99,5\%}$  und die Zeit auf die Zeitkonstante  $\tau$  normiert.

### 5.3. Stationärer Bereich

Für das stationäre elektrische Feld in einer idealen Modenverwirbelungskammer gelten die in Kapitel 2.3 gemachten Aussagen. Die Eigenschaften des stationären Feldes beider Messreihen in den Modenverwirbelungskammern XS und M sollen nun mit der Theorie aus 2.3 verglichen werden. Ausgehend von der Annahme, die Experimente seien fehlerlos und unter idealen Bedingungen durchgeführt worden, wird überprüft, inwieweit sich diese Annahme aufgrund der Theorie aufrecht erhalten lässt. Starke Abweichungen würden auf systematische Fehler bei der Durchführung hinweisen. Eine Übereinstimmung von Theorie und Praxis schließt Fehler zwar nicht zwangsläufig aus, ist als Grundvoraussetzung für eine weitere Auswertung aber unabdingbar.

Tabelle 5.2 stellt das Minimum  $|\underline{E}_s|'_{\min}$ , den Mittelwert  $\langle |\underline{E}_s| \rangle'$  und das Maximum  $|\underline{E}_s|'_{\max}$  des stationären elektrischen Feldes beider Kammern gegenüber.

Die gemittelte, stationäre Feldstärke  $\langle |\underline{E}_s| \rangle'$  nimmt für beide Kammern denselben Wert an, da nach Gleichung (5.3) auf das 2,6-fache des Mittelwertes normiert wurde:

$$\langle |\underline{E}_s| \rangle' = \frac{\langle |\underline{E}_s| \rangle}{E_{99,5\%}} = \frac{1}{3,255 \cdot \sqrt{2/\pi}} \approx 0,385 \quad (5.6)$$

Kammer	$ \underline{E}_s '_{\min}$	$\langle  \underline{E}_s  \rangle'$	$ \underline{E}_s '_{\max}$
XS	0,004	0,385	0,93
M	0,04	0,385	1,03

**Tabelle 5.2.:** Minimum  $|\underline{E}_s|'_{\min}$ , Mittelwert  $\langle |\underline{E}_s| \rangle'$  und Maximum  $|\underline{E}_s|'_{\max}$  des stationären elektrischen Feldes beider Kammern. Der Mittelwert ist für beide Kammern identisch, da er nach Gleichung (5.3) zur Normierung verwendet wird.

Mithilfe des Mittelwertes kann unter Voraussetzung der Rayleigh-Verteilung deren normierter Parameter  $\sigma'$  nach Gleichung (5.3) berechnet werden zu

$$\sigma' = \sqrt{2/\pi} \cdot \langle |\underline{E}_s| \rangle' = \sqrt{2/\pi} \cdot \frac{\langle |\underline{E}_s| \rangle}{E_{99,5\%}} = \frac{1}{3,255} \approx 0,307 \quad (5.7)$$

Auch  $\sigma'$  ist für beide Kammern aufgrund der Normierung identisch. Alternativ kann dieser Parameter aber auch mittels Maximum-Likelihood Methode aus den Messwerten der stationären elektrischen Feldstärke abgeschätzt werden:

$$\sigma'_{\text{schätz}} \approx \sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{i=0}^N |\underline{E}'_s|^2} \quad (5.8)$$

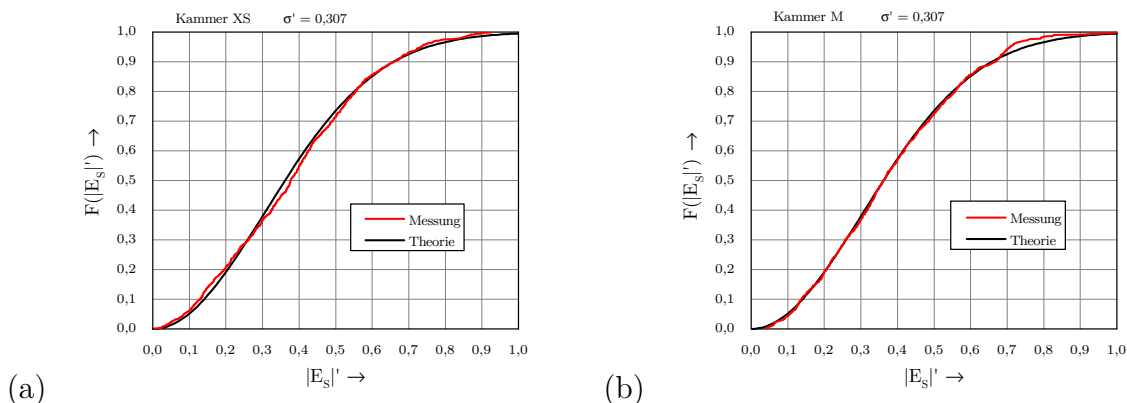
Für Kammer XS ergibt sich  $\sigma'_{\text{schätz}} \approx 0,306$  und für Kammer M  $\sigma'_{\text{schätz}} \approx 0,304$ . Beide Werte stimmen gut mit  $\sigma' \approx 0,307$  überein. Um die Auswertung konsistent zu halten, wird im Folgenden nur der über den Mittelwert  $\langle |\underline{E}_s| \rangle'$  berechnete Parameter  $\sigma'$  weiterverwendet.

Nach Kapitel 2.3.2 folgt die elektrische Feldstärke im stationären Zustand der Rayleigh-Verteilung. Da die Rayleigh-Verteilung nur von  $\sigma'$  abhängt, ist der theoretisch erwartete Verlauf dadurch bereits bestimmt. Für den Vergleich der Messergebnisse mit der Theorie eignet sich die kumulative Verteilungsfunktion, welche durch

$$F_{\chi^2}(|\underline{E}'_s|) = 1 - \exp\left[-\frac{|\underline{E}'_s|^2}{2(\sigma')^2}\right] \quad (5.9)$$

beschrieben wird. Abbildung 5.4 zeigt die kumulative Verteilungsfunktion der stationären, elektrischen Feldstärke im Vergleich zur Theorie.

In weiten Teilen zeigt Kammer M eine bessere Übereinstimmung mit der Theorie, als Kammer XS. Anhand eines grafischen Vergleichs lässt sich aber noch nicht ableiten, ob die Messwerte Rayleigh-verteilt sind. Hierzu eignet sich die Aufspaltung in die IQ-Komponenten. Nach Kapitel 2.3.2 müssen beide Komponenten normal-verteilt sein mit



**Abbildung 5.4.:** Kumulative Verteilungsfunktion der stationären, elektrischen Feldstärke im Vergleich zu der theoretisch erwarteten Rayleigh-Verteilung für die beiden Kammern (a) XS und (b) M. Im Vergleich zu Kammer XS zeigt Kammer M in weiten Teilen die bessere Übereinstimmung.

Kammer	$\langle E_i \rangle'$	$\langle E_q \rangle'$	$\sigma'_i$	$\sigma'_q$
XS	0,030	0,112	0,304	0,290
erwartet	0	0	0,307	0,307
M	-0,017	0,013	0,303	0,308
erwartet	0	0	0,307	0,307

**Tabelle 5.3.:** Experimentell ermittelte Werte für Mittelwert und Standardabweichung der stationären IQ-Komponenten im Vergleich zu den erwarteten Werten.

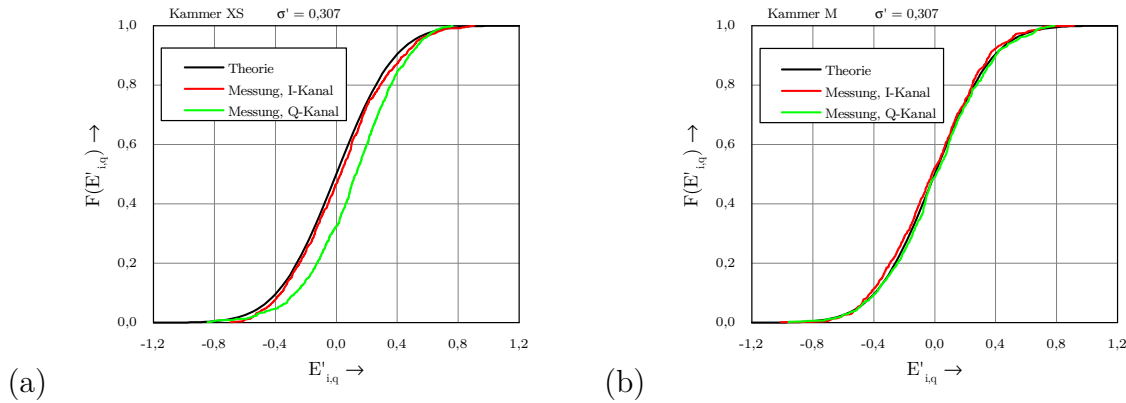
einem Erwartungswert von null. Ist das der Fall, so ergibt sich automatisch die Rayleigh-Verteilung des stationären Feldes.

Für die statistische Auswertung der IQ-Komponenten sollen zunächst jeweils der Mittelwert und die Standardabweichung der Messwerte bestimmt und mit theoretisch zu erwartenden Werten verglichen werden. Die Mittelwerte der IQ-Komponenten  $\langle E_i \rangle'$  und  $\langle E_q \rangle'$  müssen nach Gleichung (2.27) im stationären Zustand null werden und die Standardabweichungen  $\sigma'_i$  und  $\sigma'_q$  beider IQ-Komponenten dem in Tabelle 5.2 bereits angegebenen Parameter  $\sigma' \approx 0,307$  der Rayleigh-Verteilung entsprechen. Tabelle 5.3 stellt die experimentell ermittelten Werte beider Kammern und die erwarteten Werte gegenüber.

Auffällig ist, dass der Mittelwert  $\langle E_q \rangle'$  und die Standardabweichung  $\sigma'_q$  des Q-Kanals für Kammer XS große Abweichungen gegenüber den erwarteten Ergebnissen zeigen. Die abweichenden Werte sind in der Tabelle 5.3 rot hervorgehoben. Die Ergebnisse aus

Kammer M hingegen stimmen durchweg mit den Erwartungen überein.

Abbildung 5.5 zeigt die experimentell bestimmten, relativen Häufigkeiten der IQ-Komponenten beider Kammern im Vergleich zur Normalverteilung.



**Abbildung 5.5.:** Kumulative Verteilungsfunktionen der stationären IQ-Komponenten im Vergleich zu der theoretisch erwarteten Normalverteilung für beide Kammern (a) XS und (b) M.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus Kammer M zeigen die kumulativen Verteilungen der IQ-Komponenten aus Kammer XS deutliche Abweichungen von der theoretischen Verteilung. Besonders prominent ist hier die Q-Komponente in Abbildung 5.5 (a). Es ist unwahrscheinlich, dass es sich bei der Verteilung der Q-Komponente für Kammer XS tatsächlich um eine Normalverteilung handelt.

Ob die Normalverteilung für experimentell ermittelte Werte zurückgewiesen werden muss, lässt sich durch statistische Tests auf Normalverteilung feststellen. Für jeden Test wird dabei das Signifikanzniveau zur Entscheidung auf 5 % festgelegt. Tabelle 5.4 listet die Ergebnisse.

Es ist klar ersichtlich, dass für die IQ-Kanäle in Kammer XS bei der gewählten Anregungsfrequenz von  $f_0 = 900$  MHz keine Normalverteilung angenommen werden darf. Nahezu alle Tests weisen die Normalverteilung zurück. Für die IQ-Kanäle in Kammer M hingegen wird die Normalverteilung bei einem Signifikanzniveau von 5 % nicht zurückgewiesen, sodass hier von guten statistischen Eigenschaften ausgegangen werden kann.

Dass die statistischen Eigenschaften in Kammer XS stärker von dem Ideal abweichen, kann mehrere Gründe haben. Zum Einen liegt die Anregungsfrequenz von  $f_0 = 900$  MHz sehr nahe an der LUF. Die LUF ergibt sich nach der DIN EN 61000-4-21 [1] aus der

Test auf Normalverteilung, Niveau 5%

Test	Kammer XS		Kammer M	
	$E_i$	$E_q$	$E_i$	$E_q$
Shapiro-Wilk	Nein	Nein	Ja	Ja
Lilliefors	Ja	Nein	Ja	Ja
Kolmogorov-Smirnov	Ja	Ja	Ja	Ja
Anderson-Darling	Nein	Nein	Ja	Ja
Chen-Shapiro	Nein	Nein	Ja	Ja

**Tabelle 5.4.:** Ergebnisse verschiedener Tests auf Normalverteilung der IQ-Komponenten beider Kammern. Für XS muss die Normalverteilung zurückgewiesen werden, während sie für Kammer M bei einem Signifikanzniveau von 5% nicht zurückgewiesen werden kann.

statistischen Auswertung der Feldstärkemaxima und besagt nur, dass deren Standardabweichung eine gewisse Grenze nicht überschreitet, sodass das verwirbelte elektrische Feld in genügender Genauigkeit als gleichförmig angenommen werden darf. Dies ist nicht gleichzusetzen mit der Feststellung der Rayleigh-Verteilung der elektrischen Feldstärke, bzw. der Normalverteilung der IQ-Komponenten. Vielmehr ist eine Abweichung von den idealen statistischen Eigenschaften nahe der LUF zu erwarten.

Zum Anderen können aber auch systematische Fehler bei der Durchführung aufgetreten sein, die eine Abweichung vom statistischen Ideal erklären könnten. Die große Abweichung des Mittelwerts  $\langle E_q \rangle'$  von null lässt ein direktes Übersprechen zwischen Send- und Empfangsantenne vermuten [21, 22]. In diesem Fall wird die Normalverteilung um einen Offset gegenüber null verschoben, verursacht durch die Addition einer nicht verwirbelten Feldkomponente [21, 22]. Wird dieser Offset herausgerechnet, sodass  $\langle E_q \rangle' = 0$  gilt, müsste sich für den Datensatz also die Normalverteilung ergeben. In dem vorliegenden Fall wird die Normalverteilung aber dennoch zurückgewiesen.

Weiterhin ist es möglich, dass die gewählten Antennenpositionen der Empfangsantenne keine voneinander unabhängigen Ergebnisse liefern. Das wäre der Fall, wenn die Abstände oder Änderungen der Ausrichtung zu klein gewählt wurden, was bei den 14 Positionen in der kleinen Kammer XS durchaus denkbar ist. Das wird überprüft, indem der vorhandene Datensatz auf 7 geeignete, möglichst unterschiedliche Antennenpositionen reduziert wird. Dadurch bleibt ein Datensatz von 504 Messungen. Die Tests auf Normalverteilung weisen die Normalverteilung jedoch erneut zurück.



Analog zu der Überlegung von nicht unabhängigen Antennenpositionen könnte auch die eingesetzte 5°-Rührerschrittweite im Verhältnis zur Rührereffektivität im betrachteten Frequenzbereich zu klein gewählt sein, sodass der Rührer das Feld von Schritt zu Schritt nicht in ausreichendem Maße verwirbelt. Auch hier wird der Datensatz reduziert, indem nur 10°-Schritte ausgewertet werden. Dadurch bleiben erneut 504 Messungen. Auch hier wird die Normalverteilung für beide Kanäle durch die Tests zurückgewiesen.

Systematische Fehler lassen sich nie gänzlich ausschließen. Dennoch ist es nach Abschluss der oben genannten Fehlerquellen wahrscheinlich, dass die Abweichungen von dem statistischen Idealfall durch die im Verhältnis zur LUF niedrig gewählte Anregungsfrequenz bedingt sind. Da die Kammer bei dieser Frequenz aber für Störfestigkeitsprüfungen nach DIN EN 61000-4-21 kalibriert ist, ist es durchaus interessant herauszustellen, ob die Abweichung vom statistischen Ideal Einfluss auf die Prüfung mit gepulsten Signalen und insbesondere auf die transienten Einschwingvorgänge hat. Mit den Ergebnissen aus Kammer M steht eine Messreihe mit guten statistischen Eigenschaften zur Verfügung, die einen Vergleich mit dem Betrieb der Kammer XS nahe der LUF möglich macht. Vor diesem Hintergrund müssen die weiteren Auswertungen betrachtet werden.

## 5.4. Transiente Einschwingvorgänge

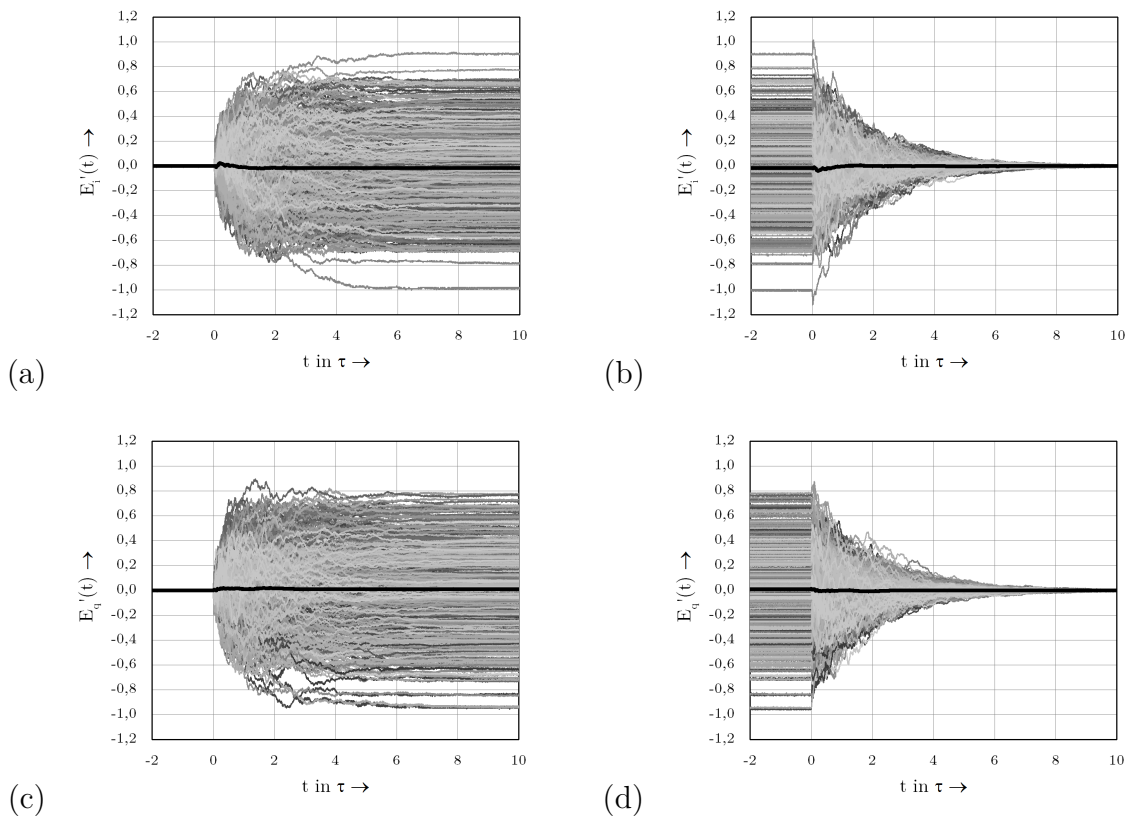
Bei der Anregung einer Modenverwirbelungskammer mit gepulsten Signalen kommt es aufgrund der Resonanzeigenschaften zu transienten Einschwingvorgängen, bis letztlich der stationäre Zustand erreicht wird. Während der Einschwingvorgänge ändert sich das elektrische Feld am betrachteten Ort stark sowohl in Betrag, als auch in Phase und die in Kapitel 2.3 gemachten Aussagen über die Eigenschaften des Feldes sind nicht mehr generell anwendbar.

Für die Prüfung der Störfestigkeit gegenüber gestrahlten Störgrößen in einer Modenverwirbelungskammer ist die elektrische Feldstärke die Größe von Interesse. Die elektrische Feldstärke als Betrag der komplexen Amplitude  $\underline{E}(t)$  des elektrischen Feldes setzt sich wiederum aus Realteil und Imaginärteil, bzw. I- und Q-Komponente ebendieser zusammen.

Das in Kapitel 3.2 vorgestellte Übertragungsmodell stellt den Zusammenhang der IQ-Komponenten des Eingangssignals zu den IQ-Komponenten der Kammerantwort her. Auch wenn schlussendlich die elektrische Feldstärke betrachtet werden soll, sollen hier

zunächst die Eigenschaften der IQ-Komponenten betrachtet werden und darauf aufbauend die Eigenschaften der Feldstärke. In beiden Fällen werden auf Basis der linearen Eigenschaften die jeweiligen Zusammenhänge zwischen Ein- und Ausschaltvorgang erörtert. Abschließend werden die im transienten Bereich beobachteten Überschwinger diskutiert.

### 5.4.1. IQ-Komponenten im transienten Bereich



**Abbildung 5.6.:** Alle gemessenen Zeitverläufe der normierten IQ-Komponenten des Feldes in Kammer M bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen. Die Graustufen haben keine Bedeutung, sie sollen nur einzelne Verläufe kenntlich machen. (a) und (b) zeigen die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der I-Komponente, (c) und (d) die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der Q-Komponente. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet (schwarze Kurve).

