Hohlraumresonanzgüte in Modenverwirbelungskammern

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Dortmund genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

von

Dipl.-Ing. Michael Hillgärtner, M.Sc.

Dortmund, 2007

Tag der mündlichen Prüfung	21.11.2007
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. D. Peier
Korreferent:	Prof. Dr. rer. nat. A. Enders

INFORMATION

Diese Dissertation ist erschienen bei

Der Andere Verlag
Wissenschaftlicher Buchverlag zu Tönning, Lübeck und Marburg
Lektorat: Bergweg 1, 25832 Tönning
http://www.derandereverlag.de
ISBN-10: 389959679X
ISBN-13: 978-3899596793

und kann direkt beim Verlag oder im Buchhandel bezogen werden.

© 2007, Michael Hillgärtner (Michael.Hillgaertner@udo.edu)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2002 bis 2007 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und EMV der Technischen Universität Dortmund.

Dem Lehrstuhlinhaber Prof. Dr.-Ing. Dirk Peier danke ich sehr herzlich für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die hervorragende Betreuung meiner Arbeit. Er ermöglichte mir neben der Forschungs- und Lehrtätigkeit die Teilnahme an nationalen und internationalen Konferenzen. Darüber hinaus förderte er eine umfangreiche fachliche und außerfachliche Weiterbildung, wofür ihm ebenfalls mein Dank gebührt.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Achim Enders danke ich ebenfalls sehr herzlich für das gezeigte Interesse an meiner Arbeit und die kurzfristige Übernahme des Korreferates, die den unkomplizierten Abschluss des Verfahrens sicherstellte.

Für die wertvollen Diskussionen und Ratschläge sowie die Durchsicht des Manuskripts spreche ich den Herren Dr.-Ing. Udo Kappel, Dr.-Ing. Ralf Merte und Dipl.-Ing. Philipp Werdelmann meinen Dank aus.

Weiterhin danke ich allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls und den Studierenden, die in zahlreichen Studien- und Diplomarbeiten an den Untersuchungen mitgewirkt haben, für die vielen wertvollen Diskussionen und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Sie haben zum Gelingen dieser Arbeit wesentlich beigetragen. Den Mitarbeitern der mechanischen Fachbereichswerkstatt möchte ich außerdem herzlich für Unterstützung beim Entwurf und den präzisen Aufbau diverser Versuchsanordnungen danken.

Für die regen Diskussionen und die Unterstützung während der Arbeit bedanke ich mich ebenfalls herzlich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Edgar Voges sowie seinen Mitarbeitern am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Dortmund.

Bei Herrn Dr. rer. nat. habil. Hans Georg Krauthäuser bedanke ich mich sehr herzlich für den offenen Gedankenaustausch zwischen den Universitäten Magdeburg und Dortmund. Herrn Dr.-Ing. Nils Eulig danke ich ebenfalls für die wertvollen Hinweise und Diskussionen.

Besonderen Danke gebührt meinen Eltern für ihre Unterstützung während meines Studiums und ihre motivierenden Worte, besonders in der Endphase dieser Arbeit.

ÜBERSICHT

Modenverwirbelungskammern stellen eine kostengünstige Alternative zu etablierten EMV-Prüfumgebungen dar. Sie sind eine statistisch homogene, isotrope Feldquelle auf Basis eines Hohlraumresonators. Maßgeblich für die Funktion einer Modenverwirbelungskammer ist die Hohlraumresonanzgüte der sie bildenden Schirmstruktur. In der vorliegenden Arbeit wird, ausgehend von der Erläuterung der Funktionsweise, die Wirtschaftlichkeit von EMV-Prüfungen in Modenverwirbelungskammern analysiert. Des Weiteren werden, basierend auf dem Güteverhalten, Rückschlüsse auf die Optimierung des nutzbaren Frequenzbereiches einer Modenverwirbelungskammer gezogen.

Für die Untersuchung der Einflussfaktoren auf die Hohlraumresonanzgüte wird ein Aufbau zur Bestimmung der effektiven Leitfähigkeit von zum Bau der Kammern verwendeten Blechen entwickelt und aufgebaut. Untersuchungen an verzinkten Stahlblechen zeigen eine um den Faktor 17 reduzierte Leitfähigkeit gegenüber elementarem Zink. Dieses Ergebnis wird auch durch Untersuchungen der Güte diverser, aus verzinktem Stahlblech aufgebauten Kammern bestätigt. Des Weiteren wird mithilfe von Kleinresonatoren gezeigt, dass sowohl die Verbindungstechnik der Einzelbleche als auch eine in die Kammer eingebrachte Elektroverteilung einen maßgeblichen Einfluss auf die Hohlraumresonanzgüte haben.