Abbildung 5.6 zeigt alle gemessenen Zeitverläufe der normierten IQ-Komponenten des Feldes in Kammer M bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen, aufgeteilt in den

Ein- und Ausschaltvorgang. Zusätzlich zu den Einzelmessungen sind auch die Mittelwerte über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet. Die grafische Darstellung der Ergebnisse aus Kammer XS ist in Abbildung A.3 im Anhang A.5 zu finden. Die Grafiken geben einen ersten groben Überblick über die Messergebnisse. Generell ist das Verhalten beider Komponenten vergleichbar. Nach dem Einschalten schwankt die Amplitude beider Komponenten stark bis zum Erreichen des stationären Zustandes. Die Amplituden bleiben dann bis zum Ausschaltvorgang konstant. Auch während des Ausschaltens schwankt die Amplitude stark, klingt aber nach einiger Zeit bis auf null ab. Interessant hervorzuheben ist, dass der Mittelwert der IQ-Komponenten nicht nur im stationären Zustand, sondern auch während der transienten Einschwingvorgänge nahezu null bleibt.

Auf Basis des Übertragungsmodells aus Kapitel 3.2 lassen sich direkt die Beziehungen zwischen Ein- und Ausschaltvorgang herstellen. Hierbei werden die Indizes „E“ für den Einschaltvorgang, „A“ für den Ausschaltvorgang und „s“ für den stationären Zustand verwendet. Nach Gleichungen (5.1) und (5.2) lassen sich die beiden Schaltvorgänge des rechteckmodulierten Eingangssignales durch

$$s_E(t) = s_\varepsilon(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (5.10)$$

$$\text{und } s_A(t) = [1 - s_\varepsilon(t)] \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (5.11)$$

beschreiben. Der Zeitpunkt  $t = 0$  markiert jeweils den Beginn des Schaltvorganges. Der Ausschaltvorgang kann durch den Einschaltvorgang beschrieben werden:

$$s_A(t) = 1 \cdot \cos(2\pi f_0 t) - s_E(t) \quad (5.12)$$

Der Anteil  $1 \cdot \cos(2\pi f_0 t)$  kann hierbei als Anregung der Modenverwirbelungskammer mit einem Signal konstanter Amplitude angesehen werden, bei dem sich innerhalb der Kammer das stationäre Feld ergibt. Es sei

$$s_s(t) = 1 \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (5.13)$$

Zur Beschreibung dieser drei Anteile  $s_E(t)$ ,  $s_A(t)$  und  $s_s(t)$  des rechteckmodulierten Signales reicht eine einzelne IQ-Komponente aus, da keine Winkelmodulation vorgenommen wird. Hier wurde der I-Kanal gewählt, zu erkennen am  $\cos$ -Träger. Die Q-Komponente des Eingangssignales ist dauerhaft null.

Durch Anwendung der Gleichungen (3.46) und (3.47) lassen sich die Kammerantworten auf die Anregung mit den drei Anteilen  $s_s(t)$ ,  $s_E(t)$  und  $s_A(t)$  des Eingangssignales

allgemein angeben. Für  $s_s(t)$  ergeben sich die Komponenten der Kammerantwort zu

$$E'_{i,s}(t) = \frac{1}{2}[s_s(t) * h_i(t)] \quad (5.14)$$

$$\text{und } E'_{q,s}(t) = \frac{1}{2}[s_s(t) * h_q(t)] \quad (5.15)$$

Analog dazu ergibt sich für den Einschaltvorgang

$$E'_{i,E}(t) = \frac{1}{2}[s_E(t) * h_i(t)] \quad (5.16)$$

$$\text{und } E'_{q,E}(t) = \frac{1}{2}[s_E(t) * h_q(t)] \quad (5.17)$$

Zu guter Letzt kann der Ausschaltvorgang durch Überlagerung angegeben werden:

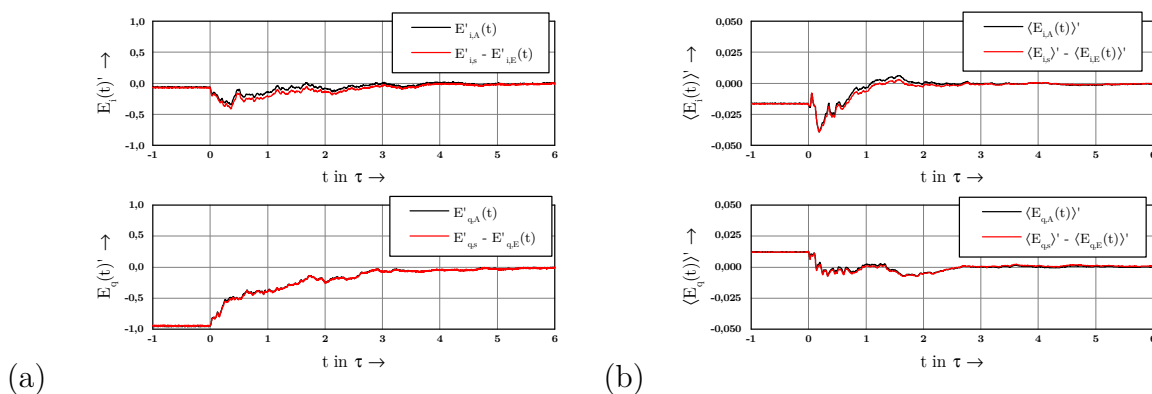
$$E'_{i,A}(t) = \frac{1}{2}[s_s(t) * h_i(t)] - \frac{1}{2}[s_E(t) * h_i(t)] = E'_{i,s} - E'_{i,E}(t) \quad (5.18)$$

$$\text{und } E'_{q,A}(t) = \frac{1}{2}[s_s(t) * h_q(t)] - \frac{1}{2}[s_E(t) * h_q(t)] = E'_{q,s} - E'_{q,E}(t) \quad (5.19)$$

Das heißt, dass die in der Modenverwirbelungskammer gemessenen Ein- und Ausschaltvorgänge in einer sehr einfachen Beziehung zueinander stehen. Weiterhin muss diese Beziehung aufgrund der Linearität auch für den Mittelwert der IQ-Komponenten gelten:

$$\langle E_{i,A}(t) \rangle' = \langle E_{i,s} \rangle' - \langle E_{i,E}(t) \rangle' \quad (5.20)$$

$$\text{und } \langle E_{q,A}(t) \rangle' = \langle E_{q,s} \rangle' - \langle E_{q,E}(t) \rangle' \quad (5.21)$$



**Abbildung 5.7.:** (a) Vergleich des gemessenen Ausschaltvorganges und des nach Gleichungen (5.18) und (5.19) aus dem gemessenen Einschaltvorgang berechneten Zeitverlaufs für die IQ-Komponenten einer beispielhaft ausgewählten Messung. Analog dazu (b) der Vergleich zwischen Ausschaltvorgang und den nach Gleichungen (5.20) und (5.21) berechneten Zeitverläufen der gemittelten IQ-Komponenten.

Abbildung 5.7 (a) zeigt einen Vergleich des gemessenen Ausschaltvorganges und des nach Gleichungen (5.18) und (5.19) aus dem gemessenen Einschaltvorgang berechneten Zeitverlaufs für die IQ-Komponenten einer beispielhaft ausgewählten Messung. Analog dazu zeigt Abbildung 5.7 (b) einen Vergleich zwischen Ausschaltvorgang und den nach Gleichungen (5.20) und (5.21) berechneten Zeitverläufen der gemittelten IQ-Komponenten. Die Messergebnisse zeigen gute Übereinstimmung und bestätigen den aufgrund der Linearität erwarteten Zusammenhang zwischen Ein- und Ausschaltvorgang.

### 5.4.2. Elektrische Feldstärke im transienten Bereich

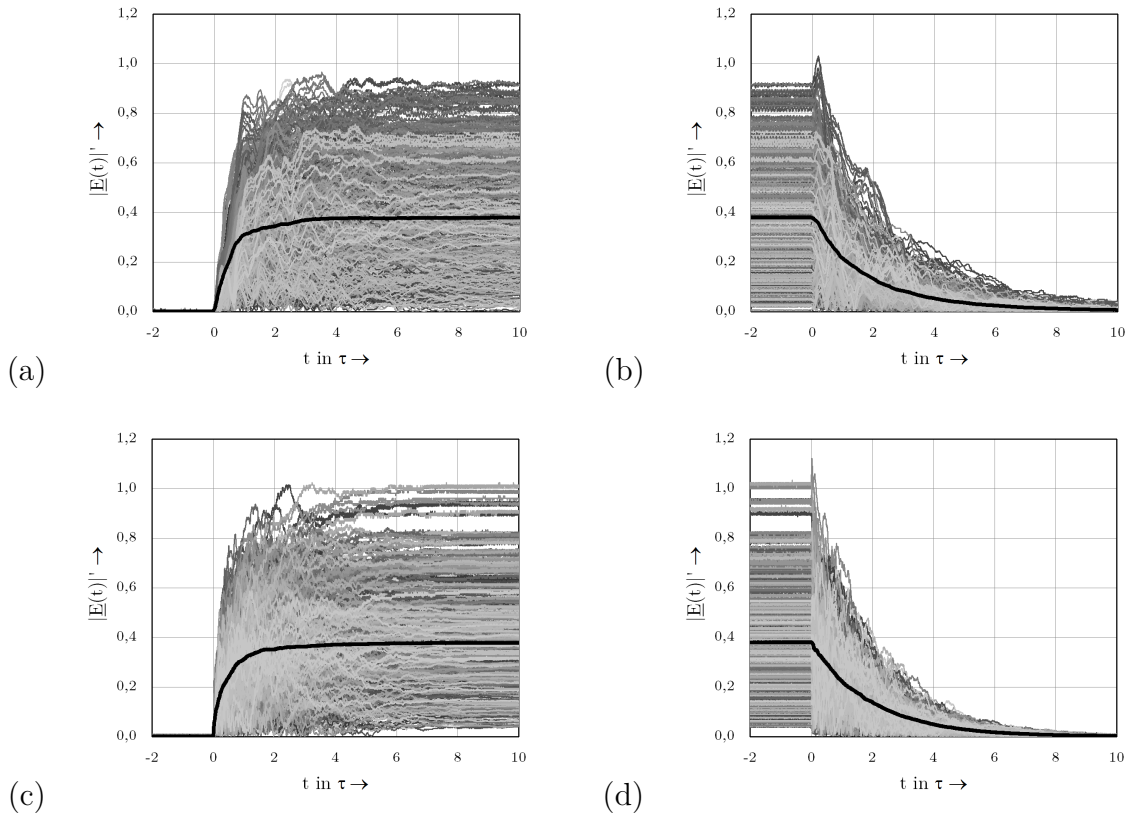
Ein grober Überblick über die Messergebnisse der elektrischen Feldstärke aus den Kammern XS und M ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Sie zeigt alle gemessenen Zeitverläufe des Betrages der normierten elektrischen Feldstärke in beiden Kammern bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen, aufgeteilt in Ein- und Ausschaltvorgang. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist jeweils auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen als schwarze Kurve eingezeichnet.

Die Ergebnisse aus beiden Kammern sind vergleichbar. Die elektrische Feldstärke nimmt aufgrund der in Kapitel 5.2.2 eingeführten Normierung im stationären Zustand bis auf wenige Ausreißer Werte zwischen 0 und 1 an. Es fällt allerdings sofort auf, dass dies auch während der transienten Einschwingvorgänge Gültigkeit hat. Die größten Ausreißer überschreiten die maximale elektrische Feldstärke beim Ausschaltvorgang in Kammer M um weniger als 10 %. Da eventuelle Überschreitungen der maximalen Feldstärke im transienten Bereich gerade bei Prüfungen der Störfestigkeit in einer Modenverwirbelungskammer aufgrund der Resonanzeigenschaften denkbar sind, wird dieses Thema in Kapitel 5.4.3 intensiver behandelt.

In Kapitel 2.4.1 wurde bereits auf die über viele Systemkonfigurationen gemittelten Zeitverläufe der Leistung und der elektrischen Feldstärke in einer Modenverwirbelungskammer eingegangen. Sie sind über die Exponentialfunktion mit der Zeitkonstanten einer Kammer verknüpft und spiegeln das Vermögen zur Energiespeicherung wider. Sie folgen dem Verlauf nach Gleichungen (2.48) und (2.49), zur Wiederholung:

$$\langle |\underline{E}_A(t)| \rangle' = \langle |\underline{E}_s| \rangle' \cdot \sqrt{e^{-t/\tau}}, \quad t > 0 \quad (5.22)$$

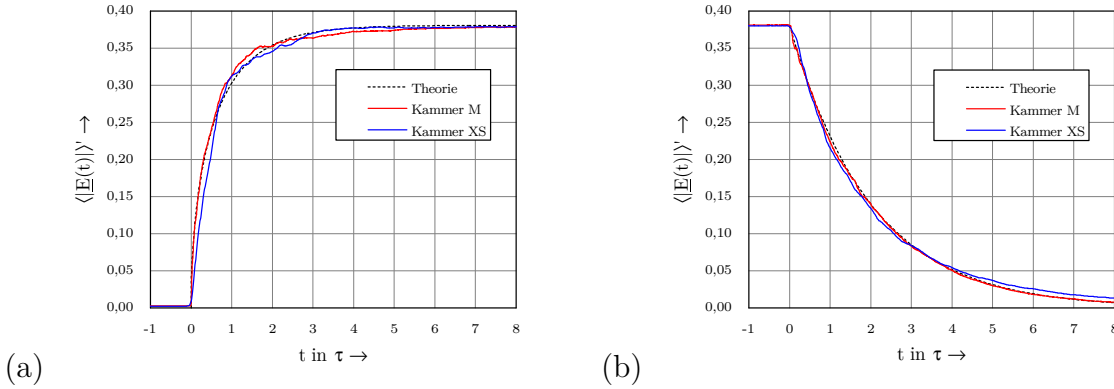
$$\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle' = \langle |\underline{E}_s| \rangle' \cdot \sqrt{1 - e^{-t/\tau}}, \quad t > 0 \quad (5.23)$$



**Abbildung 5.8.:** Alle gemessenen Zeitverläufe der normierten elektrischen Feldstärke in den Kammern XS und M bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen. Die Graustufen haben keine Bedeutung, sie sollen nur einzelne Verläufe kenntlich machen. (a) zeigt die Einschaltvorgänge und (b) die Ausschaltvorgänge in Kammer XS, (c) und (d) die Schaltvorgänge in Kammer M. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet (schwarze Kurve).

Die Zeitkonstante  $\tau$  einer Modenverwirbelungskammer begrenzt außerdem die minimale Pulsweite, die bei Prüfungen mit gepulsten Signalen in Modenverwirbelungskammern verwendet werden kann. In der Norm DIN EN 61000-4-21:2011 wird im Zuge der Kammervalidierung in Abschnitt B.3 die minimale, zugelassene Pulsweite auf  $2,5 \cdot \tau$  festgelegt [1, 6], wodurch das gemittelte Feld etwa 96 % des stationären Endwertes erreicht.

Abbildung 5.9 zeigt den über alle Rührer- und Antennenpositionen gemittelten Verlauf  $\langle |\underline{E}(t)|' \rangle$  der normierten elektrischen Feldstärke für beide Modenverwirbelungskammern XS und M. Durch die Normierung liegen die gemittelten Zeitverläufe übereinander und sind leicht vergleichbar. Es gibt eine gute Übereinstimmung zu den theoretischen Zeitverläufen.



**Abbildung 5.9.:** Normierter Verlauf der über alle Messungen gemittelten elektrischen Feldstärke  $\langle |\underline{E}(t)| \rangle'$  der Kammern XS und M im Vergleich zu dem theoretischen Verlauf nach Gleichungen (5.22) und (5.23).

Es ist sofort ersichtlich, dass im Gegensatz zu den IQ-Komponenten für die Mittelwerte des Betrags der elektrischen Feldstärke kein einfacher Zusammenhang zwischen Ein- und Ausschaltvorgang besteht. Gleichungen (5.20) und (5.21) lassen sich nicht direkt auf den Betrag der Feldstärke übertragen und es gilt  $\langle |\underline{E}_A(t)| \rangle' \neq \langle |\underline{E}_s| \rangle' - \langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'$ . Implizit muss dies auch für die einzelnen nicht gemittelten Zeitverläufe gelten. Hintergrund ist, dass die Betragsbildung der komplexen Amplitude  $\underline{E}'$  eine nichtlineare Operation darstellt, bei der die Information über die Phasenlage verloren geht. Die Superposition zweier unterschiedlicher Eingangssignale  $s_1(t)$  und  $s_2(t)$  führt nicht zu einer direkten Superposition der elektrischen Feldstärke beider Kammerantworten  $|\underline{E}'_1(t)|$  und  $|\underline{E}'_2(t)|$ . Dies kann leicht gezeigt werden. Seien die komplexen Amplituden

$$\underline{E}'_1(t) = E'_{i1}(t) + jE'_{q1}(t) \quad (5.24)$$

$$\text{und } \underline{E}'_2(t) = E'_{i2}(t) + jE'_{q2}(t) \quad (5.25)$$

die Kammerantworten als Reaktion auf die jeweilige Anregung mit den Eingangssignalen  $s_1(t)$ , bzw.  $s_2(t)$ . Die elektrischen Feldstärken können dann mit

$$|\underline{E}'_1(t)| = \sqrt{E'_{i1}(t)^2 + E'_{q1}(t)^2} \quad (5.26)$$

$$\text{und } |\underline{E}'_2(t)| = \sqrt{E'_{i2}(t)^2 + E'_{q2}(t)^2} \quad (5.27)$$

angegeben werden. Nun soll die Kammer mit einem Signal  $s_3(t) = s_1(t) + s_2(t)$  angeregt werden. Für die IQ-Komponenten hat die Superposition, wie zuvor in Kapitel 5.4.1

gezeigt, Gültigkeit. Dadurch gilt für die komplexe Amplitude:

$$\underline{E}'_3(t) = E'_{i3}(t) + jE'_{q3}(t) = E'_{i1}(t) + E'_{i2}(t) + j(E'_{q1}(t) + E'_{q2}(t)) \quad (5.28)$$

$$\Rightarrow \underline{E}'_3(t) = \underline{E}'_1(t) + \underline{E}'_2(t) \quad (5.29)$$

Die Superposition ist also auch für die komplexe Amplitude anwendbar. Die Berechnung der elektrischen Feldstärke ergibt

$$|\underline{E}'_3(t)| = \sqrt{E'_{i3}(t)^2 + E'_{q3}(t)^2} = \sqrt{(E'_{i1}(t) + E'_{i2}(t))^2 + (E'_{q1}(t) + E'_{q2}(t))^2} \quad (5.30)$$

$$\Rightarrow |\underline{E}'_3(t)| \neq |\underline{E}'_1(t)| + |\underline{E}'_2(t)| \quad (5.31)$$

Demnach ist die Superposition im Allgemeinen nicht für den Betrag der elektrischen Feldstärke anwendbar. Es gibt jedoch eine Ausnahme: Besitzen die beiden Kammerantworten  $\underline{E}'_1(t)$  und  $\underline{E}'_2(t)$  zu jedem beliebigen Zeitpunkt eine identische Phasenlage, so können bei der Superposition der beiden Kammerantworten die elektrischen Feldstärken direkt addiert werden. Bei der vektoriellen Darstellung der komplexen Amplituden  $\underline{E}'_1(t)$  und  $\underline{E}'_2(t)$  zeigen beide Vektoren dann immer in dieselbe Richtung und die Vektoraddition entspricht der Addition der jeweiligen Beträge.

Dies ist z.B. für jede beliebige Linearkombination eines einzelnen Eingangssignales  $s_1(t)$  der Fall, es gilt:

$$a_1 \cdot s_1(t) + a_2 \cdot s_1(t) \dots + a_n \cdot s_1(t) = (a_1 + a_2 \dots + a_n) \cdot s_1(t) = k \cdot s_1(t) \quad (5.32)$$

Wird die Modenverwirbelungskammer mit einem Signal  $s(t) = k \cdot s_1(t)$  angeregt, dann ergibt sich der Zeitverlauf der elektrischen Feldstärke zu

$$|\underline{E}'(t)| = \sqrt{(k \cdot E'_{i1}(t))^2 + (k \cdot E'_{q1}(t))^2} = k \cdot \sqrt{E'_{i1}(t)^2 + E'_{q1}(t)^2} = k \cdot |\underline{E}'_1(t)| \quad (5.33)$$

Demnach kann für diesen Spezialfall auch die elektrische Feldstärke der Kammerantwort als Linearkombination dargestellt werden und die Superposition ist anwendbar. Da dieser Zusammenhang dann auch für jede einzelne Rührer- und Antennenposition gültig ist, kann der Faktor  $k$  bei der Mittelwertbildung vor die Summe gezogen werden und es gilt bei Anregung der Modenverwirbelungskammer mit einem Signal  $s(t) = k \cdot s_1(t)$  auch für die gemittelte elektrische Feldstärke

$$\langle |\underline{E}(t)| \rangle' = k \cdot \langle |\underline{E}_1(t)| \rangle' \quad (5.34)$$

sodass die Superposition weiterhin anwendbar ist.