Aus den bekannten, messtechnischen Verfahren zur Bestimmung der Güte werden Variationen erarbeitet, um auch die Güte von geschirmten Laboren ohne Einrichtungen zur Veränderung der Randbedingungen bestimmen zu können. Diese Verfahrensvariationen sind notwendig, um die Möglichkeiten der aufgrund von niedrigen Investitionskosten wirtschaftlich interessant erscheinenden Mehrfachnutzung bereits vorhandener, voll geschirmter Labore abzuschätzen. Es wird das Güteverhalten einer mit hochspannungstechnischen Geräten beladenen Modenverwirbelungskammer sowie diverser, zur Untersuchung leitungsgeführter Störgrößen vorhandener Schirmkabinen untersucht. Dabei werden die in den Laboren befindlichen Einrichtungen nicht entfernt. Es stellt sich heraus, dass bei korrektem Aufbau der Schirmung eine zur Nutzung als Modenverwirbelungskammer hinreichende große Güte trotz Beladung erreicht werden kann.

Für die Kombination aus EMV- und Hochspannungslabor auf Basis einer Modenverwirbelungskammer ist neben einer maximalen Bedämpfung der Güte durch hochspannungstechnische Geräte eine minimale Störung des Teilentladungsverhaltens im Hochspannungsbetrieb durch die modenverwirbelungskammertypischen Einrichtungen notwendig. Es kann gezeigt werden, dass unter Beachtung gewisser Randbedingungen und der Verwendung von an der Schirmwand montierter konischer Breitbandstrahler das Auftreten von Teilentladungen minimiert werden kann, sodass eine Kombinierbarkeit möglich erscheint.