Es sei noch einmal explizit darauf hingewiesen, dass eine zeitlich verschobene Überlagerung wie zum Beispiel

$$s(t) = a_1 \cdot s_1(t) + a_2 \cdot s_1(t - t_1) \quad (5.35)$$

und auch die Linearkombination unterschiedlicher Eingangssignale  $s_1(t), s_2(t), s_3(t) \dots$  wie zum Beispiel

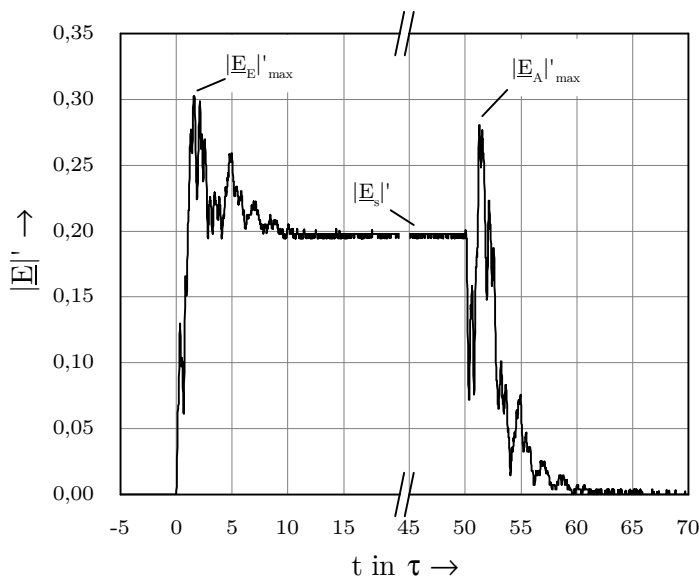
$$s(t) = a_1 \cdot s_1(t) + a_2 \cdot s_2(t) + a_3 \cdot s_3(t) \dots \quad (5.36)$$

im Allgemeinen nicht auf die Form  $s(t) = k \cdot s_1(t)$  gebracht werden können und daher die Beschreibung der Kammerantwort als reine Superposition der elektrischen Feldstärke nicht zulässig ist.

### 5.4.3. Feldüberhöhungen im transienten Bereich

Beim Betrieb mit pulsmodulierten Signalen können im Einschwingvorgang nach dem Ein- und Ausschalten hohe elektrische Feldstärken auftreten, die das stationäre Feld um ein Vielfaches überschreiten. Diese Feldüberhöhungen wurden bereits häufig beobachtet, sowohl experimentell, als auch in Simulationen [6, 7, 10, 12, 42]. Nach [7] reagieren moderne Mikroprozessoren bereits auf die erste Halbwelle eines hochfrequenten pulsmodulierten Signals, sodass die Spitzenwerte des elektrischen Feldes im transienten Bereich zu erheblichem Übertesten des Prüflings führen könnten. Allerdings wäre das nur dann der Fall, wenn das elektrische Feld im transienten Bereich auch tatsächlich die geforderte Testfeldstärke übersteigt. In den beiden Modenverwirbelungskammern XS und M wurden dahingehend einige Untersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse darauf hinweisen, dass dieser Fall nicht eintritt [44, 45]. In [44] wurde die Pulsmodulation mittels eines quecksilberbenetzten Relais realisiert und in [45] wurde für Kammer M ein relativ kleiner Datensatz ausgewertet. Diese beiden Nachteile bestehen in den jetzt vorliegenden Datensätzen für Kammer XS und M nicht mehr, sodass hier Aussagen mit geringeren Unsicherheiten getroffen werden können. Es werden die Feldüberhöhungen im transienten Bereich untersucht, wobei die beiden Schaltvorgänge getrennt voneinander ausgewertet werden. Für den jeweiligen Schaltvorgang wird das Maximum des elektrischen Feldes festgehalten. Abbildung 5.10 zeigt hierzu ein Beispiel.

In dem in Abbildung 5.10 gezeigten Beispiel überschreiten die Feldüberhöhungen  $|\underline{E}_E|'_{\max}$  und  $|\underline{E}_A|'_{\max}$  in den transienten Bereichen deutlich die stationäre Feldstärke  $|\underline{E}_s|'$ . Da

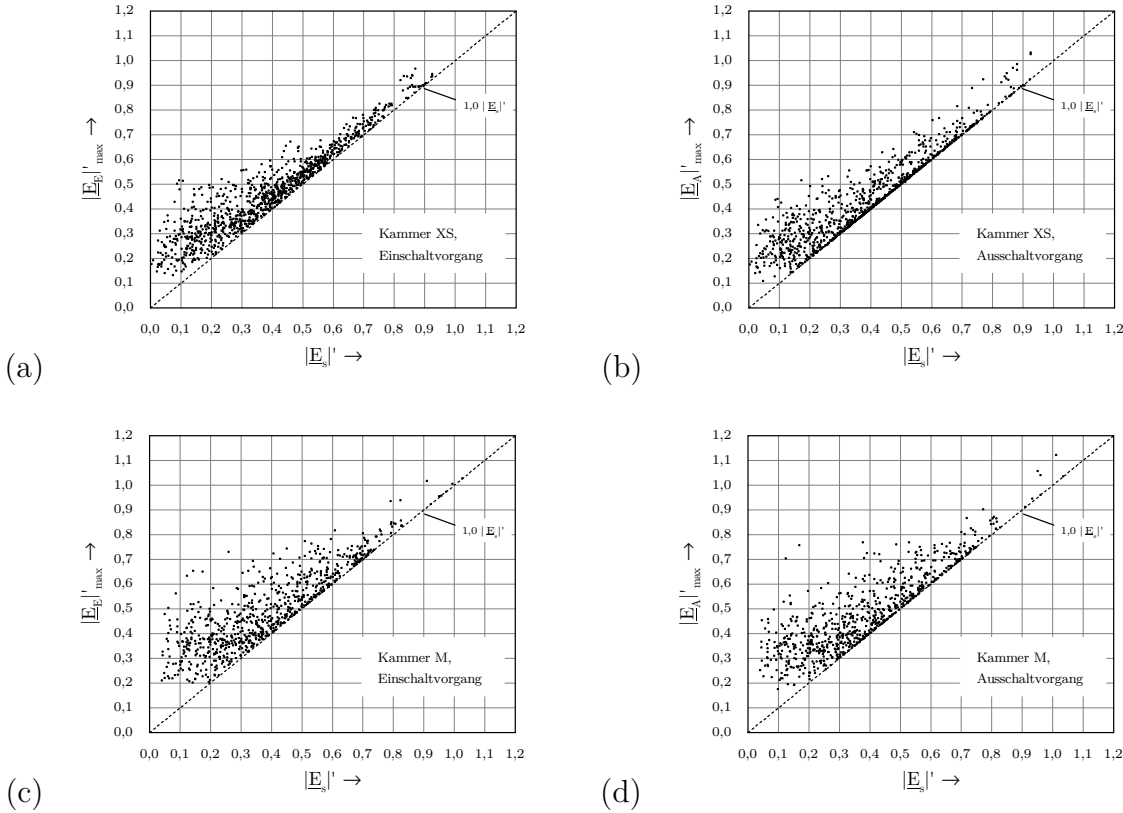


**Abbildung 5.10.:** Festlegung der transienten Feldstärkeüberhöhung  $|\underline{E}_E|'_{\max}$  während des Einschaltvorganges und  $|\underline{E}_A|'_{\max}$  während des Ausschaltvorganges anhand eines beispielhaft gewählten Pulses. Die Zeitachse ist von  $20\tau$  bis  $45\tau$  unterbrochen, um die Schaltvorgänge besser darstellen zu können.

dieses Verhalten bei Prüfungen der Störfestigkeit unerwünscht ist, wird auf Basis der in Kapitel 5.1 vorgestellten Messreihen untersucht, unter welchen Umständen solche Überhöhungen auftreten.

Es kann ein deutlicher Zusammenhang zwischen den transienten Feldüberhöhungen eines gemessenen Pulses und dessen stationärer Feldstärke festgestellt werden. Trägt man für jeden einzelnen gemessenen Puls den Absolutwert der Feldüberhöhungen  $|\underline{E}_E|'_{\max}$  und  $|\underline{E}_A|'_{\max}$  über der zugehörigen stationären Feldstärke  $|\underline{E}_s|'$  auf, ergeben sich die in Abbildungen 5.11 (a)-(d) dargestellten Punktdiagramme. Hierbei zeigen Abbildungen (a) und (b) die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge in Kammer XS und die Abbildungen (c) und (d) die Schaltvorgänge in Kammer M. Bei der Bestimmung der Feldmaxima können die Werte nicht kleiner als die stationäre elektrische Feldstärke werden. Diese Grenze ist in den Abbildungen gestrichelt eingezeichnet.

Da die Ergebnisse in den Abbildungen 5.11 normiert sind, entspricht der Wert 1,0 der in Kapitel 5.2.2 eingeführten maximalen stationären Feldstärke  $E_{99,5\%}$ . In Kammer XS wurde dieser Wert durch die transienten Feldüberhöhungen nur beim Ausschaltvorgang überschritten, und zwar um gerade einmal 3%. Es gab bei 1008 gemessenen Pulsen



**Abbildung 5.11.:** Normierter Absolutwert der Feldüberhöhungen  $|\underline{E}'|_{\max}$  und  $|\underline{E}_A|'_{\max}$  im transienten Bereich jedes einzelnen gemessenen Pulses über der zugehörigen stationären Feldstärke  $|\underline{E}_s|'$ . Abbildungen (a) und (b) zeigen die Überhöhungen bei Ein-, bzw. Ausschaltvorgängen in Kammer XS, Abbildungen (c) und (d) analog dazu die Überhöhungen in Kammer M. Durch die Wahl der Normierung (siehe Kapitel 5.2.2) sind sowohl im transienten als auch stationären Bereich Werte  $> 1$  möglich.

2 Überschreitungen, was etwa 0,2% entspricht. In Kammer M lag die maximale Überschreitung beim Einschaltvorgang unter 3% und beim Ausschaltvorgang bei knapp 11%. Hier gab es bei knapp 1% aller gemessenen Pulse Überschreitungen der maximalen stationären Feldstärke  $E_{99,5\%}$ . Aufgrund dieser Datenbasis ist kein Übertesten durch zu hohe elektrische Feldstärken im transienten Bereich bei Prüfungen auf Störfestigkeit in Modenverwirbelungskammern anzunehmen. Die Überschreitungen sind im Vergleich zu der in der DIN EN 61000-4-21 [1] für den Nachweis der Gleichförmigkeit des stationären Feldes geforderten Standardabweichung von 3 dB gering und können aufgrund ihrer Seltenheit als Ausreißer betrachtet werden. In früheren Messreihen wurden die beiden Kammern außerdem mit weiteren Trägerfrequenzen angeregt. So wurde Kammer

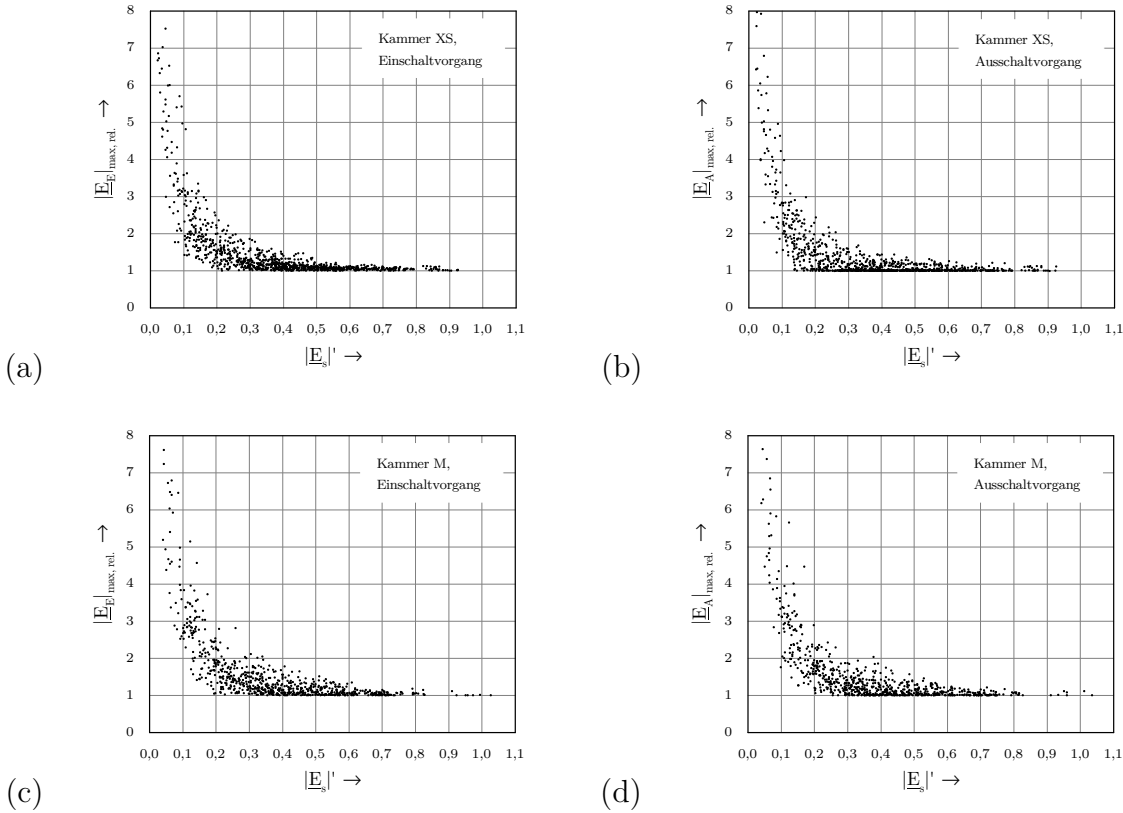
XS in [44] mit einer Trägerfrequenz von 950 MHz angeregt und Kammer M in [45] mit einer Trägerfrequenz von 900 MHz. Beide Male wurden auch die Feldüberhöhungen ausgewertet und die Ergebnisse sind konsistent zu den hier vorgestellten. Zeitgleich mit den Ergebnissen aus [44] ergaben Untersuchungen des transienten Bereichs in [11] auf Basis einer Simulation ebenfalls, dass die transienten Feldüberhöhungen das maximale stationäre Feld nur geringfügig überschreiten.

Auffällig in Abbildungen 5.11 (a)-(d) ist, dass die transienten Feldüberhöhungen in Relation zu der stationären Feldstärke kleiner werden, je größer die stationäre Feldstärke wird. Während die Feldüberhöhung z.B. bei  $|\underline{E}_s|' = 0,1$  noch das 5 bis 6-fache der stationären Feldstärke erreicht, ergeben sich bei  $|\underline{E}_s|' = 0,5$  maximale Überschreitungen von bis zu  $|\underline{E}'_{\max} = 1,6 \cdot |\underline{E}_s|'$ . Dieses Verhalten lässt sich etwas anschaulicher darstellen, wenn die Feldüberhöhung in Form des Verhältnisses

$$|\underline{E}|_{\max, \text{rel.}} = \frac{|\underline{E}'_{\max}}{|\underline{E}_s|'} = \frac{|\underline{E}|_{\max}}{|\underline{E}_s|} \quad (5.37)$$

aufgetragen wird. Diese relative Feldüberhöhung  $|\underline{E}|_{\max, \text{rel.}}$  ist unabhängig von der Normierung der Feldstärke und wird eins, wenn die stationäre Feldstärke nicht überschritten wird. Geht das stationäre Feld gegen null, so wird  $|\underline{E}|_{\max, \text{rel.}}$  sehr groß. In diesem Fall besitzt der in Abbildung 5.11 gezeigte Absolutwert der Feldstärkeüberhöhung mehr Aussagekraft. Abbildungen 5.12 (a)-(d) zeigen die relative, transiente Feldüberhöhung  $|\underline{E}|_{\max, \text{rel.}}$ , aufgetragen über der stationären Feldstärke. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die maximal zu erwartende transiente Feldüberhöhung direkt abhängig von der jeweils erreichten stationären Feldstärke ist. Gegenüber der absoluten Darstellung in Abbildung 5.11 unterstreicht die relative Darstellung aus Abbildung 5.12 die Tatsache, dass die Überhöhungen bei hohen stationären Feldstärken vernachlässigbar klein werden.

Diese Eigenschaft lässt sich über die in Kapitel 2.3 vorgestellte Überlagerung ebener Wellen erläutern. Nach dem Einschalten der Signalquelle breiten sich die ebenen Wellen, ausgehend von der Sendeantenne, in der Modenverwirbelungskammer aus. Am Messort trifft zunächst die erste Wellenfront ein, bis zeitversetzt immer mehr von den Kammerwänden reflektierte, ebene Wellen hinzukommen. Solange die Signalquelle nicht ausgeschaltet wird, kann die Zahl der am Messort befindlichen Wellen, die das Gesamtfeld ausmachen, nicht sinken. Im transienten Einschwingbereich kommen immer mehr Wellen hinzu, bis die Wandverluste keine weiteren Reflexionen mehr zulassen. Für den Ausschaltvorgang ergibt sich ein ähnliches Verhalten, nur dass die ebenen Wellen nach und nach verschwinden. Das heißt, dass sich im stationären Zustand die maximal mögliche



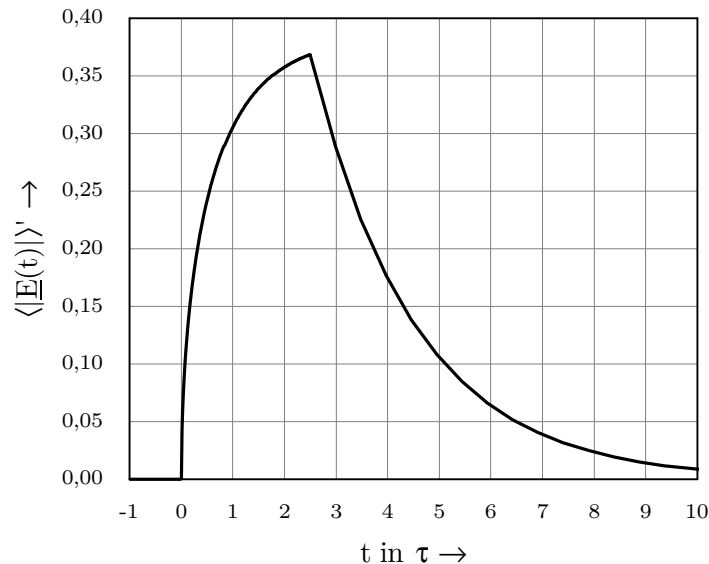
**Abbildung 5.12.:** Relative, transiente Feldüberhöhungen  $|\underline{E}_E|_{\max, \text{rel.}}$  und  $|\underline{E}_A|_{\max, \text{rel.}}$  nach Gleichung (5.37), aufgetragen über der stationären Feldstärke. Abbildungen (a) und (b) zeigen die relativen Überhöhungen bei Ein-, bzw. Ausschaltvorgängen in Kammer XS, Abbildungen (c) und (d) analog dazu die relativen Überhöhungen in Kammer M.

Anzahl  $n_{\text{ges.}}$  ebener Wellen am Messort überlagert und die transienten Bereiche aus einer geringeren Anzahl  $n_{\text{trans.}} < n_{\text{ges.}}$  zusammengesetzt sind. Das gemessene elektrische Feld wird dann maximal, wenn sich die ebenen Wellen am Messort konstruktiv überlagern. Da im stationären Zustand mit  $n_{\text{ges.}}$  die größte Anzahl ebener Wellen vorhanden ist, kann hier das Feld potentiell immer größer werden, als in den transienten Bereichen.

## 5.5. Verringerung der Einschaltzeit einer Modenverwirbelungskammer

Aufgrund der Einschwingvorgänge in einer Modenverwirbelungskammer benötigt das elektrische Feld relativ lange, bis der eingeschwungene Zustand erreicht wird. Aus die-

sem Grund schreibt die DIN EN 61000-4-21 Norm für Prüfungen mit pulsmodulierten Signalen eine Mindestpulsweite von  $2,5 \cdot \tau$  vor [1, 6]. Nach Gleichung (2.49) erreicht die mittlere Feldstärke in diesem Fall ungefähr 96 % des stationären Endwertes. Abbildung 5.13 zeigt den theoretischen Verlauf der gemittelten Feldstärke, wenn eine Pulsweite von  $2,5 \cdot \tau$  eingestellt wird.



**Abbildung 5.13.:** Theoretischer Verlauf der gemittelten Feldstärke, wenn die nach DIN EN 61000-4-21:2011 minimale Pulsweite von  $2,5 \cdot \tau$  eingestellt wird.

Dieser Verlauf ähnelt eher einem Sägezahn, als einer Rechteck-Modulation. Prüfungen mit gepulsten Signalen als Nachbildung von Radar-Pulsen werden in Absorberhallen bei einer Pulsweite von  $3 \mu\text{s}$  durchgeführt [34, 35]. Da Modenverwirbelungskammern hoher Güte diesen Wert aufgrund großer Zeitkonstanten kaum erreichen können, ist in den Automotive Standards eine größere Pulsweite von  $6 \mu\text{s}$  zugelassen [34, 35].

Falls eine Modenverwirbelungskammer die von der Norm geforderte Grenze von  $2,5 \cdot \tau$  bei vorgegebener Pulsweite nicht einhalten kann, müssen der Kammer so lange Absorber hinzugefügt werden, bis die Vorgabe erfüllt wird [1]. Wie in Kapitel 2.4 dargestellt, hat eine solche Beladung zur Folge, dass die Güte und damit auch die Zeitkonstante sinkt. Dadurch werden die Einschwingvorgänge sehr effektiv verkürzt.

Durch die Beladung mit Absorbern ergeben sich allerdings einige Nachteile. Durch die Absorber wird die Gleichförmigkeit des Feldes verringert [46] und bei zu großer Beladung

kann die Kammer eventuell nicht mehr validiert werden [1]. Die Zeitkonstante einer Kammer kann also nicht beliebig verringert werden. Die passende Menge der Beladung zu finden und entsprechende neue Validierungen durchzuführen ist sehr zeitaufwändig. Jede Modenverwirbelungskammer hat, da durch die Beladung die Güte und Gleichförmigkeit des Feldes sinken, auch eine maximal mögliche Beladungsgrenze. Je mehr Absorber sich bereits in der Kammer befinden, desto weniger kann sie noch durch Prüflinge zusätzlich beladen werden, was bei größeren Prüflingen problematisch sein kann. Die Verringerung der Güte hat außerdem zur Folge, dass die stationäre elektrische Feldstärke bei gleichbleibender Eingangsleistung sinkt. Zum Erreichen einer festgelegten Testfeldstärke ist also eine erhöhte Eingangsleistung gegenüber der unbeladenen Kammer notwendig. Dies steht im direkten Gegensatz zu einem großen Vorteil, den eine Modenverwirbelungskammer bei Prüfungen mit gepulsten Signalen bietet, nämlich der hohen Effizienz.

Das Hinzufügen von Absorbern stellt ein direktes Eingreifen in die Systemeigenschaften einer Modenverwirbelungskammer dar. Dadurch ergeben sich, wie oben ausgeführt, neben der gewünschten Verringerung der Zeitkonstanten viele weitere, teils negative Änderungen des Systems. Daher soll im Folgenden ein neues Verfahren vorgestellt werden, welches die Verringerung der Einschaltzeit in Modenverwirbelungskammern durch Vorkonditionierung des Eingangssignals erreicht. Dies hat den entscheidenden Vorteil, dass keine Änderung am System vorgenommen werden muss. Dadurch bleibt die Kalibrierung einer Modenverwirbelungskammer gültig und es wird, wie noch gezeigt wird, eine deutlich geringere Eingangsleistung benötigt, als dies bei entsprechender Beladung der Fall wäre.

Das Verfahren zur Verringerung der Einschaltzeit beruht auf der Linearität einer Modenverwirbelungskammer. Die betrachtete Feldgröße ist hierbei der Betrag der elektrischen Feldstärke. Um die universelle Anwendbarkeit für beliebige Rührer- und Antennenpositionen zu zeigen und gleichzeitig die unübersichtlichen Feldschwankungen im transienten Bereich zu vermeiden, wird die Verringerung der Einschaltzeit anhand des gemittelten Zeitverlaufs der elektrischen Feldstärke dargestellt.

### **5.5.1. Definition der Einschaltzeit und Maß für die Verbesserung des Einschaltverhaltens**

Im Gegensatz zur Beladung einer Modenverwirbelungskammer verändert die Vorkonditionierung des Eingangssignals die Zeitkonstante  $\tau$  der Kammer nicht. Daher kann  $\tau$  nicht

herangezogen werden, um die beiden Verfahren miteinander zu vergleichen. Stattdessen wird eine Einschaltzeit folgendermaßen definiert: Die Einschaltzeit ist die Zeit, die die gemittelte elektrische Feldstärke benötigt, um ausgehend vom Einschaltzeitpunkt 90 % des stationären Endwertes zu erreichen. Der Einschaltzeitpunkt sei hierbei der Zeitpunkt, bei dem die ersten Änderungen der gemittelten Feldstärke am Messort zu verzeichnen sind. Die Verzögerungen durch die Verkabelung und die Ausbreitung des Feldes bis zum Eintreffen am Messort bleiben unberücksichtigt.

Der Zeitpunkt  $t_{90\%}$  lässt sich berechnen, indem Gleichung (5.23) zunächst nach  $t$  aufgelöst wird

$$t = -\ln \left[ 1 - \left( \frac{\langle |E_E| \rangle'}{\langle |E_s| \rangle'} \right)^2 \right] \cdot \tau \quad (5.38)$$

und das Verhältnis  $\langle |E_E| \rangle' / \langle |E_s| \rangle' = 0,9$  gesetzt wird:

$$t_{90\%} = -\ln [1 - (0,9)^2] \cdot \tau \quad (5.39)$$

$$\Rightarrow t_{90\%} \approx 1,66 \cdot \tau \quad (5.40)$$

Demnach erreicht die mittlere elektrische Feldstärke in einer Modenverwirbelungskammer 90 % der stationären Feldstärke nach ungefähr  $1,66 \cdot \tau$ . Die Einschaltzeit  $t_{90\%}$  gilt für eine unbeladene Kammer, die mit üblicher Rechteckmodulation angeregt wird. Sobald die Kammer beladen oder das Eingangssignal vorkonditioniert wird, ergibt sich eine neue Einschaltzeit  $t_{90\%}^*$ . Die dadurch entstehende Verringerung der Einschaltzeit  $\Delta t_{90\%}$  ergibt sich aus der Differenz

$$\Delta t_{90\%} = t_{90\%} - t_{90\%}^* \quad (5.41)$$

und soll als Maß für die Verbesserung des Einschaltverhaltens herangezogen werden. So ist ein Vergleich beider Verfahren möglich, unabhängig von der Zeitkonstanten der Kammer.

### 5.5.2. Verringerung der Einschaltzeit durch Beladung

Für die nachfolgende Herleitung wird davon ausgegangen, dass die Gleichförmigkeit des Feldes für alle Beladungs-Szenarien gegeben ist. Nach Gleichung (2.44) ist die Zeitkonstante  $\tau$  einer Modenverwirbelungskammer über die Beziehung

$$\tau = \frac{Q}{2\pi f} \quad (5.42)$$



mit der Güte verknüpft [33]. Die Güte kann als Funktion der Eingangsleistung  $P_t$  geschrieben werden [27]

$$Q = \frac{16\pi^2 V}{\eta_t \eta_r \lambda^3} \cdot \frac{\langle P_r \rangle}{P_t} \quad (5.43)$$

wodurch sich der Zusammenhang zwischen der mittleren Empfangsleistung  $\langle P_r \rangle$  und der Eingangsleistung ergibt. Das Kammervolumen  $V$ , die Antennenverluste  $\eta_t$  und  $\eta_r$  der Sende-, bzw. Empfangsantenne und die Wellenlänge  $\lambda$  sind bei Anregung der Kammer mit gleichbleibender Frequenz alle konstant. Gleichung (5.43), eingesetzt in Gleichung (5.42) ergibt

$$\frac{\langle P_r \rangle}{P_t} = \frac{f \cdot \eta_t \eta_r \lambda^3}{8\pi V} \cdot \tau \quad (5.44)$$

Bei konstanter Frequenz ist das Verhältnis aus Empfangs- und Eingangsleistung also direkt proportional zu der Zeitkonstanten

$$\frac{\langle P_r \rangle}{P_t} \propto \tau \quad (5.45)$$

Ziel ist es, die Zeitkonstante  $\tau$  durch Beladung zu senken. Gleichzeitig muss aber, damit die geforderte Testfeldstärke erreicht werden kann, die mittlere Empfangsleistung  $\langle P_r \rangle$  konstant gehalten werden. Wird die Zeitkonstante  $\tau$  gesenkt, muss die Eingangsleistung antiproportional angepasst werden:

$$\frac{1}{P_t} \propto \tau \quad (5.46)$$

Eine Verringerung der Zeitkonstanten  $\tau$  um einen Faktor  $0 < k_\tau < 1$  zu  $\tau^* = k_\tau \cdot \tau$  ergibt eine um den Faktor  $k_P > 1$  höhere, benötigte Eingangsleistung  $P^* = k_P \cdot P$ , wobei

$$k_P = \frac{1}{k_\tau} \quad (5.47)$$

ist. Mit Gleichung (5.40) ergibt sich damit der Zusammenhang zwischen der neuen Einschaltzeit  $t_{90\%}^*$  und der dafür benötigten Änderung der Eingangsleistung  $k_P$

$$t_{90\%}^* = 1,66 \cdot \tau^* \quad (5.48)$$

$$t_{90\%}^* = 1,66 \cdot k_\tau \cdot \tau \quad (5.49)$$

$$t_{90\%}^* = 1,66 \cdot \frac{1}{k_P} \cdot \tau \quad (5.50)$$

Darin enthalten ist die Annahme, dass die mittlere Empfangsleistung  $\langle P_r \rangle$  zur Wahrung der Testfeldstärke konstant bleibt und der Faktor  $k_P$  den Leistungsverlust des Feldes bei

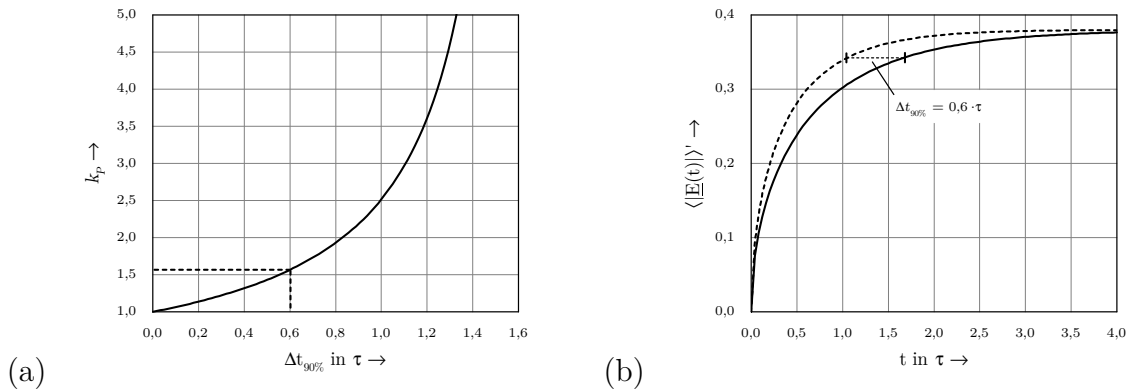
Hinzufügen von Absorbern ausgleicht. Interessant ist nicht nur die neue Einschaltzeit  $t_{90\%}^*$ , sondern auch wie groß die Änderung  $\Delta t_{90\%}$  gegenüber der unbeladenen Kammer ausfällt. Gleichung (5.50) in Gleichung (5.41) ergibt dann

$$\Delta t_{90\%} = 1,66 \cdot \tau - 1,66 \cdot \frac{1}{k_P} \cdot \tau \quad (5.51)$$

$$\Rightarrow \Delta t_{90\%} = \left(1 - \frac{1}{k_P}\right) \cdot 1,66 \cdot \tau \quad (5.52)$$

Aufgelöst nach  $k_P$  ergibt sich die benötigte Änderung der Eingangsleistung um den Faktor  $k_P$  in Abhängigkeit von der gewünschten Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%}$ :

$$k_P = \frac{1}{1 - \frac{\Delta t_{90\%}}{1,66 \cdot \tau}} \quad (5.53)$$



**Abbildung 5.14.:** (a) Die erforderliche Eingangsleistungssteigerung, aufgetragen über der durch Beladung erreichten Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%}$ . Beispielhaft ist die benötigte Eingangsleistungssteigerung  $k_P \approx 1,57$  eingezeichnet, um die Einschaltzeit um  $0,6 \cdot \tau$  zu senken. (b) Die entsprechenden, gemittelten Zeitverläufe der elektrischen Feldstärke vor und nach der Beladung.

Abbildung 5.14 (a) zeigt die erforderliche Eingangsleistungssteigerung  $k_P$ , aufgetragen über der durch Beladung erreichten Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%}$ . Beispielhaft ist die benötigte Eingangsleistungssteigerung eingezeichnet, um die Einschaltzeit um  $0,6 \cdot \tau$  zu senken. Demnach wird für  $\Delta t_{90\%} = 0,6 \cdot \tau$  bereits eine Erhöhung der Eingangsleistung um ca. 57% benötigt. Abbildung 5.14 (b) zeigt die entsprechenden, gemittelten Zeitverläufe vor und nach der Beladung.

### 5.5.3. Verringerung der Einschaltzeit durch Vorkonditionierung des Eingangssignals

Alternativ zu der Beladung kann auch das in die Modenverwirbelungskammer eingespeiste Eingangssignal auf geeignete Weise moduliert werden, um eine Verringerung der Einschaltzeit zu erreichen. Dabei wird die Linearität des Systems ausgenutzt. Wird das Eingangssignal  $s(t)$  mit einem Faktor  $k_E > 1$  erhöht, so wird auch das gemessene, elektrische Feld  $E(t)$  mit demselben Faktor multipliziert. Dies ist unabhängig von der Systemkonfiguration und der jeweiligen Impulsantwort wegen

$$s(t) * h(t) = E(t) \quad (5.54)$$

$$[k_E \cdot s(t)] * h(t) = k_E \cdot [s(t) * h(t)] = k_E \cdot E(t) \quad (5.55)$$

immer gültig, auch im transienten Bereich. Die Multiplikation mit  $k_E > 1$  hat keinen Einfluss auf die Phasenlage der Systemantwort und führt, wie in Kapitel 5.4.2 diskutiert, zu einer direkten Modulation der elektrischen Feldstärke  $k_E \cdot |\underline{E}(t)|$ . Die Mittelung über viele Systemkonfigurationen führt in diesem Sonderfall dann zu

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N k_E \cdot |\underline{E}_n(t)| = k_E \cdot \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\underline{E}_n(t)| = k_E \cdot \langle |\underline{E}_n(t)| \rangle \quad (5.56)$$

sodass auch der gemittelte Verlauf der elektrischen Feldstärke einfach mit dem Faktor  $k_E$  multipliziert werden kann.

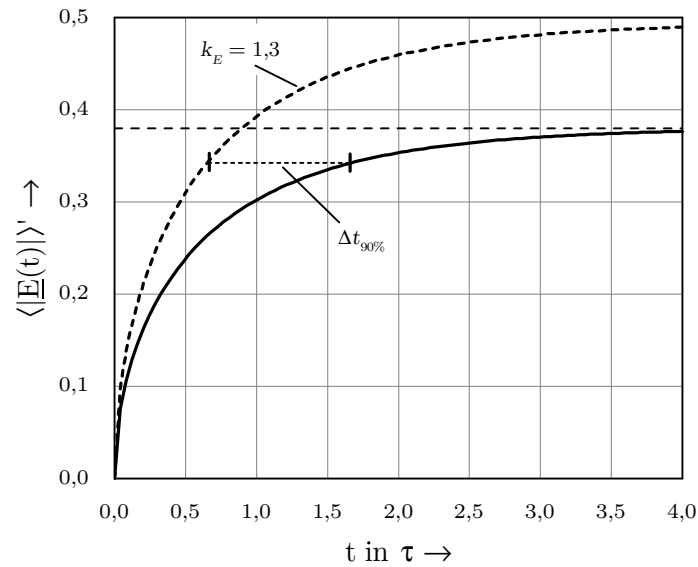
Die Modenverwirbelungskammer werde nun mit dem Einschaltvorgang nach Gleichung (5.1) angeregt, das Eingangssignal ist also

$$s_{\text{ein}}(t) = s_{\varepsilon}(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (5.57)$$

Da hier nur die Amplitude sprungförmig moduliert wird, kann  $s_{\text{ein}}(t)$  mit nur einer IQ-Komponente dargestellt werden, hier der I-Kanal  $s_i(t) = s_{\varepsilon}(t)$ . Die über viele Rührer- und Antennenpositionen gemittelte elektrische Feldstärke als Reaktion auf die Anregung mit  $s_{\text{ein}}(t)$  ergibt nach Gleichung (5.23)

$$\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle' = \langle |\underline{E}_s| \rangle' \cdot \sqrt{1 - e^{-t/\tau}} \quad (5.58)$$

Wird  $s_{\text{ein}}(t)$  beispielsweise mit einem Faktor  $k_E = 1,3$  multipliziert, steigt die gemittelte Feldstärke entsprechend schneller an und die gewünschte Testfeldstärke wird früher erreicht. Abbildung 5.15 zeigt hierzu ein Beispiel.



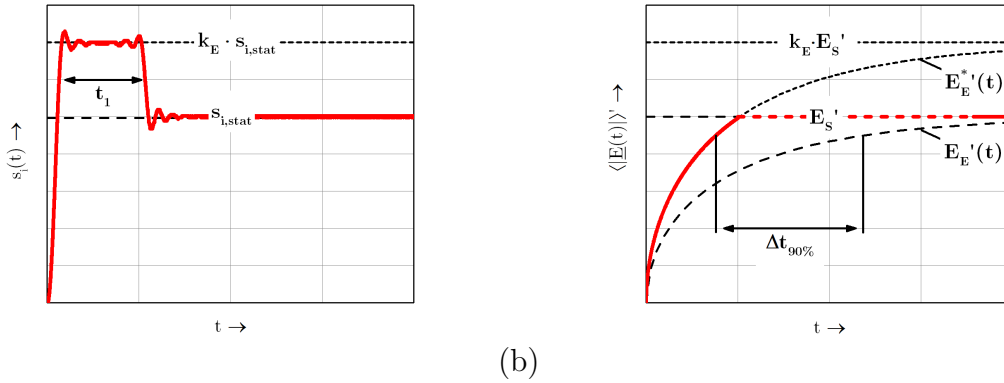
**Abbildung 5.15.:** Mittlere elektrische Feldstärke des Einschaltvorganges ohne Erhöhung im Vergleich zu dem mit  $k_E = 1,3$  multiplizierten Verlauf. Die mit dem Faktor  $k_E = 1,3$  multiplizierte gemittelte Feldstärke  $k_E \cdot \langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'$  erreicht den 90%-Wert der erforderlichen stationären Feldstärke erheblich früher. Die Verringerung der Einschaltzeit beträgt hier  $\Delta t_{90\%} \approx \tau$ .

Die mit dem Faktor  $k_E = 1,3$  multiplizierte gemittelte Feldstärke  $k_E \cdot \langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'$  erreicht den 90%-Wert der erforderlichen stationären Feldstärke erheblich früher. In diesem Beispiel wird die Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%} \approx \tau$  verringert. Natürlich überschreitet die elektrische Feldstärke dann aber die gewünschte, stationäre Feldstärke ebenfalls um den Faktor 1,3. Um das zu vermeiden, darf das Eingangssignal nur für eine begrenzte Zeit  $t_1$  um den Faktor  $k_E$  erhöht werden, um dann schließlich auf den tatsächlich gewünschten Wert zum Erreichen der geforderten Testfeldstärke zurückzufallen. So kann die schnellere Anstiegszeit ohne eine Überschreitung der Testfeldstärke erreicht werden.

Abbildung 5.16 (a) zeigt die durch den Signalgenerator erzeugte I-Komponente eines derart vorkonditionierten Eingangssignals  $s(t)$ , welche mithilfe der Sprungfunktion  $s_\varepsilon(t)$  beschrieben werden kann als

$$s_i(t) = k_E \cdot s_\varepsilon(t) - (k_E - 1) \cdot s_\varepsilon(t - t_1) \quad (5.59)$$

Die Q-Komponente bleibt dauerhaft null. Das in die Modenverwirbelungskammer eingespeiste Eingangssignal ist dann  $s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t)$ .



(a)

(b)

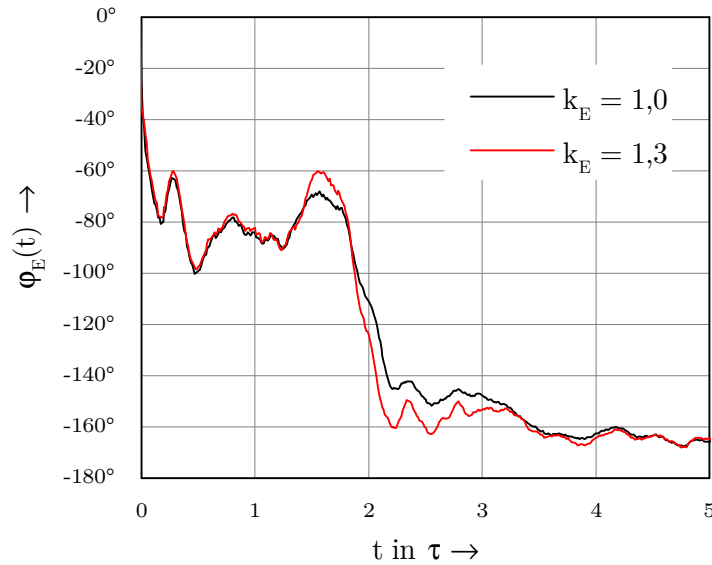
**Abbildung 5.16.:** (a) Die durch den Signalgenerator erzeugte I-Komponente  $s_i(t)$  des vorkonditionierten Eingangssignals  $s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t)$  und (b) der daraus resultierende Verlauf der mittleren elektrischen Feldstärke in einer Modenverwirbelungskammer. Der rot gestrichelte Teil der Feldstärke in (b) lässt sich nicht generell mit einfachen Modellen vorhersagen, da eine Überlagerung mit einer zeitversetzten Sprungantwort vorliegt.