INHALTSVERZEICHNIS

Einleitung **1**

1 Eigenschaften einer Modenverwirbelungskammer **4**

1.1 Quaderförmige Hohlraumresonatoren 4

1.1.1 Feldgleichungen 4

1.1.2 Modenanzahl und -dichte 11

1.1.3 Resonanzverschiebung durch Änderung der geometrischen Randbedingungen 13

1.2 Nutzbarkeit von Modenverwirbelungskammern als EMV-Prüfeinrichtung 16

1.2.1 Anforderungen an eine EMV-Prüfeinrichtung 16

1.2.2 Aufbau und Funktionsprinzip 17

1.2.3 Modenrührer und deren Effektivität 20

1.2.4 Betriebsarten 22

1.2.5 Feldhomogenität in Modenverwirbelungskammern 23

1.3 Prüfungen in Modenverwirbelungskammern und deren Wirtschaftlichkeit 25

1.3.1 Investitionskosten 26

1.3.2 Notwendige Prüfzeiten 27

1.4 Alternative Feldhomogenisierung in Modenverwirbelungskammern 29

1.4.1 Frequency-Stirring 29

1.4.2 Source-Stirring 30

2 Einflussfaktoren auf die Güte und daraus resultierende Designparameter **32**

2.1 Definition des zusammengesetzten Gütefaktors in Modenverwirbelungskammern .. 32

2.2 Einfluss der Güte auf die Auslegung einer Modenverwirbelungskammer 40

2.2.1 Zusammenhang zwischen Güte und maximal erzielbarer Feldstärke 40

2.2.2 Auswirkung der Güte auf Störemissionsmessungen 42

2.3 Optimierung der Abmessungen einer Modenverwirbelungskammer 43

2.4 Messtechnische Bestimmung des Gütefaktors 46

2.4.1 Messung im Frequenzbereich 46

2.4.2 Messung im Quasi-Zeitbereich 49

2.5 Gütebeeinflussende Faktoren bei Modenverwirbelungskammern 52

2.5.1 Leitfähigkeit und deren messtechnische Bestimmung 52

2.5.2 Aufbau der Einzelblechverbindung 62

2.5.3 Elektroverteilung 67

2.6 Vergleich zweier existierender Modenverwirbelungskammern 68

3 Mehrfachnutzung geschirmter Labore als Modenverwirbelungskammer 72
3.1 Güte von mehrfachgenutzten Laboren 72
3.1.1 Einfluss von Hochspannungsanlagen in Modenverwirbelungskammern 73
3.1.2 Güte eines voll geschirmten, ausgestatteten Hochspannungslabors 76
3.1.3 Resonanzeigenschaften ausgestatteter EMV-Schirmkabinen 78
3.2 Abschätzung der erreichbaren Feldstärken in den untersuchten Laboren 81
3.3 Feldhomogenität einer vergleichbar beladenen Modenverwirbelungskammer 83
3.4 Teilentladungsverhalten von Modenverwirbelungskammereinrichtungen 85
3.4.1 Versuchsaufbau zur Bestimmung der Teilentladungs-Einsetzfeldstärke 85
3.4.2 Teilentladungsverhalten üblicher Antennenbauformen 86
3.4.3 Verhalten des Modenrührers 92
Zusammenfassung und Ausblick 95
Anhang 98
Güte des Labors EMV III 98
Literaturverzeichnis 99
Lebenslauf 105

EINLEITUNG

Die Anzahl und Komplexität elektronischer Schaltungen nimmt seit Jahren stark zu, wodurch der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) eine hohe Bedeutung zukommt [1]. Grundsätzlich geht von jeder elektrischen Einrichtung ein gewisses Beeinflussungspotenzial gegenüber ihrer Umgebung aus, da jeder elektrische Prozess neben Nutz- auch Störgrößen erzeugt [2]. Demgegenüber steht der Senkencharakter elektrotechnischer Systeme; emittierte Störgrößen können so die Einrichtung unzulässig beeinflussen. Daher ist ein Mindestmaß an EMV zur Sicherstellung des einwandfreien Betriebes elektrotechnischer Einrichtungen und Schaltungen notwendig.

Der Rat der Europäischen Union hat dieser Notwendigkeit im Jahre 1989 Rechnung getragen und die „Richtlinie zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedstaaten über die elektromagnetische Verträglichkeit“ [3] erlassen. Auf Basis dieser EU-Richtlinie sind entsprechende Gesetze in den Mitgliedsstaaten erlassen worden, um die zwei elementaren Schutzanforderungen legislativ einzuführen [4], [5]: Neben einer ausreichenden Störfestigkeit aller in Verkehr gebrachten elektrotechnischen Baugruppen wird die Einhaltung maximaler Störaussendungspegel der Geräte gefordert. Die im Jahr 2004 eingeführte neue EU-Richtlinie zur EMV [6] muss in den nächsten Jahren in nationales Recht überführt werden. Hierdurch ergeben sich gerade bei der Wahl des Verfahrens zur messtechnischen Bewertung der EMV-Eigenschaften elektrotechnischer Geräte Alternativen zu den bisher etablierten Verfahren.

Die legislativ geforderte Einhaltung der Störaussendungs- und –festigkeitsgrenzwerte zur Erklärung der Konformität kann entweder mithilfe theoretischer Überlegungen oder auf messtechnische Weise nachgewiesen werden. In den meisten Fällen wird die messtechnische Überprüfung gewählt. Dabei steht im Falle der Störaussendung zurzeit der Schutz der Funkdienste im Vordergrund [5], [7], weshalb oberhalb 30 MHz das Fernfeld, üblicherweise gemessen über seine elektrische Feldstärke als zu bestimmende Störgröße normativ verankert ist [8], [9], [10]. Auch für die Störfestigkeit gegenüber gestrahlten Hochfrequenzfelder wird die elektrische Feldstärke als Größe herangezogen [11].

Neben der gesetzlich vorgeschriebenen Überprüfung der EMV-Eigenschaften zur Markteinführung eines Produktes ist die entwicklungsbegleitende Überwachung der EMV angebracht, da das nachträgliche Einbringen von Entstörmaßnahmen zeit- und kostenintensiv sein kann [12]. Kostengünstige und schnelle Verfahren zur Abschätzung der EMV-Eigenschaften sind hier von besonderem Interesse.

Zur Entkopplung der elektromagnetischen Umgebung werden die Prüfungen häufig in geschirmten Laboren durchgeführt, die zur Nachbildung des Freifeldes an den Seitenwänden und der Decke mit Absorbern ausgekleidet werden [8], [11]. Der Boden besteht hier aus einer

gut leitfähigen Fläche. Da die Errichtung und der Betrieb von Absorberhallen mit hohen Kosten verbunden ist, werden die EMV-Prüfungen bei kleineren elektrotechnischen Geräten häufig in TEM-Wellenleitern durchgeführt [13].

Die bisher genannten Messverfahren basieren auf der Nachbildung der elektromagnetischen Wellenausbreitung im freien Raum. Hierbei ist eine Unterdrückung von Reflexionen zwingend erforderlich, da diese die Feldverhältnisse unzulässig beeinflussen würden. Hierfür ist bei Absorberhallen ein erheblicher räumlicher und finanzieller Aufwand für das Absorbermaterial notwendig. Im Falle der TEM-Wellenleiter kann die Reflexionsfreiheit auch über große Frequenzbereiche mit einem gewissen konstruktiven Aufwand erzielt werden [14]. Die Einhaltung der definierten Feldverhältnisse ist unerlässlich, um ein hohes Maß an Vergleichbarkeit und Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu erreichen.

Ein ganz anderes Prinzip zur Erzeugung und Messung elektromagnetischer Strahlungsfelder stellt die Modenverwirbelungskammer dar. Das Funktionsprinzip ist bereits aus der Akustik seit 1915 bekannt [15] und wurde 1968 erstmalig im Bereich der elektromagnetischen Felder angewandt [16]. Unter Verzicht auf absorbierendes Material werden bewusst die Resonanzeigenschaften eines geschirmten Labores ausgenutzt, um mit geringen Eingangsleistungen hohe Feldstärken zu erzielen. Durch gezielte Veränderung der Randbedingungen können unter bestimmten Vorraussetzungen aufgrund der multiplen Reflexionen an den Kammerwänden statistisch isotrope und homogene Felder erzeugt werden. Dabei wird in der Regel ein asymmetrischer Modenrührer zur Variation der Randbedingungen genutzt.

Neben der Erzeugung hoher Feldstärken wird die Modenverwirbelungskammer auch zur Messung der von Prüflingen abgestrahlten Leistung verwendet [19]. Bis zu den 80er Jahren ist die Modenverwirbelungskammer überwiegend im Bereich der Hochfrequenzmesstechnik genutzt worden, durch die Notwendigkeit hoher Prüffeldstärken, gerade im militärischen Bereich oder in der Fahrzeug- und Luftfahrtindustrie wird sie seitdem auch als EMV-Prüfumgebung eingesetzt [20], [21], [22].

Weitere Untersuchungen haben gezeigt, dass sich Modenverwirbelungskammern hervorragend für die Überprüfung der Störfestigkeit (u. a. [18], [23]) und der Störaussendung (u. a. [24]) eignen und führten letztlich zur normativen Verankerung als EMV-Prüfumgebung [25]. Bei der Verwendung der Modenverwirbelungskammer als EMV-Prüfeinrichtung ist besonders die im Vergleich zu den etablierten Verfahren erhöhte Reproduzierbarkeit der Messungen vorteilhaft (u. a. [18]). Allerdings ist die Vergleichbarkeit von Störaussendungsmessergebnissen, die bei Messungen in der Modenverwirbelungskammer beziehungsweise der Absorberhalle bestimmt werden, schwierig [26]. Im Gegensatz zu den Verfahren, die auf der Ausbreitung ebener Wellen basieren, ist die zu ermittelnde Messgröße bei Störaussendungsmessungen in der Modenverwirbelungskammer nicht die Störfeldstärke, sondern die absolute, vom Prüfling abgestrahlte Leistung. Die Umrechnung der beiden Messgrößen kann mit erheblichen Differenzen versehen sein [26].

Aufgrund der stetig wachsenden Verbreitung drahtloser Kommunikationsmittel und der damit zunehmenden Nutzung von Frequenzbändern deutlich oberhalb 1 GHz ist jedoch zu klären, ob die Feldstärkemessung, wie sie in Absorberhallen üblich sind, in diesem Frequenzbereich noch das entscheiden Kriterium zur Sicherstellung der Schutzziele darstellt. Die Prüflinge sind dann bei üblichen Abmessungen für die Nutzfrequenz bereits elektrisch groß und können somit eine stark richtungsabhängige Abstrahlcharakteristik aufweisen. Hierdurch wird eine sichere Bestimmung der maximal abgestrahlten Störfeldstärke sehr zeitaufwendig. Des Weiteren kommt es bei solch kurzwelligen Signalen zur Multipfadausbreitung, deren Feldbedingungen denen in Modenverwirbelungskammern sehr ähnlich sind. Die Modenverwirbelungskammer eignet sich daher auch hervorragend zur experimentellen Realisierung solcher Multipfadausbreitungswege [27], [28].