Nach Gleichung (5.59) wird bei Anregung einer Modenverwirbelungskammer mit dem Eingangssignal nach Abbildung 5.16 (a) die mittlere elektrische Feldstärke für den Zeitraum  $0 \leq t \leq t_1$  um den Faktor  $k_E > 1$  erhöht. Der Zeitpunkt  $t_1$  muss hierbei so gewählt werden, dass keine Überschreitung der Testfeldstärke stattfindet. Dazu wird das Eingangssignal so lange erhöht, bis die gemittelte Feldstärke gerade die gewünschte stationäre Feldstärke erreicht. Abbildung 5.16 (b) zeigt den zugehörigen Zeitverlauf der gemittelten Feldstärke (rote Linie). Allerdings lässt sich die elektrische Feldstärke der Kammerantwort nur bereichsweise beschreiben. Die I-Komponente des Eingangssignales lässt sich nach Gleichung (5.59) für  $t < t_1$  vereinfachen zu

$$s_i(t) = k_E \cdot s_\varepsilon(t) \quad , \quad t < t_1 \quad (5.60)$$

und nach Kapitel 5.4.2 kann die mittlere Feldstärke durch Superposition bestimmt werden. Zum Zeitpunkt  $t_1$  wird dem Eingangssignal eine zeitversetzte Sprungfunktion überlagert und das elektrische Feld setzt sich aus der Antwort auf den Sprung  $k_E \cdot s_\varepsilon(t)$  und der Antwort auf die Überlagerung  $-(k_E - 1) \cdot s_\varepsilon(t - t_1)$  zusammen. Da beide Kammerantworten aufgrund des zeitlichen Versatzes der Sprungfunktionen nicht zu jedem beliebigen Zeitpunkt die selbe Phasenlage besitzen, darf die Superposition der Feldstärke nicht mehr direkt durchgeführt werden. In Abbildung 5.17 wird die Phase  $\varphi_E(t)$  für den unkonditionierten Fall  $k_E = 1,0$  mit der Phase bei Vorkonditionierung mit  $k_E = 1,3$  bei gleicher

Rührer- und Antennenposition verglichen. Zu Beginn besitzen beide Kammerantworten



**Abbildung 5.17.:** Beispielhafter Vergleich der Phase  $\varphi_E(t)$  für den unkonditionierten Fall  $k_E = 1,0$  mit der Phase bei Vorkonditionierung mit  $k_E = 1,3$  bei gleicher Rührer- und Antennenposition. Wie erwartet ergeben sich Differenzen durch die Überlagerung der zeitversetzten Sprungantwort im vorkonditionierten Fall.

dieselbe Phasenlage, da sich die Eingangssignale nur durch den Faktor  $k_E$  unterscheiden. Durch die Überlagerung der zeitversetzten Sprungantwort ab  $t = t_1$  kommt es wie erwartet zu einer Phasenverschiebung zwischen den beiden Kammerantworten während des Übergangs in den stationären Bereich. Diese Phasenverschiebung ist abhängig von der Rührer- und Antennenposition und kann nur bei Kenntnis der jeweils gültigen Impulsantwort bestimmt werden. Im Gegensatz zu der einfachen Multiplikation mit  $k_E$  kann also keine allgemeingültige, quantitative Aussage über den Betrag der elektrischen Feldstärke in diesem Bereich gemacht werden. Nach Abklingen der Einschwingvorgänge erreicht das elektrische Feld den stationären Zustand und beide Kammerantworten sind wieder in Phase, da bei der Vorkonditionierung des Eingangssignals keine Winkelmodulation vorgenommen wird.

Anstelle der direkten Berechnung der elektrischen Feldstärke durch Superposition muss zunächst die Überlagerung der komplexen Amplitude  $\underline{E}(t)$  berechnet und erst im Anschluss daraus die Feldstärke  $|\underline{E}(t)|$  bestimmt werden. Das bedeutet, dass unmittelbar nach  $t_1$  ein Zeitraum existiert, in dem die mittlere Feldstärke nicht ohne Kenntnis der

Impulsantworten einer Modenverwirbelungskammer bei den zu betrachtenden Rührer- und Antennenpositionen beschrieben werden kann. Dieser Zeitraum ist in Abbildung 5.16 (b) durch den rot gestrichelten Verlauf angedeutet. Es ist mit Ausgleichsvorgängen beim Übergang in den stationären Bereich zu rechnen.

Die erreichte Zeitersparnis  $\Delta t_{90\%}$  durch die Vorkonditionierung ist direkt abhängig von dem gewählten Faktor  $k_E$ . Für die mittlere elektrische Feldstärke gilt im Zeitraum

$$0 \leq t \leq t_1$$

$$k_E \cdot \langle |\underline{E}_E(t)| \rangle' = k_E \cdot \langle |\underline{E}_s| \rangle' \cdot \sqrt{1 - e^{-t/\tau}} \quad (5.61)$$

Aufgelöst nach  $t$  und mit  $\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle' / \langle |\underline{E}_s| \rangle' = 0,9$  ergibt sich der neue Zeitpunkt, zu dem 90% der stationären Feldstärke erreicht werden:

$$t_{90\%}^* = -\ln \left[ 1 - \left( \frac{0,9}{k_E} \right)^2 \right] \cdot \tau \quad (5.62)$$

Daraus lässt sich die Zeitersparnis durch Vorkonditionierung unter Berücksichtigung von Gleichung (5.40) berechnen zu

$$\Delta t_{90\%} = t_{90\%} - t_{90\%}^* \quad (5.63)$$

$$\Delta t_{90\%} \approx \left( 1,66 + \ln \left[ 1 - \left( \frac{0,9}{k_E} \right)^2 \right] \right) \cdot \tau \quad (5.64)$$

Um die Amplitude des Eingangssignals um  $k_E$  zu erhöhen, muss die Eingangsleistung aufgrund der quadratischen Abhängigkeit um  $k_P = k_E^2$  erhöht werden. Damit ergibt sich

$$\Delta t_{90\%} \approx \left( 1,66 + \ln \left[ 1 - \frac{0,9^2}{k_P} \right] \right) \cdot \tau \quad (5.65)$$

für die Zeitersparnis durch Vorkonditionierung. Nach  $k_P$  aufgelöst ergibt sich dann die erforderliche Eingangsleistungssteigerung, um eine bestimmte Verringerung  $\Delta t_{90\%}$  der Einschaltzeit zu erreichen:

$$k_P = \frac{0,9^2}{1 - \exp\left(\frac{\Delta t_{90\%} - 1,66 \cdot \tau}{\tau}\right)} \quad (5.66)$$

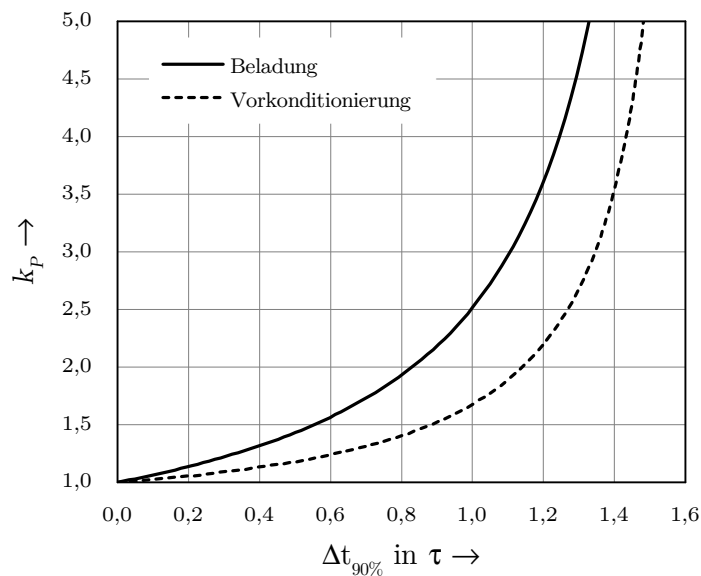
Das Eingangssignal darf nur für eine kurze Zeit  $t_1$  erhöht werden, um ein Überschreiten der Testfeldstärke zu vermeiden. Wie in Abbildung 5.16 gezeigt, wird das Eingangssignal gerade so lange erhöht, bis die resultierende, gemittelte Feldstärke die gewünschte, stationäre Feldstärke erreicht. Die Dauer  $t_1$  lässt sich also mit Gleichung (5.62) berechnen, indem anstelle von  $\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle' / \langle |\underline{E}_s| \rangle' = 0,9$  das Verhältnis gleich eins gesetzt wird:

$$t_1 \hat{=} t_{100\%}^* = -\ln \left[ 1 - \frac{1}{k_P} \right] \cdot \tau \quad (5.67)$$

Weiterhin wurde hier direkt  $k_E = \sqrt{k_P}$  eingesetzt.

Damit ist alles Notwendige bekannt, um die Vorkonditionierung für eine beliebige Modenverwirbelungskammer mit bekannter Zeitkonstante  $\tau$  durchzuführen. Zunächst wird die gewünschte Zeitersparnis  $\Delta t_{90\%}$  des Einschaltvorgangs festgelegt. Gleichung (5.66) ergibt dann den Faktor  $k_P$ , um den die Eingangsleistung erhöht werden muss und über Gleichung (5.67) wird die Dauer  $t_1$  der Erhöhung berechnet.

Zur Verringerung der Einschaltzeit wird sowohl bei der Beladung der Kammer, als auch der Vorkonditionierung des Eingangssignals eine erhöhte Eingangsleistung benötigt. Je höher die gewünschte Zeitersparnis ausfallen soll, desto mehr Leistung wird bei beiden Verfahren benötigt. Abbildung 5.18 zeigt die Erhöhung der Eingangsleistung beider Verfahren um einen Faktor  $k_P$  in Abhängigkeit der Zeitersparnis beim Einschaltvorgang nach Gleichungen (5.53) und (5.66) im Vergleich.



**Abbildung 5.18.:** Die Erhöhung der Eingangsleistung um einen Faktor  $k_P$  in Abhängigkeit der Zeitersparnis beim Einschaltvorgang nach Gleichung (5.53) bei Beladung und nach Gleichung (5.66) bei der Vorkonditionierung im Vergleich. Die benötigte Leistung bei Vorkonditionierung ist deutlich geringer als bei Beladung.

Die benötigte Leistung ist im Falle der Vorkonditionierung deutlich geringer als bei der beladenen Kammer. Für eine Verringerung der Einschaltzeit um  $\tau$  muss bei Vorkonditionierung des Eingangssignals eine um ca. 70% höhere Leistung eingespeist werden,

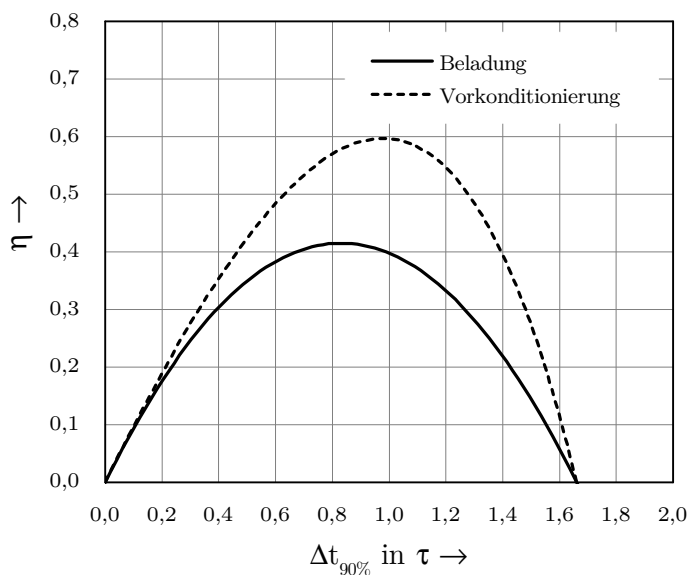


während bei Beladung der Kammer eine um ca. 150 % höhere Leistung verwendet werden muss. Weiterhin ist zu beachten, dass diese erhöhte Leistung bei Beladung für die vollständige Pulsweite benötigt wird, während die Vorkonditionierung nur eine kurze Erhöhung für einen Bruchteil der Pulsweite vorsieht.

In beiden Fällen geht  $k_P$  gegen unendlich für  $\Delta t_{90\%} \rightarrow 1,66 \cdot \tau$ . Das liegt darin begründet, dass dann die Einschaltzeit gegen null gehen würde, was den Grenzfall darstellt. Weiterhin ist in Abbildung 5.18 gut erkennbar, dass für hohe Zeiteinsparungen beim Einschalten auch sehr hohe Leistungen benötigt werden. Ab einem gewissen Punkt steigt die benötigte Leistung gegenüber der Zeitersparnis so stark an, dass eine weitere Steigerung wenig sinnvoll erscheint. Dies kann mit dem Verhältnis aus der auf die Zeitkonstante  $\tau$  bezogene Zeitersparnis  $\Delta t'_{90\%} = \Delta t_{90\%}/\tau$  und der dafür notwendigen Eingangsleistungssteigerung

$$\eta = \frac{\Delta t'_{90\%}}{k_P(\Delta t'_{90\%})} \quad (5.68)$$

verdeutlicht werden, welches hier als Effektivität  $\eta$  bezeichnet werden soll. Abbildung 5.19 stellt die Effektivität beider Verfahren gegenüber.

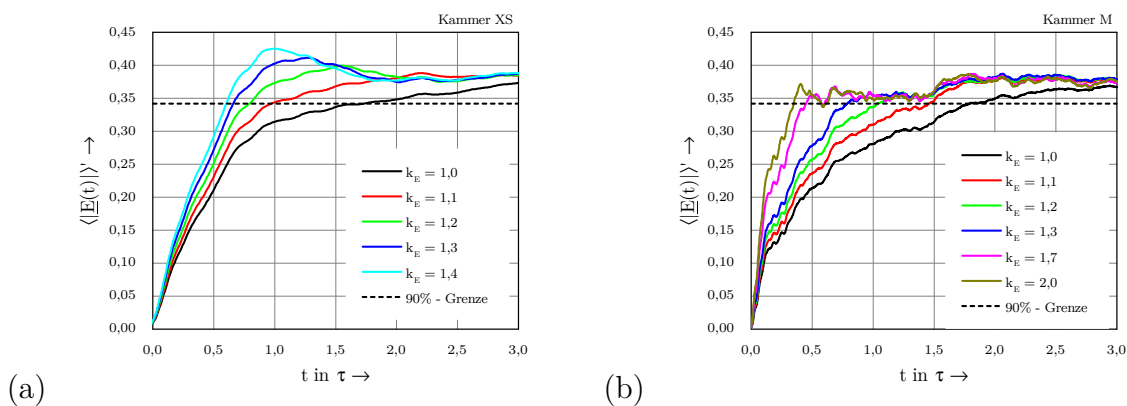


**Abbildung 5.19.:** Effektivität  $\eta$  nach Gleichung (5.68) für die Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%}$  bei Beladung und Vorkonditionierung.

Wie bereits in Abbildung 5.18 zu sehen, ist die Effektivität bei Beladung der Kammer deutlich geringer als bei Vorkonditionierung des Eingangssignals. In beiden Fällen

existiert ein Maximum, bei dem das Verhältnis aus erreichter Zeitersparnis und dafür benötigter Leistungserhöhung maximal wird. Wird die Modenverwirbelungskammer beladen, so ist eine Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%} \approx 0,8 \cdot \tau$  am Effektivsten, während bei Vorkonditionierung des Eingangssignals die maximale Effektivität bei  $\Delta t_{90\%} \approx \tau$  erreicht wird.

Zur Kontrolle der theoretischen Ergebnisse werden Messungen in den beiden Modenverwirbelungskammern XS und M durchgeführt. In Kammer XS besteht die Messreihe aus 1008 Systemkonfigurationen, wobei für jede Konfiguration vorkonditionierte Signale mit  $k_E = 1; 1,1; 1,2; 1,3$  und  $1,4$  eingespeist wurden. In Kammer M wurden insgesamt 108 Systemkonfigurationen mit  $k_E = 1; 1,1; 1,2; 1,3; 1,7$  und  $2,0$  vermessen [47]. Abbildungen 5.20 (a) und (b) zeigen die über alle Systemkonfigurationen gemittelten Zeitverläufe der elektrischen Feldstärke.



**Abbildung 5.20.:** Die über alle Systemkonfigurationen gemittelten Zeitverläufe der elektrischen Feldstärke bei Anregung mit vorkonditionierten Signalen unterschiedlicher Faktoren  $k_E$  (a) für Kammer XS und (b) für Kammer M. Die Messreihen bestehen aus 1008 Einzelmessungen für Kammer XS und 108 Einzelmessungen in Kammer M.

Da in Kammer M eine deutlich geringere Zahl unterschiedlicher Systemkonfigurationen gemittelt wird, sind die Verläufe erwartungsgemäß nicht so gut geglättet, wie im Falle der Kammer XS. In beiden Kammern ist aber die verkürzte Einschaltzeit durch Vorkonditionierung sehr deutlich zu erkennen. Nach Abbildung 5.19 wird die Effektivität für eine Verringerung der Einschaltzeit um  $\tau$  maximal, was in Abbildungen 5.20 (a) und (b) der dunkelblauen Kurve mit  $k_E = 1,3$  entspricht.

Für die Anwendung dieses Verfahrens ist es wichtig, die Zeitkonstante der Kammer möglichst genau zu bestimmen, denn von ihr hängt die Dauer  $t_1$  der Leistungserhöhung ab.

Wird  $\tau$  zu groß abgeschätzt, so wird die Eingangsleistung zu lange erhöht. Dadurch wird die gewünschte stationäre Feldstärke in der Modenverwirbelungskammer überschritten. Dies ist in Abbildung 5.20 (a) für Kammer XS deutlich zu sehen. Der umgekehrte Fall ist in Abbildung 5.20 (b) für Kammer M erkennbar, wobei die Zeitkonstante etwas zu gering abgeschätzt wurde.

Eingangssignal			Theorie	Messergebnis	
$k_E$	$k_P$	$t_1/\tau$ Gleichung (5.67)	$\Delta t_{90\%}/\tau$ Gleichung (5.65)	$\Delta t_{90\%}/\tau$ Kammer XS	$\Delta t_{90\%}/\tau$ Kammer M
1.0	1.0	$\infty$	0	0	0
1.1	1.21	1,75	0,55	0,76	0,33
1.2	1.44	1,19	0,83	0,95	0,75
1.3	1.69	0,90	1,01	1,08	1,01
1.4	1.96	0,71	1,13	1,14	-
1.7	2.89	0,42	1,33	-	1,34
2.0	4.0	0,29	1,43	-	1,44

**Tabelle 5.5.:** Gegenüberstellung der gemessenen Verringerung der Einschaltzeit  $\Delta t_{90\%}$  und der theoretischen Zeitersparnis in Abhängigkeit der Vorkonditionierung mit unterschiedlichen Faktoren  $k_E$ .

Tabelle 5.5 stellt die gemessene Verringerung der Einschaltzeit und die theoretische Zeitersparnis in Abhängigkeit der unterschiedlichen Vorkonditionierungen gegenüber. Die Übereinstimmung ist für beide Kammern gut, insbesondere für Werte  $k_E \geq 1,3$ . Die Abweichungen von der Theorie lassen sich über den nicht ideal geglätteten Zeitverlauf des gemittelten elektrischen Feldes begründen, da die Modellierung des gemittelten Einschaltvorgangs durch Gleichung (5.23) eine idealisierte Darstellung ist, die messtechnisch nur näherungsweise erreicht wird. Abweichungen von der theoretischen, idealen Zeitersparnis, wie sie in Tabelle 5.5 genannt werden, sind daher zu erwarten.

Ein anschaulicher Vergleich der Messergebnisse mit dem theoretisch erwarteten Zeitverlauf der Feldstärke nach Abbildung 5.16 (b) kann vorgenommen werden, indem die mittlere elektrische Feldstärke  $\langle |\underline{E}_E^*(t)| \rangle'$  bei Vorkonditionierung des Eingangssignals ins Verhältnis zu der gemittelten elektrischen Feldstärke  $\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'$  ohne Vorkonditionierung gesetzt wird. Hierbei sind zwei Zeiträume zu unterscheiden: In der Zeit  $0 < t \leq t_1$  muss für das mittlere Feld bei Vorkonditionierung nach Gleichung (5.61)

$$\langle |\underline{E}_E^*(t)| \rangle' = k_E \cdot \langle |\underline{E}_s| \rangle' \cdot \sqrt{(1 - e^{-t/\tau})} \quad \text{für } 0 < t \leq t_1 \quad (5.69)$$

gelten, da die Amplitude des Eingangssignals in diesem Zeitraum um den Faktor  $k_E$  erhöht wird. Für den Zeitraum  $t > t_1$  sind Ausgleichsvorgänge bis zum Erreichen der stationären Feldstärke zu erwarten. Diese sind aber, wie bereits erläutert, nicht direkt bestimmbar. Hier soll das mittlere Feld bei Vorkonditionierung unter Vernachlässigung der Ausgleichsvorgänge für  $t > t_1$  analog zu der Darstellung in Abbildung 5.16 (b) mit der erforderlichen stationären Feldstärke  $\langle |\underline{E}_s| \rangle'$  gleichgesetzt werden.