Hauptbestandteil der für EMV-Untersuchungen interessant erscheinenden Modenverwirbelungskammer ist ein aus einer Schirmstruktur gebildeter Hohlraumresonator. Dabei stellt die Güte dieses Resonators eine für die Funktionsweise des Labors wichtige Größe dar. Sie kann zwar mithilfe von vorhandenen Formeln und Materialparametern nach oben abgeschätzt werden, allerdings ergeben sich Abweichungen zu den messtechnisch ermittelten Werten bis hin zum 10-fachen Wert [18]. Für das Design und die Auslegung in Planung befindlicher Modenverwirbelungskammern wäre eine präzisere Aussage oder wenigstens die genaue Kenntnis der Einflussfaktoren wünschenswert.

Die Modenverwirbelungskammer ist erst seit Beginn des Jahrtausends normativ verankert [25], sodass die Verbreitung außerhalb von Forschungseinrichtungen noch gering ist. Neben den geringeren Investitionskosten sprechen aber auch einige technische Vorteile für eine stärkere Nutzung der Modenverwirbelungskammer als EMV-Prüfeinrichtung. Dabei ist nicht zwingend ein Neubau notwendig, im Prinzip kann jedes geschirmte Labor als Modenverwirbelungskammer genutzt werden. Hieraus ergibt sich eine besonders aus wirtschaftlicher Sicht interessant erscheinende Mehrfachnutzung bereits vorhandener, geschirmter Labore als Modenverwirbelungskammer. Dabei ist es jedoch von entscheidender Bedeutung, dass eine Mehrfachnutzung ohne zeitaufwändige Umrüstungen möglich ist; bereits im geschirmten Labor befindliche Geräte dürfen die Hohlraumresonanzgüte der Schirmstruktur nicht unzulässig stark bedämpfen. Des Weiteren dürfen die zum Betrieb als Modenverwirbelungskammer notwendigen Einrichtungen die ursprüngliche Nutzung des Labors nicht beeinflussen.

In der vorliegenden Arbeit werden daher verschiedene gütebeeinflussende Parameter von Modenverwirbelungskammern und die Möglichkeit der Mehrfachnutzung geschirmter Labore auf Basis ihrer Hohlraumresonanzgüte untersucht.

1 EIGENSCHAFTEN EINER MODENVERWIRBELUNGSKAMMER

Als Modenverwirbelungskammer wird eine geschirmte Kabine bezeichnet, die allgemein mit einem mechanischen Rührer ausgestattet ist, der die Randbedingungen und somit die Verteilung des elektromagnetischen Feldes innerhalb der Kammer verändert (verwirbelt) [25]. Grundlage der Modenverwirbelungskammer ist ein multimodaler Hohlraumresonator, wie er zum Beispiel mithilfe einer Schirmkabine realisiert werden kann. Bei Anregung mit einer festen Frequenz, die oberhalb der ersten Resonanzfrequenz liegt, bilden sich zum Teil stark ortsabhängige Feldverteilungen aus. Durch leichte Veränderung der Randbedingungen kann unter gewissen Vorraussetzungen die Lage dieser Feldmaxima bei konstanter Frequenz verschoben werden, sodass sich statistisch homogene und isotrope Felder erzeugen lassen. Diese können dann zum Beispiel für EMV-Untersuchungen genutzt werden. Im Folgenden werden die zum Verständnis der Modenverwirbelungskammer notwendigen Grundlagen am Beispiel eines quaderförmigen Hohlraumresonators erläutert. Es werden neben den etablierten, mechanischen Veränderungen der Randbedingungen auch alternative Verfahren beleuchtet. Des Weiteren wird der Feldhomogenitätsbegriff beschrieben sowie einige Prüfungen in der Modenverwirbelungskammer hinsichtlich ihrer Wirtschaftlichkeit untersucht.