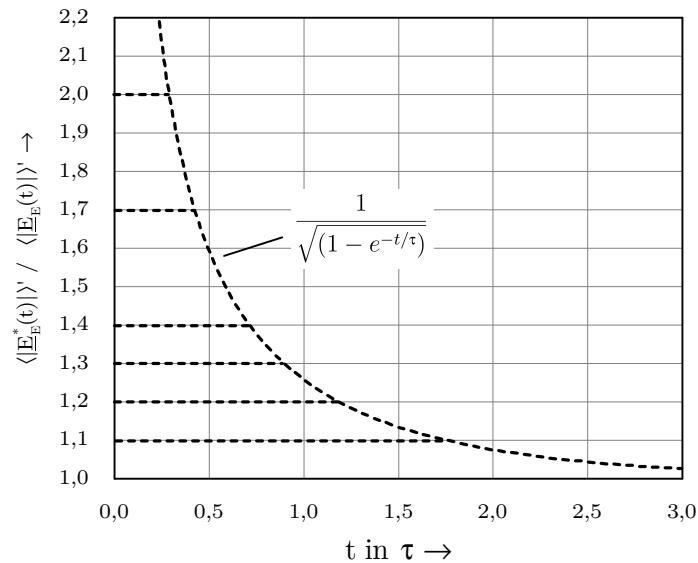
$$\langle |\underline{E}_E^*(t)| \rangle' \stackrel{!}{\approx} \langle |\underline{E}_s| \rangle' \quad \text{für } t > t_1 \quad (5.70)$$

Für die gemittelte elektrische Feldstärke ohne Vorkonditionierung gilt über den gesamten Zeitraum  $t > 0$  nach Gleichung (5.23)

$$\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle' = \langle |\underline{E}_s| \rangle' \cdot \sqrt{1 - e^{-t/\tau}} \quad \text{für } t > 0 \quad (5.71)$$

Das Verhältnis aus  $\langle |\underline{E}_E^*(t)| \rangle'$  und  $\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'$  berechnet sich dann zu

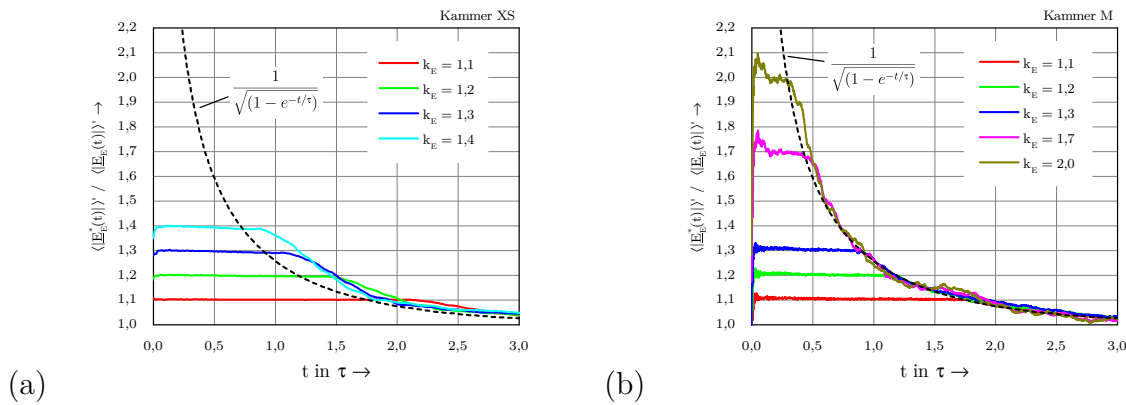
$$\frac{\langle |\underline{E}_E^*(t)| \rangle'}{\langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'} = \begin{cases} k_E & \text{für } 0 < t \leq t_1, \\ \frac{1}{\sqrt{1 - e^{-t/\tau}}} & \text{für } t > t_1 \end{cases} \quad (5.72)$$



**Abbildung 5.21.:** Theoretisch zu erwartender Zeitverlauf nach Gleichung (5.72) für die in den einzelnen Messungen verwendeten Faktoren  $k_E = 1,1; 1,2; 1,3; 1,4; 1,7$  und  $2,0$ . Der Schnittpunkt zwischen den Geraden und dem  $1/\sqrt{1 - e^{-t/\tau}}$  Kurvenverlauf entspricht dem jeweiligen Zeitpunkt  $t_1$ . Er ist abhängig von dem Faktor  $k_E$  und lässt sich mit Gleichung (5.67) berechnen.

Abbildung 5.21 zeigt den theoretisch zu erwartenden Zeitverlauf für die in den einzelnen Messungen verwendeten Faktoren  $k_E = 1,1; 1,2; 1,3; 1,4; 1,7$  und  $2,0$ . Der Zeitpunkt  $t_1$  ist abhängig von dem Faktor  $k_E$  und lässt sich mit Gleichung (5.67) berechnen.

Abbildungen 5.22 (a) und (b) zeigen die Messergebnisse für beide Kammern XS und M. Sie zeigen alle eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch erwarteten Zeitverläufen aus Abbildung 5.21. Für Kammer XS ist deutlich zu erkennen, dass die Amplitude des Eingangssignales zu lange um den jeweiligen Faktor  $k_E$  erhöht bleibt. Wie bereits diskutiert, wurde  $\tau$  für diese Kammer zu groß abgeschätzt, wodurch  $t_1$  nach Gleichung (5.67) zu lang berechnet wird. Dies ist ein Grund dafür, dass in Abbildung 5.20 (a) die gemittelten Zeitverläufe die stationäre Feldstärke überschreiten. Weiterhin ist in beiden Kammern ein Einfluss der überlagerten Sprungantwort ab  $t > t_1$  denkbar, sodass sich die Ausgleichsvorgänge in Form von Überschwingern bemerkbar machen.



**Abbildung 5.22.:** Messergebnisse aus den Kammern (a) XS und (b) M in der Darstellung nach Gleichung (5.72), also als Verhältnis zu der Sprungantwort auf das nicht vorkonditionierte Eingangssignal. Für Kammer XS wurde die Zeit  $t_1$  zu groß gewählt, sodass der Zeitverlauf länger um den Faktor  $k_E$  erhöht bleibt und die stationäre Feldstärke überschritten wird.

Für sehr hohe Faktoren  $k_E = 1,7$  und  $2,0$  zeigen sich in Abbildung 5.22 (b) bei Kammer M unmittelbar nach dem Einschalten bis  $t \approx 0,2 \cdot \tau$  deutliche Überschwinger. Deutlich gedämpft ist ein ähnliches Verhalten auch für die kleineren Faktoren erkennbar. In dieser sehr kurzen Zeitspanne setzt sich das Feld am Messort aber nur aus sehr wenigen Überlagerungen zusammen, da noch nicht viele Reflexionen stattfinden konnten. Die elektrische Feldstärke ist mit ca. 5% - 10% des erwarteten Maximums dementsprechend noch sehr gering, wie auch in Abbildung 5.20 (b) zu sehen. Vibrationen der Kammerwände, des

Rührers und der Messantennen können hier einen besonders starken Einfluss haben, da das Feld noch nicht durch viele Überlagerungen „stabilisiert“ wird. Eine Multiplikation mit 1,7 oder 2,0 verstärkt den Effekt noch zusätzlich. Wie auch in Abbildung 5.22 (a) für Kammer XS erkennbar, sollte dieser Effekt mit steigender Anzahl gemittelter Systemkonfigurationen verschwinden. Da die Feldstärke unmittelbar nach dem Einschalten aber noch sehr gering ist, hat dieses Verhalten keinen Einfluss auf Störfestigkeitsprüfungen.

## 5.6. Überlegungen zur Verringerung der Ausschaltzeit

Die in Kapitel 5.5.3 diskutierte Vorkonditionierung des Eingangssignales zur Verringerung der Einschaltzeit basiert auf dem Sonderfall, dass das Eingangssignal  $s(t)$  nur durch Multiplikation mit einem Faktor  $k_E$  verändert wird. Für diesen Fall kann die Änderung der elektrischen Feldstärke durch Superposition allgemeingültig dargestellt werden. Wie in Kapitel 5.4.2 erläutert, führt eine Linearkombination eines einzelnen Eingangssignales  $s_1(t)$  zu einem neuen Eingangssignal  $s(t)$

$$s(t) = a_1 \cdot s_1(t) + a_2 \cdot s_1(t) \dots + a_n \cdot s_1(t) = k \cdot s_1(t) \quad (5.73)$$

und damit auch zu der Linearkombination der elektrischen Feldstärke

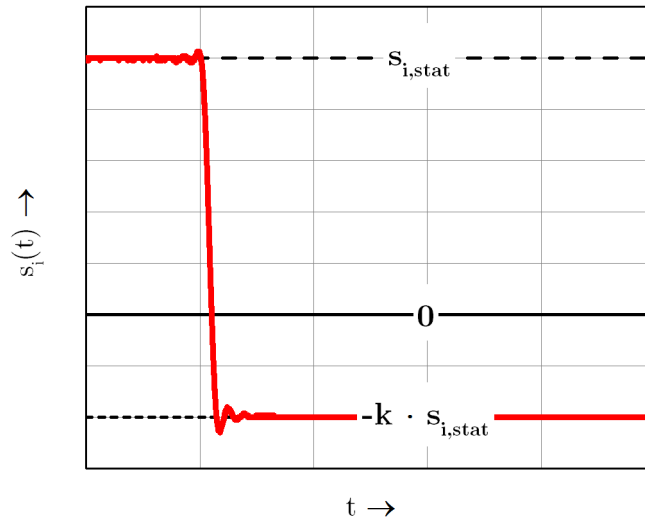
$$|\underline{E}'(t)| = a_1 \cdot |\underline{E}'_1(t)| + a_2 \cdot |\underline{E}'_1(t)| \dots + a_n \cdot |\underline{E}'_1(t)| = k \cdot |\underline{E}'_1(t)| \quad (5.74)$$

Dies funktioniert nur, da die Kammerantworten  $a_i \cdot |\underline{E}'_1(t)|$  zu jedem beliebigen Zeitpunkt dieselbe Phase  $\varphi_E(t)$  besitzen. Durch die Erhöhung des Eingangssignales um den Faktor  $k_E$  steigt auch die Feldstärke innerhalb der Kammer schneller an, sodass die Einschaltzeit verringert wird. Übertragen auf den Ausschaltvorgang müsste hier ein Eingangssignal entsprechend Abbildung 5.23 gewählt werden.

Durch den Vorzeichenwechsel der I-Komponente ergibt sich ein  $180^\circ$  Phasensprung. Das daraus resultierende elektrische Feld würde dann das bestehende Feld destruktiv überlagern, sodass die Feldstärke schneller sinkt. Dieses vorkonditionierte Signal kann als Linearkombination des normalen Ausschaltvorganges und eines Einschaltvorganges

$$s_{A, \text{kond}}(t) = s_A(t) - k \cdot s_E(t) \quad (5.75)$$

verstanden werden. Allerdings lässt sich dieses Eingangssignal  $s_{A, \text{kond}}(t)$  nicht auf die Form  $s_{A, \text{kond}}(t) = k \cdot s_A(t)$  bringen. Außerdem sind die individuellen Kammerantworten



**Abbildung 5.23.:** Ansatz einer Vorkonditionierung  $s_{A, \text{kond}}(t)$  des Ausschaltvorganges zur Reduzierung der Ausschaltzeit. Da sich das Signal nicht auf die Form  $s_{A, \text{kond}}(t) = k \cdot s_A(t)$  bringen lässt, ist eine Aussage über die resultierende elektrische Feldstärke nicht ohne Kenntnis der Impulsantwort möglich. Daher ist dieser Ansatz nicht zielführend.

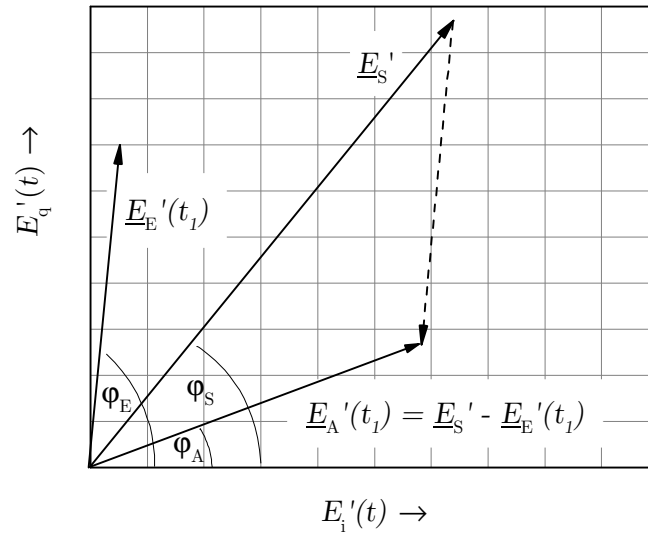
$\underline{E}'_E(t)$  des Einschaltvorganges und  $\underline{E}'_A(t)$  des Ausschaltvorganges während der transienten Einschwingvorgänge im allgemeinen nicht in Phase. Dies ist leicht nachzuvollziehen. Der Ausschaltvorgang  $\underline{E}'_A(t)$  lässt sich als Überlagerung des stationären Feldes  $\underline{E}'_s$  mit der negativen Sprungantwort  $-\underline{E}'_E(t)$  darstellen

$$\underline{E}'_A(t) = \underline{E}'_s - \underline{E}'_E(t) \quad (5.76)$$

Das stationäre Feld  $\underline{E}'_s$  kann als feststehender Vektor in der komplexen Ebene gezeichnet werden. Abbildung 5.24 zeigt dann die Vektoraddition zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t_1$  des Einschwingvorganges.

Es ist klar ersichtlich, dass die Phase  $\varphi_E$  des Einschaltvorganges und  $\varphi_A$  des Ausschaltvorganges nur für die Sonderfälle  $|\underline{E}'_E(t)| < |\underline{E}'_s|$  mit  $\varphi_E = \varphi_s$  und  $|\underline{E}'_E(t)| > |\underline{E}'_s|$  mit  $\varphi_E = -\varphi_s$  identisch sind. Da Betrag und Phase der Sprungantwort  $\underline{E}'_E(t)$  während der transienten Einschwingvorgänge stark variieren, tritt dieser Sonderfall niemals für den ganzen Einschwingvorgang ein.

Damit muss die Kammerantwort auf das vorkonditionierte Eingangssignal  $s_{A, \text{kond}}(t)$



**Abbildung 5.24.:** Berechnung der elektrischen Feldstärke  $\underline{E}'_A$  des Ausschaltvorganges aus der Feldstärke  $\underline{E}'_E$  des Einschaltvorganges zu einem Zeitpunkt  $t = t_1$ . Da  $\underline{E}'_E$  während der transienten Vorgänge nicht in Phase mit der stationären Feldstärke  $\underline{E}'_S$  ist, kann der Zusammenhang zwischen Ein- und Ausschaltvorgang nur über die komplexen Amplituden hergestellt werden.

nach Gleichung (5.75) mit den komplexen Amplituden

$$\underline{E}_{A, \text{ kond}}(t) = \underline{E}_A(t) - k \cdot \underline{E}_E(t) \quad (5.77)$$

berechnet werden. Die Superposition der elektrischen Feldstärken ist nicht zulässig und es gilt

$$|\underline{E}_{A, \text{ kond}}(t)| \neq |\underline{E}_A(t)| - k \cdot |\underline{E}_E(t)| \quad (5.78)$$

Das bedeutet, dass sich eine quantitative Aussage über die elektrische Feldstärke als Antwort auf das vorkonditionierte Signal nur dann machen lässt, wenn für die untersuchte Antennen- und Rührerposition die Impulsantwort bekannt ist. Um die Ausschaltzeit eines einzelnen Pulses zu senken, muss anhand dieser Impulsantwort ein optimiertes Eingangssignal gefunden werden. Auch wenn dies theoretisch denkbar ist, so hat die gefundene Lösung nur speziell für diesen einen Fall Gültigkeit. Eine andere Antennen- und Rührerposition benötigt aufgrund der geänderten Impulsantwort erneut eine neue Vorkonditionierung. Das heißt gleichzeitig, dass sich eine Lösung nicht auf das ganze Feld



---

im Prüfvolumen übertragen lässt. Bei der in Kapitel 5.5.3 angewandten Multiplikation mit dem Faktor  $k_E$  wird die elektrische Feldstärke an jedem beliebigen Punkt innerhalb des Prüfvolumens und für jede Antennen- und Rührerposition um den Faktor  $k_E$  erhöht. Eine solche Verallgemeinerung ist für den vorkonditionierten Ausschaltvorgang nach Gleichung (5.75) nicht möglich, da dieser nicht durch  $s_{A, \text{kond}}(t) = k \cdot s_A(t)$  beschrieben werden kann. Im Zuge dieser Arbeit konnte kein für das ganze Prüfvolumen und verschiedene Rührer- und Antennenpositionen gültiger Zusammenhang gefunden werden, der eine Vorkonditionierung des Eingangssignals zur Verringerung der Ausschaltzeit möglich macht.



## 6. Zusammenfassung

Bei der Anregung einer Modenverwirbelungskammer mit rechteckmodulierten Sinussignalen, wie sie beispielsweise im Zuge von Störfestigkeitsprüfungen gefordert werden, kommt es aufgrund der resonanten Eigenschaften der Kammer zu transienten Einschwingvorgängen. Während dieser Einschwingvorgänge verändern sich sowohl die elektrische Feldstärke als auch die Phasenlage an einem beliebigen Messort innerhalb des Prüfvolumens. Erst in dem stationären Zustand, wenn keine weiteren reflektierten Wellen den Messort erreichen können, stellen sich eine konstante Feldstärke und Phasenlage ein.

Auf Basis verschiedener Messreihen in zwei Modenverwirbelungskammern unterschiedlicher Baugröße werden die transienten Einschwingvorgänge untersucht. Die kleinere Kammer wird „Kammer XS“ genannt und die größere „Kammer M“. Hierzu werden pulsmodierte Sinussignale in beide Modenverwirbelungskammern eingespeist und durch Änderung der Rührerposition, sowie der Ausrichtung und Position der Messantenne zwei große Datensätze erzeugt. Mithilfe eines Signalgenerators, der über einen zweikanaligen Arbiträrgenerator und nachgeschalteten IQ-Modulator verfügt, sind die pulsmodulierten Signale mit hoher Genauigkeit reproduzierbar. Im Gegensatz zu gewöhnlichen Pulsmodulatoren ist die Phasenlage und Amplitude des erzeugten Signales zu jedem Zeitpunkt bekannt und bei jedem erzeugten Puls identisch. Der Signalgenerator erlaubt die Triggung des Messequipments, sodass eine vollständig synchronisierte Messkette entsteht. Sowohl Amplitude, als auch Phasenlage der gemessenen Pulse in einer Modenverwirbelungskammer können dadurch zeitlich in Relation gesetzt werden.

Die statistische Auswertung der gemessenen stationären Zustände durch Aufspaltung in Real- und Imaginärteil zeigt, dass Kammer XS bei der gewählten Anregungsfrequenz stärker von den statistisch idealen Eigenschaften abweicht, als Kammer M. Hierbei wurde für Kammer XS eine Anregungsfrequenz nahe der kleinsten nutzbaren Frequenz gewählt, während die Anregungsfrequenz für Kammer M deutlich über der kleinsten nutzbaren Frequenz liegt. Für Kammer M wurde die erwartete Normalverteilung sowohl für Real-, als auch Imaginärteil festgestellt.

Bei fixer Rührer- und Antennenposition und auch sonst unveränderten Randbedingungen kann die Modenverwirbelungskammer als einfacher Hohlraumresonator beschrieben werden. Da keine nichtlinearen Elemente enthalten sind, lässt sich dieser Resonator als lineares, zeitinvariantes System (LTI-System) auffassen. Somit ist es zulässig, das System durch seine Übertragungsfunktion, bzw. Impulsantwort zu beschreiben. Wird der Rührer schrittweise bewegt, so kann jede Rührerposition für sich erneut als LTI-System aufgefasst werden.

Zur Erzeugung eines Signales mittels IQ-Modulation werden durch zwei unabhängige Basisbandsignale, den sogenannten IQ-Komponenten, zwei um  $90^\circ$  zueinander verschobene Träger gleicher Frequenz amplitudenmoduliert und anschließend additiv überlagert. Es entsteht ein reelles Zeitsignal, das je nach Konfiguration der IQ-Komponenten amplituden- und/oder winkelmoduliert sein kann. Im Umkehrschluss können die IQ-Komponenten als Realteil und Imaginärteil des wieder in das Basisband verschobenen Zeitsignales interpretiert werden. Die Beschreibung eines amplituden- und/oder winkelmodulierten Signales ist im Basisband durch die Verwendung der IQ-Komponenten oder der Amplitude in Kombination mit der Phase wesentlich anschaulicher. Deshalb wird ein Modell entwickelt, das die Modenverwirbelungskammer als lineares System im Basisband abbildet. Hierbei werden das erzeugte Eingangssignal, die Impulsantwort und das gemessene Signal in das Basisband verschoben und die Modenverwirbelungskammer durch das so gewonnene äquivalente Basisbandsystem beschrieben. Das äquivalente Basisbandsystem bildet die Grundlage für die Auswertung und theoretische Untermauerung der aus den Messreihen gewonnenen Erkenntnisse.

Während der transienten Einschwingvorgänge sind starke Schwankungen der elektrischen Feldstärke zu beobachten. Häufig erreicht das elektrische Feld während dieser Einschwingvorgänge eine höhere Feldstärke, als im darauffolgenden stationären Zustand. Dies hat jedoch keinen direkten Einfluss auf Störfestigkeitsprüfungen, da das absolute Maximum der stationären Feldstärke über verschiedene Rührerpositionen, also die Prüffeldstärke, nicht von den transienten Feldstärkemaxima überschritten wird. Die vielfach beobachteten Überhöhungen im transienten Bereich treten nur dann auf, wenn die darauffolgende stationäre Feldstärke deutlich unterhalb der Prüffeldstärke liegt.

Die Dauer der Einschwingvorgänge ist direkt gekoppelt mit der Güte der Modenverwirbelungskammer. Je höher die Güte, desto länger halten die Einschwingvorgänge an. Dadurch wird die gewünschte Testfeldstärke in Kammern hoher Güte bei Anwendung schmaler Pulsbreiten nicht erreicht. Üblicherweise wird die Güte in diesem Fall durch das

Hinzufügen von Absorbern künstlich gesenkt, um die Einschwingvorgänge zu verkürzen. Im Gegensatz dazu kann aufgrund der linearen Eigenschaften der Modenverwirbelungskammer bei feststehenden Randbedingungen ein schnellerer Anstieg der Feldstärke auch durch Vorkonditionierung des Eingangssignales erreicht werden. Die Vorteile dieses Verfahrens gegenüber dem Einfügen von Absorbern sind eine deutlich geringere Eingangsleistung und unveränderte statistische Eigenschaften der Modenverwirbelungskammer. Obwohl die Bestimmung des Betrages der elektrischen Feldstärke aus Real- und Imaginärteil eine nichtlineare Operation darstellt, hat die verwendete Vorkonditionierung die Eigenschaft, dass sie für jede beliebige Rührerposition Gültigkeit besitzt und somit auch für den Betrieb als Modenverwirbelungskammer anwendbar ist. Hierbei wird der Spezialfall ausgenutzt, dass die reine Multiplikation des Eingangssignals mit einem Faktor auch zu der Multiplikation der elektrischen Feldstärke um ebendiesen Faktor führt. Die Übertragung auf den Ausschaltvorgang ist jedoch nicht direkt möglich, da die Vorkonditionierung in diesem Fall nicht ohne Winkelmodulation auskommt. Somit ist es nicht möglich, das vorkonditionierte Eingangssignal mittels reiner Multiplikation darzustellen. Die Auswirkung auf die elektrische Feldstärke ist dann ohne Kenntnis der jeweiligen Impulsantwort auch nicht qualitativ vorherzusagen und das Ergebnis ist je nach Rührer- und Antennenposition unterschiedlich. Eine passende Vorkonditionierung für feststehende Randbedingungen ließe sich zwar theoretisch ermitteln, ist aber nicht übertragbar auf den Betrieb als Modenverwirbelungskammer.



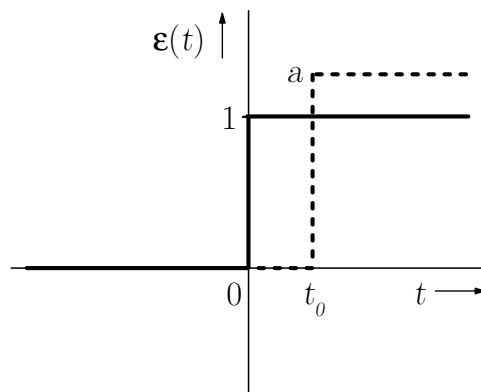
# A. Spezielle Funktionen

## A.1. Sprungfunktion

Die Sprungfunktion  $\varepsilon(t)$  ist definiert als [38]

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & t \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Abbildung A.1 zeigt den entsprechenden Zeitverlauf der Sprungfunktion.



**Abbildung A.1.:** Sprungfunktion  $\varepsilon(t)$  nach Gleichung (A.1) und, gestrichelt, die verallgemeinerte Funktion  $s(t)$  nach Gleichung (A.2).

Eine zeitliche Verschiebung der Sprungfunktion nach rechts kann durch Ersetzen des Arguments  $t$  durch  $t - t_0$  durchgeführt werden. Weiterhin kann die Höhe des Sprungs durch Multiplikation der Sprungfunktion mit einem Faktor  $a$  erreicht werden. Für die so verallgemeinerte Funktion  $s(t)$  gilt

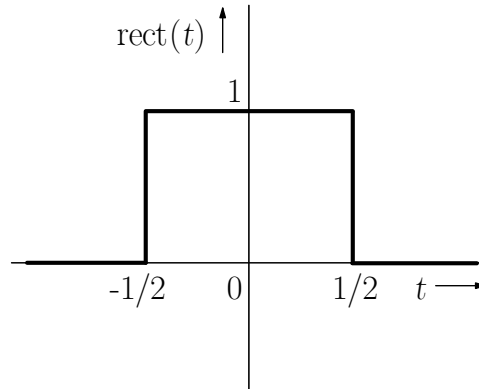
$$s(t) = a \cdot \varepsilon(t - t_0) \quad (\text{A.2})$$

## A.2. Rechteckfunktion

Die Rechteckfunktion  $\text{rect}(t)$  ist definiert als [38]

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & |t| \leq 1/2 \\ 0 & |t| > 1/2 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Abbildung A.2 zeigt den entsprechenden Zeitverlauf der Rechteckfunktion. Eine zeitliche



**Abbildung A.2.:** Rechteckfunktion  $\text{rect}(t)$  nach Gleichung (A.3).

Verschiebung der Rechteckfunktion nach rechts kann durch Ersetzen des Arguments  $t$  durch  $t - t_0$  durchgeführt werden. Weiterhin kann die Höhe des Rechtecks durch Multiplikation der Funktion mit einem Faktor  $a$  erreicht werden und eine zeitliche Dehnung um den Faktor  $T$  ist durch Ersetzen des Arguments  $t$  durch  $t/T$  möglich. Für die so verallgemeinerte Funktion  $s(t)$  gilt

$$s(t) = a \cdot \text{rect} \left( \frac{t - t_0}{T} \right) \quad (\text{A.4})$$

## A.3. Impulsfunktion

Die Impulsfunktion  $\delta(t)$  ist keine Funktion im mathematischen Sinne, sondern eine sogenannte Distribution. Sie ist über einen Rechteckimpuls interpretierbar, der im Grenzfall die Breite  $T \rightarrow 0$  und Höhe  $1/T \rightarrow \infty$  besitzt [38]:

$$\delta(t) = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \cdot \text{rect} \left( \frac{t}{T} \right) \quad (\text{A.5})$$



Dieser Grenzübergang existiert nicht als Funktion, sondern nur als Distribution. Die Impulsfunktion taucht für gewöhnlich in Integralausdrücken auf. So kann ein Signal  $s(t)$  als Faltungsintegral durch eine unendliche Reihe von Impulsfunktionen dargestellt werden:

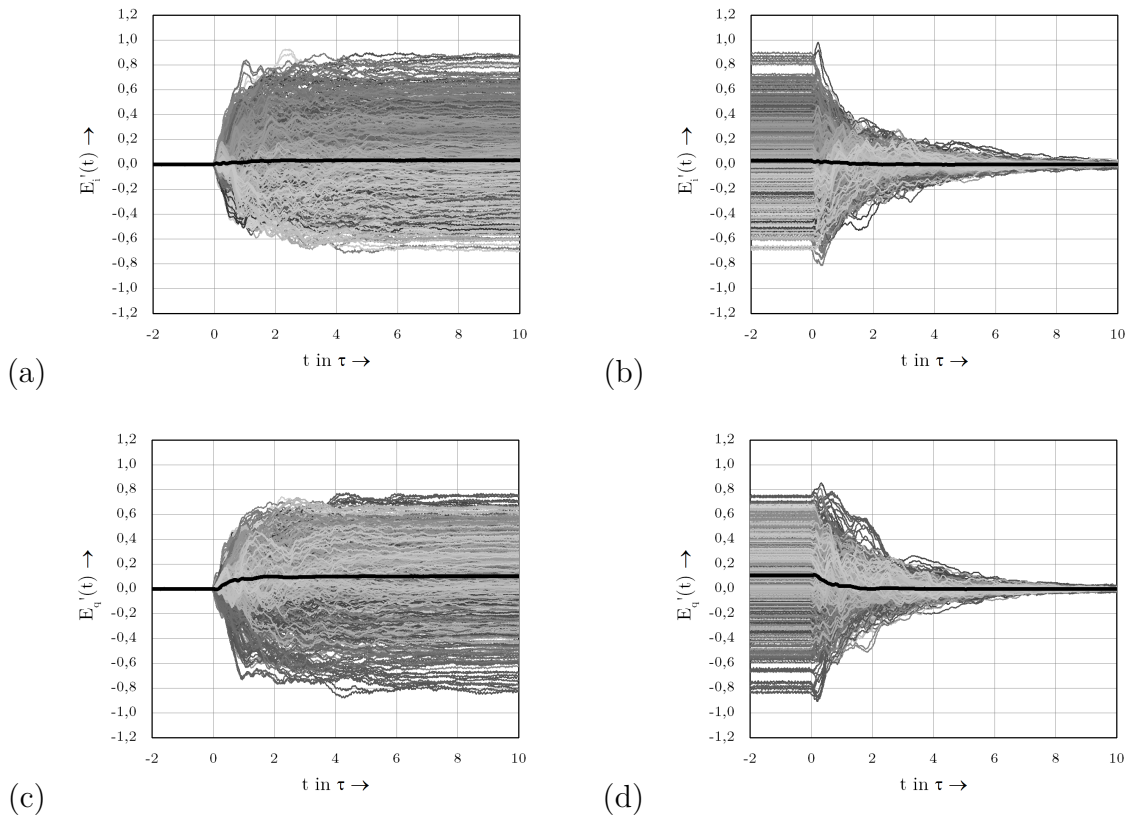
$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau) \cdot \delta(t - \tau) d\tau \quad (\text{A.6})$$

## A.4. Atan2-Funktion

Die Funktion  $\text{atan2}(y, x)$  ist eine abkürzende Formulierung der  $\arctan(x)$ -Funktion, allerdings mit zwei Argumenten. Im Gegensatz zur  $\arctan(x)$ -Funktion stellt die  $\text{atan2}(y, x)$ -Funktion den vollen Winkelbereich von  $0 \dots 2\pi$  dar und kann somit Zeiger in allen vier Quadranten der komplexen Zahlenebene abbilden. Sie ist definiert als :

$$\text{atan2}(y, x) = \begin{cases} \arctan \frac{y}{x} & \text{für } x > 0 \\ \arctan \frac{y}{x} + \pi & \text{für } x < 0, y \geq 0 \\ \arctan \frac{y}{x} - \pi & \text{für } x < 0, y < 0 \\ +\pi/2 & \text{für } x = 0, y > 0 \\ -\pi/2 & \text{für } x = 0, y < 0 \\ 0 & \text{für } x = 0, y = 0 \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

## A.5. IQ-Komponenten des Feldes in Kammer XS



**Abbildung A.3.:** Alle gemessenen Zeitverläufe der normierten IQ-Komponenten des Feldes in Kammer XS bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen. Die Graustufen haben keine Bedeutung, sie sollen nur einzelne Verläufe kenntlich machen. (a) und (b) zeigen die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der I-Komponente, (c) und (d) die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der Q-Komponente. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet (schwarze Kurve).

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Schematische Darstellung einer quaderförmigen Modenverwirbelungskammer mit metallischem Rührer zur Verwirbelung der Moden. . . . .	7
2.2.	Kumulative Anzahl der Moden in der Modenverwirbelungskammer XS, bestimmt durch Computerzählung, allgemein nach Gleichung (2.2) und für den quaderförmigen Spezialfall nach Gleichung (2.3). . . . .	10
2.3.	Verteilung der Resonanzfrequenzen der Kammer XS nach Gleichung (2.1) unter Berücksichtigung der Anforderungen für $m$ , $n$ und $p$ , beispielhaft für den Frequenzbereich von 840 MHz bis 960 MHz. Die vertikale Achse zeigt nur das Vorhandensein einer Mode an und ist ansonsten ohne Bedeutung.	11
2.4.	Schematischer Aufbau einer quaderförmigen Modenverwirbelungskammer mit metallischem Rührer zur Verwirbelung der Moden. . . . .	12
2.5.	Bei $f = 900$ MHz gemessene Zeitverläufe der gemittelten Empfangsleistung $\langle P_r \rangle$ (normiert auf die stationäre Leistung) in der Modenverwirbelungskammer M im Vergleich zur Theorie nach Gleichungen (2.45) und (2.46). Eine Zeitkonstante von $\tau = 500$ ns liefert eine gute Übereinstimmung.	23
2.6.	Gemessene Zeitverläufe der gemittelten Feldkomponente $\langle  E_R  \rangle$ (normiert auf das stationäre Feld) in der Modenverwirbelungskammer M im Vergleich zur Theorie nach Gleichungen (2.48) und (2.49). Eine Zeitkonstante von $\tau = 500$ ns liefert erneut eine gute Übereinstimmung. . . . .	24
3.1.	(a) Betrag und (b) Phase der Übertragungsfunktion des verzerrungsfreien Systems. . . . .	27
3.2.	Übertragungsfunktion des idealen Hochpasses. . . . .	28
3.3.	(a) Allgemeines Hochpasssystem mit der Übertragungsfunktion $\underline{H}(f)$ und (b) äquivalente Darstellung im Basisband mit der Übertragungsfunktion $\underline{H}_B(f)$ . . . . .	29
3.4.	Ein beispielhaft gewähltes Signal $s(t)$ (gestrichelt) entsprechend Gleichung (3.29), sowie dessen Amplitude $ \underline{s}_B(t) $ und Phase $\varphi_B(t)$ . . . . .	32

3.5.	Aufspaltung eines beispielhaft gewählten Signals $s(t)$ nach Gleichung (3.31) in seine IQ-Komponenten. . . . .	33
3.6.	Grafische Darstellung der Übertragung von Hochpasssignalen nach Gleichungen (3.46) und (3.47). . . . .	36
4.1.	Schematische Darstellung der Funktionsweise des verwendeten Signalgenerators. Der Arbiträrgenerator erzeugt zwei unabhängige Basisbandsignale, die mittels IQ-Modulator auf zwei $90^\circ$ zueinander phasenverschobene Träger gleicher Frequenz moduliert und im Anschluss addiert werden. Dadurch ergibt sich ein Signal $s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) - s_q(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t)$ . . . . .	40
4.2.	Auf den Maximalwert normierte Amplitude $s_i(t)$ und Phase $\Delta\varphi$ des von dem Signalgenerator erzeugten Signals $s(t)$ . Dargestellt sind drei Signalverläufe, die hintereinander bei zwischenzeitlicher Abschaltung des Signalgenerators aufgenommen wurden. Die Signale sind zeitlich synchronisiert und zueinander in Phase. Für $t < 8$ ns ist die Amplitude des gemessenen Signales so gering, dass die Bestimmung der Phase durch Auswertung der Nullstellen Zufallswerte ergibt. . . . .	41
4.3.	Bestimmung der Amplitude $ \underline{E}(t) $ und Phase $\varphi_E(t)$ eines gemessenen Signals $E(t)$ durch Vergleich mit der einheitenlosen Referenz $s_{\text{ref}}(t)$ . Je Periode der Referenz (grau kariert) werden Maximum und Nullstelle des gemessenen Signals ausgewertet, wie in (a) dargestellt. Abbildung (b) zeigt das Resultat nach Anpassung der Schrittweite und anschließender Interpolation. . . . .	43
4.4.	Gemessener, normierter Verlauf des Signales $s_\varepsilon(t)$ als Approximation der Sprungfunktion $\varepsilon(t)$ . Die Anstiegszeit beträgt etwa $t_r = 10$ ns und das Überschwingen liegt bei unter 4%. . . . .	46
4.5.	Schematisch dargestellter Messaufbau zur Überprüfung der Softwareimplementierung des äquivalenten Übertragungsmodells nach Kapitel 3.2. Rot eingerahmt die durch Simulation ( $g(t)$ ) und Messung ( $E(t)$ ) ermittelten Kammerantworten, die es zu vergleichen gilt. . . . .	48
4.6.	Phasenmoduliertes Eingangssignal als Testsignal für einen exemplarischen Vergleich von Simulation und Messergebnis. (a) zeigt die Darstellung als Betrag und Phase, (b) die Darstellung als I- und Q-Kanäle. . . . .	49

- 4.7. Auf Basis des in Kapitel 3.2 vorgestellten Übertragungsmodells simulierte (schwarz) und gemessene (rot) Kammerantworten als Reaktion auf das in Abbildung 4.6 gezeigte Testsignal. (a) zeigt die Darstellung als Betrag und Phase, (b) die Darstellung als I- und Q-Kanäle. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. . . . . 50
- 5.1. Normierter (a) Einschalt- und (b) Ausschaltvorgang eines pulsmodulierten Signals mit der Trägerfrequenz  $f_0 = 900$  MHz. Die schwarze Kurve zeigt die Modulation durch die Sprungfunktion  $s_\epsilon(t)$ , die rote das modulierte Signal  $s(t)$ . . . . . 54
- 5.2. Beispielhaft ausgewählte, normierte Kammerantwort  $E(t)$  (rot) und ihre Hüllkurve  $\pm|E(t)|$  (schwarz) als Reaktion auf ein pulsmoduliertes Signal. Das Ergebnis wurde auf die stationäre Feldstärke normiert. Deutlich zu erkennen sind die transienten Bereiche bei dem Ein- und Ausschaltvorgang vor Erreichen des jeweiligen stationären Endwertes. . . . . 55
- 5.3. Aufteilung eines gemessenen Pulses in die Schaltvorgänge und den stationären Bereich am Beispiel der Amplitude  $|E(t)|$ . . . . . 56
- 5.4. Kumulative Verteilungsfunktion der stationären, elektrischen Feldstärke im Vergleich zu der theoretisch erwarteten Rayleigh-Verteilung für die beiden Kammern (a) XS und (b) M. Im Vergleich zu Kammer XS zeigt Kammer M in weiten Teilen die bessere Übereinstimmung. . . . . 60
- 5.5. Kumulative Verteilungsfunktionen der stationären IQ-Komponenten im Vergleich zu der theoretisch erwarteten Normalverteilung für beide Kammern (a) XS und (b) M. . . . . 61
- 5.6. Alle gemessenen Zeitverläufe der normierten IQ-Komponenten des Feldes in Kammer M bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen. Die Graustufen haben keine Bedeutung, sie sollen nur einzelne Verläufe kenntlich machen. (a) und (b) zeigen die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der I-Komponente, (c) und (d) die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der Q-Komponente. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet (schwarze Kurve). . . . . 64

- 5.7. (a) Vergleich des gemessenen Ausschaltvorganges und des nach Gleichungen (5.18) und (5.19) aus dem gemessenen Einschaltvorgang berechneten Zeitverlaufs für die IQ-Komponenten einer beispielhaft ausgewählten Messung. Analog dazu (b) der Vergleich zwischen Ausschaltvorgang und den nach Gleichungen (5.20) und (5.21) berechneten Zeitverläufen der gemittelten IQ-Komponenten. . . . . 66
- 5.8. Alle gemessenen Zeitverläufe der normierten elektrischen Feldstärke in den Kammern XS und M bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen. Die Graustufen haben keine Bedeutung, sie sollen nur einzelne Verläufe kenntlich machen. (a) zeigt die Einschaltvorgänge und (b) die Ausschaltvorgänge in Kammer XS, (c) und (d) die Schaltvorgänge in Kammer M. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet (schwarze Kurve). . . . . 68
- 5.9. Normierter Verlauf der über alle Messungen gemittelten elektrischen Feldstärke  $\langle |\underline{E}(t)| \rangle'$  der Kammern XS und M im Vergleich zu dem theoretischen Verlauf nach Gleichungen (5.22) und (5.23). . . . . 69
- 5.10. Festlegung der transienten Feldstärkeüberhöhung  $|\underline{E}_E|'_{\max}$  während des Einschaltvorganges und  $|\underline{E}_A|'_{\max}$  während des Ausschaltvorganges anhand eines beispielhaft gewählten Pulses. Die Zeitachse ist von  $20\tau$  bis  $45\tau$  unterbrochen, um die Schaltvorgänge besser darstellen zu können. . . . . 72
- 5.11. Normierter Absolutwert der Feldüberhöhungen  $|\underline{E}_E|'_{\max}$  und  $|\underline{E}_A|'_{\max}$  im transienten Bereich jedes einzelnen gemessenen Pulses über der zugehörigen stationären Feldstärke  $|\underline{E}_s|'$ . Abbildungen (a) und (b) zeigen die Überhöhungen bei Ein-, bzw. Ausschaltvorgängen in Kammer XS, Abbildungen (c) und (d) analog dazu die Überhöhungen in Kammer M. Durch die Wahl der Normierung (siehe Kapitel 5.2.2) sind sowohl im transienten als auch stationären Bereich Werte  $> 1$  möglich. . . . . 73
- 5.12. Relative, transiente Feldüberhöhungen  $|\underline{E}_E|_{\max, \text{rel.}}$  und  $|\underline{E}_A|_{\max, \text{rel.}}$  nach Gleichung (5.37), aufgetragen über der stationären Feldstärke. Abbildungen (a) und (b) zeigen die relativen Überhöhungen bei Ein-, bzw. Ausschaltvorgängen in Kammer XS, Abbildungen (c) und (d) analog dazu die relativen Überhöhungen in Kammer M. . . . . 75
- 5.13. Theoretischer Verlauf der gemittelten Feldstärke, wenn die nach DIN EN 61000-4-21:2011 minimale Pulsweite von  $2,5 \cdot \tau$  eingestellt wird. . . . . 76

- 5.14. (a) Die erforderliche Eingangsleistungssteigerung, aufgetragen über der durch Beladung erreichten Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%}$ . Beispielfhaft ist die benötigte Eingangsleistungssteigerung  $k_P \approx 1,57$  eingezeichnet, um die Einschaltzeit um  $0,6 \cdot \tau$  zu senken. (b) Die entsprechenden, gemittelten Zeitverläufe der elektrischen Feldstärke vor und nach der Beladung. . . . . 80
- 5.15. Mittlere elektrische Feldstärke des Einschaltvorganges ohne Erhöhung im Vergleich zu dem mit  $k_E = 1,3$  multiplizierten Verlauf. Die mit dem Faktor  $k_E = 1,3$  multiplizierte gemittelte Feldstärke  $k_E \cdot \langle |\underline{E}_E(t)| \rangle'$  erreicht den 90%-Wert der erforderlichen stationären Feldstärke erheblich früher. Die Verringerung der Einschaltzeit beträgt hier  $\Delta t_{90\%} \approx \tau$ . . . . . 82
- 5.16. (a) Die durch den Signalgenerator erzeugte I-Komponente  $s_i(t)$  des vorkonditionierten Eingangssignals  $s(t) = s_i(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t)$  und (b) der daraus resultierende Verlauf der mittleren elektrischen Feldstärke in einer Modenverwirbelungskammer. Der rot gestrichelte Teil der Feldstärke in (b) lässt sich nicht generell mit einfachen Modellen vorhersagen, da eine Überlagerung mit einer zeitversetzten Sprungantwort vorliegt. . . . . 83
- 5.17. Beispielhafter Vergleich der Phase  $\varphi_E(t)$  für den unkonditionierten Fall  $k_E = 1,0$  mit der Phase bei Vorkonditionierung mit  $k_E = 1,3$  bei gleicher Rührer- und Antennenposition. Wie erwartet ergeben sich Differenzen durch die Überlagerung der zeitversetzten Sprungantwort im vorkonditionierten Fall. . . . . 84
- 5.18. Die Erhöhung der Eingangsleistung um einen Faktor  $k_P$  in Abhängigkeit der Zeitersparnis beim Einschaltvorgang nach Gleichung (5.53) bei Beladung und nach Gleichung (5.66) bei der Vorkonditionierung im Vergleich. Die benötigte Leistung bei Vorkonditionierung ist deutlich geringer als bei Beladung. . . . . 86
- 5.19. Effektivität  $\eta$  nach Gleichung (5.68) für die Verringerung der Einschaltzeit um  $\Delta t_{90\%}$  bei Beladung und Vorkonditionierung. . . . . 87
- 5.20. Die über alle Systemkonfigurationen gemittelten Zeitverläufe der elektrischen Feldstärke bei Anregung mit vorkonditionierten Signalen unterschiedlicher Faktoren  $k_E$  (a) für Kammer XS und (b) für Kammer M. Die Messreihen bestehen aus 1008 Einzelmessungen für Kammer XS und 108 Einzelmessungen in Kammer M. . . . . 88

- 5.21. Theoretisch zu erwartender Zeitverlauf nach Gleichung (5.72) für die in den einzelnen Messungen verwendeten Faktoren  $k_E = 1,1; 1,2; 1,3; 1,4; 1,7$  und  $2,0$ . Der Schnittpunkt zwischen den Geraden und dem  $1/\sqrt{(1 - e^{-t/\tau})}$  Kurvenverlauf entspricht dem jeweiligen Zeitpunkt  $t_1$ . Er ist abhängig von dem Faktor  $k_E$  und lässt sich mit Gleichung (5.67) berechnen. . . . . 90
- 5.22. Messergebnisse aus den Kammern (a) XS und (b) M in der Darstellung nach Gleichung (5.72), also als Verhältnis zu der Sprungantwort auf das nicht vorkonditionierte Eingangssignal. Für Kammer XS wurde die Zeit  $t_1$  zu groß gewählt, sodass der Zeitverlauf länger um den Faktor  $k_E$  erhöht bleibt und die stationäre Feldstärke überschritten wird. . . . . 91
- 5.23. Ansatz einer Vorkonditionierung  $s_{A, \text{kond}}(t)$  des Ausschaltvorganges zur Reduzierung der Ausschaltzeit. Da sich das Signal nicht auf die Form  $s_{A, \text{kond}}(t) = k \cdot s_A(t)$  bringen lässt, ist eine Aussage über die resultierende elektrische Feldstärke nicht ohne Kenntnis der Impulsantwort möglich. Daher ist dieser Ansatz nicht zielführend. . . . . 93
- 5.24. Berechnung der elektrischen Feldstärke  $\underline{E}'_A$  des Ausschaltvorganges aus der Feldstärke  $\underline{E}'_E$  des Einschaltvorganges zu einem Zeitpunkt  $t = t_1$ . Da  $\underline{E}'_E$  während der transienten Vorgänge nicht in Phase mit der stationären Feldstärke  $\underline{E}'_s$  ist, kann der Zusammenhang zwischen Ein- und Ausschaltvorgang nur über die komplexen Amplituden hergestellt werden. . . . . 94
- A.1. Sprungfunktion  $\epsilon(t)$  nach Gleichung (A.1) und, gestrichelt, die verallgemeinerte Funktion  $s(t)$  nach Gleichung (A.2). . . . . 101
- A.2. Rechteckfunktion  $\text{rect}(t)$  nach Gleichung (A.3). . . . . 102
- A.3. Alle gemessenen Zeitverläufe der normierten IQ-Komponenten des Feldes in Kammer XS bei Anregung mit rechteckmodulierten Signalen. Die Graustufen haben keine Bedeutung, sie sollen nur einzelne Verläufe kenntlich machen. (a) und (b) zeigen die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der I-Komponente, (c) und (d) die Ein-, bzw. Ausschaltvorgänge der Q-Komponente. Zusätzlich zu den Einzelmessungen ist auch der Mittelwert über alle Rührer- und Antennenpositionen eingezeichnet (schwarze Kurve). . . . . 104



# Tabellenverzeichnis

5.1. Zur Normierung herangezogene Werte der beiden Modenverwirbelungskammern XS und M. Die elektrische Feldstärke wird auf das stationäre Feldstärkemaximum $E_{99,5\%}$ und die Zeit auf die Zeitkonstante $\tau$ normiert.	58
5.2. Minimum $ \underline{E}_s '_{\min}$ , Mittelwert $\langle  \underline{E}_s ' \rangle$ und Maximum $ \underline{E}_s '_{\max}$ des stationären elektrischen Feldes beider Kammern. Der Mittelwert ist für beide Kammern identisch, da er nach Gleichung (5.3) zur Normierung verwendet wird. . . . .	59
5.3. Experimentell ermittelte Werte für Mittelwert und Standardabweichung der stationären IQ-Komponenten im Vergleich zu den erwarteten Werten.	60
5.4. Ergebnisse verschiedener Tests auf Normalverteilung der IQ-Komponenten beider Kammern. Für XS muss die Normalverteilung zurückgewiesen werden, während sie für Kammer M bei einem Signifikanzniveau von 5% nicht zurückgewiesen werden kann. . . . .	62
5.5. Gegenüberstellung der gemessenen Verringerung der Einschaltzeit $\Delta t_{90\%}$ und der theoretischen Zeitersparnis in Abhängigkeit der Vorkonditionierung mit unterschiedlichen Faktoren $k_E$ . . . . .	89



# Literaturverzeichnis

- [1] DIN EN 61000-4-21:2011: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) - Teil 4-21: Prüf- und Messverfahren - Verfahren für die Prüfung in der Modenverwirbelungskammer*. 10625 Berlin, 01.12.2011
- [2] RAJAMANI, V. ; BUNTING, C. ; FREYER, G.: Why consider EMC testing in a reverberation chamber. In: *2008. INCEMIC 2008. 10th International Conference on Electromagnetic Interference & Compatibility* (2008), 303–308. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=5154279>. – ISSN 978–81–903575–1–7
- [3] INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION: *Electropedia: The World's Online Electrotechnical Vocabulary*. <http://www.electropedia.org/iev/iev.nsf/display?openform&ievref=161-01-07>. – besucht am 23.05.2013
- [4] OBHOLZ, Martin: *Untersuchung der Feldqualität kleiner Modenverwirbelungskammern bei elektronischer Feldhomogenisierung*. Dortmund, Technische Universität Dortmund, Diss., 2012
- [5] HILLGÄRTNER, Michael: *Hohlraumresonanzgüte in Modenverwirbelungskammern: Techn. Univ., Diss.–Dortmund, 2007*. Tönning and Lübeck and Marburg : Der Andere Verl., 2007 <http://eldorado.tu-dortmund.de:8080/bitstream/2003/25106/5/hillgaertner2.pdf>. – ISBN 389959679X
- [6] ADAMI, C. ; BRAUN, C. ; CLEMENS, P. ; SCHMIDT, H.-U ; SUHRKE, M. ; TAENZER, H.-J: Betrieb von Modenverwirbelungskammern mit gepulsten Mikrowellensignalen. In: *Elektromagnetische Verträglichkeit, EMV 2010, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, 9.-11. März in Düsseldorf*. Berlin [u.a.] : VDE-Verl., 2010. – ISBN 978–3–8007–3206–7, S. 355–362
- [7] NITSCH, J. B. ; TKACHENKO, S. V. ; POTTHAST, S.: Transient Excitation of Rectangular Resonators Through Electrically Small Circular Holes. In: *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on* 54 (2012), Nr. 6, 1252–1259. <http://dx.doi>.

- org/10.1109/TEMC.2012.2201724. – DOI 10.1109/TEMC.2012.2201724. – ISSN 0018–9375
- [8] HOLLOWAY, C. L. ; SHAH, H. A. ; PIRKL, R. J. ; REMLEY, K. A. ; HILL, D. A. ; LADBURY, J.: Early Time Behavior in Reverberation Chambers and Its Effect on the Relationships Between Coherence Bandwidth, Chamber Decay Time, RMS Delay Spread, and the Chamber Buildup Time. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 54 (2012), Nr. 4, 714–725. <http://dx.doi.org/10.1109/TEMC.2012.2188896>. – DOI 10.1109/TEMC.2012.2188896. – ISSN 0018–9375
- [9] ARNAUT, L. R. ; KNIGHT, D. A.: Observation of Coherent Precursors in Pulsed Mode-Stirred Reverberation Fields. In: *Physical Review Letters* (2007)
- [10] LUNDEN, O. ; BACKSTROM, M.: Pulsed Power 3 GHz Feasibility Study for a 36.7 m<sup>3</sup> Mode Stirred Reverberation Chamber. In: *Electromagnetic Compatibility, 2007. EMC 2007. IEEE International Symposium on, 2007.* – ISBN 1–4244–1350–8, 1–6
- [11] MANICKE, A. ; KRAUTHÄUSER, H. G.: Untersuchungen zu Transienten in Modenverwirbelungskammern durch Überlagerung ebener Wellen im Zeitbereich. In: *Elektromagnetische Verträglichkeit, EMV 2012, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, 7.-9. Februar in Düsseldorf.* Berlin [u.a.] : VDE-Verl., 2012
- [12] AMADOR, E. ; LEMOINE, C. ; BESNIER, P. ; LAISNÉ, A.: Reverberation Chamber Modeling Based on Image Theory: Investigation in the Pulse Regime. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 52 (2010), Nr. 4, 778–789. <http://dx.doi.org/10.1109/TEMC.2010.2049576>. – DOI 10.1109/TEMC.2010.2049576. – ISSN 0018–9375
- [13] AMADOR, E. ; LEMOINE, C. ; BESNIER, P. ; LAISNÉ, A.: Studying the pulse regime in a reverberation chamber with a model based on image theory. In: *Electromagnetic Compatibility (EMC), 2010 IEEE International Symposium on, 2010.* – ISBN 978–1–4244–6305–3, 520–525
- [14] HILL, D. A.: Electronic mode stirring for reverberation chambers. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 36 (1994), Nr. 4, 294–299. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=328858>. – ISSN 0018–9375
- [15] CORONA, P. ; FERRARA, G. ; MIGLIACCIO, M.: Reverberating chambers as sources of stochastic electromagnetic fields. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic*

- Compatibility* 38 (1996), Nr. 3, 348–356. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=536065>. – ISSN 0018–9375
- [16] LEMOINE, C. ; BESNIER, P. ; DRISSI, M.: Evaluation of frequency and mechanical stirring efficiency in a reverberation chamber. In: *2008 International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC Europe* (2008), 1–6. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=4786809>. – ISSN 978–1–4244–2737–6
- [17] RAJAMANI, V. ; FREYER, G.J ; BUNTING, C.F: Considerations for performing reverberation chamber immunity testing with frequency stirring. In: *Electromagnetic Compatibility (EMC), 2012 IEEE International Symposium on*, 2012. – ISBN 978–1–4673–2061–0, 234–238
- [18] KOUVELIOTIS, N. K. ; CAPSALIS, C. N.: A new method for developing reverberation chamber conditions. In: *2000. Proceedings of the Second International Symposium of Trans Black Sea Region on Applied Electromagnetism* (2000), 112. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=943268>. – ISSN 0–7803–6428–7
- [19] ARNAUT, L. R.: Effect of size, orientation, and eccentricity of mode stirrers on their performance in reverberation chambers. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 48 (2006), Nr. 3, 600–602. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1677797>. – ISSN 0018–9375
- [20] MOGLIE, F. ; PRIMIANI, V.M: Analysis of the Independent Positions of Reverberation Chamber Stirrers as a Function of Their Operating Conditions. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 53 (2011), Nr. 2, 288–295. <http://dx.doi.org/10.1109/TEM.2011.2106789>. – DOI 10.1109/TEM.2011.2106789. – ISSN 0018–9375
- [21] HILL, David A.: *Electromagnetic fields in cavities: Deterministic and statistical theories*. Piscataway and NJ : IEEE Press [u.a.], 2009 (IEEE Press series on electromagnetic wave theory). – ISBN 978–0–470–46590–5
- [22] KRAUTHÄUSER, H. G.: *Grundlagen und Anwendungen von Modenverwirbelungskammern*. Magdeburg, Otto-von-Guericke-Universität, Diss., 2007
- [23] WEYL, H.: Über die Randwertaufgabe der Strahlungstheorie und asymptotische Spektralgesetze. In: *Journal für die reine und angewandte Mathematik* (1913), Nr. 143, S. 177–202

- [24] CORONA, P. ; LADBURY, J. ; LATMIRAL, G.: Reverberation-chamber research-then and now: a review of early work and comparison with current understanding. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 44 (2002), Nr. 1, 87–94. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=990714>. – ISSN 0018–9375
- [25] BESNIER, Philippe ; DEMOULIN, Bernard: *Electromagnetic Reverberation Chambers*. London : Wiley, 2013 (ISTE). – ISBN 978–1–84821–293–0
- [26] DIN EN 61000-4-21:2003: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) - Teil 4-21: Prüf- und Messverfahren - Verfahren für die Prüfung in der Modenverwirbelungskammer*. 10625 Berlin, 01.08.2004
- [27] HILL, D. A.: Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 40 (1998), Nr. 3, 209–217. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=709418>. – ISSN 0018–9375
- [28] SACHS, Lothar ; HEDDERICH, Jürgen: *Angewandte Statistik: Methodensammlung mit R : mit 180 Tabellen*. 12, vollst. neu bearb. Aufl. Berlin and Heidelberg : Springer, 2006. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-32161-3>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-32161-3>. – ISBN 978–3–540–32160–6
- [29] KOSTAS, J. G. ; BOVERIE, B.: Statistical model for a mode-stirred chamber. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 33 (1991), Nr. 4, 366–370. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=99120>. – ISSN 0018–9375
- [30] RICHARDSON, Robert E.: Mode-Stirred Chamber Calibration Factor, Relaxation Time, and Scaling Laws. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 34 (1985), Nr. 4, 573–580. <http://dx.doi.org/10.1109/TIM.1985.4315406>. – DOI 10.1109/TIM.1985.4315406. – ISSN 0018–9456
- [31] HILL, D. A. ; MA, M. T. ; ONDREJKA, A. R. ; RIDDLE, B. F. ; CRAWFORD, M. L. ; JOHNK, R. T.: Aperture excitation of electrically large, lossy cavities. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 36 (1994), Nr. 3, 169–178. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=305461>. – ISSN 0018–9375
- [32] JUNQUA, I. ; DEGAUQUE, P. ; LIENARD, M. ; ISSAC, F.: On the Power Dissipated by an Antenna in Transmit Mode or in Receive Mode in a Reverberation Chamber. In: *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on* 54

- (2012), Nr. 1, 174–180. <http://dx.doi.org/10.1109/TEMC.2011.2166271>. – DOI 10.1109/TEMC.2011.2166271. – ISSN 0018–9375
- [33] CORONA, P. ; LATMIRAL, G. ; PAOLINI, E.: Performance and Analysis of a Reverberating Enclosure with Variable Geometry. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 22 (1980), Nr. 1, 2–5. <http://dx.doi.org/10.1109/TEMC.1980.303814>. – DOI 10.1109/TEMC.1980.303814. – ISSN 0018–9375
- [34] FORD MOTOR COMPANY, EMC-CS-2009.1: *Electromagnetic Compatibility Specification For Electrical/Electronic Components And Subsystems*. 1. 02.11.2010
- [35] PSA PEUGEOT - CITROËN, B21 7110: *Environment Specifications Of Electric And Electronic Equipments Electrical Characteristics*. 03.07.2008
- [36] KRAUTHÄUSER, H. G.: On the Measurement of Total Radiated Power in Uncalibrated Reverberation Chambers. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 49 (2007), Nr. 2, 270–279. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=4244603>. – ISSN 0018–9375
- [37] KRAUTHÄUSER, H. G. ; NITSCH, J.: Schnelle Emissionsmessungen in Modenverwirbelungskammern. In: *Elektromagnetische Verträglichkeit, EMV 2008, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, 19.-21. Februar in Düsseldorf*. Berlin u.a : VDE-Verl, 2008. – ISBN 978–3–8007–3075–9, S. 269–276
- [38] OHM, Jens-Rainer ; LÜKE, Hans D.: *Signalübertragung: Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme*. 11. Berlin : Springer, 2010 (Springer-Lehrbuch). <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10372360>. – ISBN 9783642101991
- [39] KORIES, Ralf ; SCHMIDT-WALTER, Heinz: *Taschenbuch der Elektrotechnik: Grundlagen und Elektronik*. 6. Frankfurt am Main : Deutsch, 2004. – ISBN 3–8171–1734–5
- [40] KARK, Klaus W.: *Antennen und Strahlungsfelder: Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, im Freiraum und ihre Abstrahlung*. 3., erweiterte Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH Wiesbaden, 2010. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-9755-8>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-9755-8>. – ISBN 978–3–8348–0553–9
- [41] ARNAUT, L. R.: On the maximum rate of fluctuation in mode-stirred reverberation. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 47 (2005), Nr. 4,

- 781–804. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1580749>. – ISSN 0018–9375
- [42] LUNDEN, O. ; BACKSTROM, M.: Absorber loading study in FOI 36.7 m<sup>3</sup> mode stirred reverberation chamber for pulsed power measurements. In: *Electromagnetic Compatibility, 2008. EMC 2008. IEEE International Symposium on*, 2008. – ISBN 978–1–4244–1699–8, 1–5
- [43] KOEPKE, G. H. ; LADBURY, J. M.: New electric field expressions for EMC testing in a reverberation chamber. In: *1998. Proceedings. Digital Avionics Systems Conference 1* (1998), D53/1–D53/6. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=741552>. – ISSN 0–7803–5086–3
- [44] ARTZ, T. ; HIRSCH, H. ; MAARLEVELD, M.: Transiente Einschwingvorgänge in einer Modenverwirbelungskammer bei Anregung mit gepulsten Mikrowellensignalen. In: *Elektromagnetische Verträglichkeit, EMV 2012, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, 7.-9. Februar in Düsseldorf*. Berlin [u.a.] : VDE-Verl., 2012
- [45] ARTZ, T. ; HIRSCH, H.: Pulsed signals in reverberation chambers: Experimental analysis of transient peaks. In: *Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE), 2013 International Symposium on*, 2013, 365–368
- [46] HOLLOWAY, C. L. ; HILL, D. A. ; LADBURY, J. M. ; KOEPKE, G.: Requirements for an effective reverberation chamber: unloaded or loaded. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 48 (2006), Nr. 1, 187–194. <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1614052>. – ISSN 0018–9375
- [47] ARTZ, T. ; HIRSCH, H.: Pulsed signals in reverberation chambers: Modulating the input signal to reduce the rise-time. In: *Electromagnetic Compatibility (EMC), 2013 IEEE International Symposium on*, 2013. – ISBN 978–1–4799–0408–2, 201–206