1.1 Quaderförmige Hohlraumresonatoren

Ein an beiden Leitungsenden kurzgeschlossener Hohlleiter stellt einen Hohlraumresonator dar. Durch den beidseitigen Kurzschluss und die daraus resultierenden Reflektionen können sich bei entsprechender Länge stehende Wellen mit charakteristischen Feldkonfigurationen ausbilden [29]. Eine Schirmkabine ohne Absorber stellt physikalisch demnach einen Hohlraumresonator dar und bietet somit eine Möglichkeit zur Realisierung einer Modenverwirbelungskammer.

1.1.1 Feldgleichungen

Die Feldverteilungen und Resonanzbedingungen von Hohlraumresonatoren können aus den für Hohlleiter mit rechteckiger Grundfläche geltenden Feldgleichungen mithilfe der Maxwellschen Theorie und den tatsächlich vorherrschenden Randbedingungen abgeleitet werden.

1.1.1.1 Rechteckiger Hohlleiter

Unter der Annahme eines homogenen, isotropen, verlust- und raumladungsfreien, nichtleitfähigen Mediums mit einer Permeabilitätszahl μ_r und der Permittivitätszahl ε_r können die Maxwellschen Feldgleichungen in differenzieller Form wie folgt vereinfacht werden [30]:

$$\text{rot}\,\vec{H} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{1.1}$$

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\mu_r \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{1.2}$$

$$\text{div}\,\vec{E} = 0 \tag{1.3}$$

$$\text{div}\,\vec{H} = 0 \tag{1.4}$$

Hierbei ist E die elektrische und H die magnetische Feldstärke, ε_0 und μ_0 die elektrische bzw. magnetische Feldkonstante.

Nach Anwendung des Differenzialoperators rot auf Gleichung (1.2) und Tauschen der Reihenfolge der räumlichen und zeitlichen Differenziation (1.5) kann die magnetische Feldstärke H mithilfe der Gleichung (1.1) ersetzt werden (1.6):

$$\text{rot rot}\,\vec{E} = -\mu_r \mu_0 \text{rot}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\mu_r \mu_0 \frac{\partial}{\partial t}\text{rot}\,\vec{H} \tag{1.5}$$

$$\text{rot rot}\,\vec{E} = -\mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \tag{1.6}$$

Für kartesische Koordinaten gilt: $\text{rot rot}\,\underline{\vec{X}} = \text{grad div}\,\underline{\vec{X}} - \Delta\underline{\vec{X}}$ (mit Δ als Laplace-Operator). Somit kann Formel (1.6) umgeformt werden zu:

$$\text{grad div}\,\vec{E} - \Delta\vec{E} = -\mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \tag{1.7}$$

Da unter den oben genannten Vereinfachungen gilt $\text{div}\,\vec{E} = 0$ (1.3) folgt daraus die Wellengleichung für das elektrische Feld:

$$\Delta\vec{E} = \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \tag{1.8}$$

Analog lässt sich die Wellengleichung für das magnetische Feld ableiten:

$$\Delta\vec{H} = \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \tag{1.9}$$

Unter Einbeziehung der Wellenzahl *k*:

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \omega\sqrt{\mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{1.10}$$

mit der Kreisfrequenz ω, der Frequenz *f* und der Ausbreitungsgeschwindigkeit *c* der Welle im Medium können die Wellengleichungen für sinusförmige Größen *E* und *H* vereinfacht werden:

$$\Delta\underline{\vec{E}} = -k^2\,\underline{\vec{E}} \tag{1.11}$$

$$\Delta\underline{\vec{H}} = -k^2\,\underline{\vec{H}} \tag{1.12}$$

Der dreidimensionale Laplace-Operator kann in zwei Teile aufgespaltet werden:

$$\Delta\underline{\vec{E}} = \Delta_{xy}\underline{\vec{E}} + \frac{\partial^2 \underline{\vec{E}}}{\partial z^2} \tag{1.13}$$

Unter der Annahme, dass sich die Felder in *z*-Richtung ausbreiten, kann unter Zuhilfenahme der komplexen Ausbreitungskonstante $\gamma = jk_z$ das elektrische Feld wie folgt dargestellt werden:

$$\underline{\vec{E}} = \vec{E}_0 \cdot e^{j\omega t - \gamma z} \tag{1.14}$$

Somit kann die Gleichung (1.13) vereinfacht werden:

$$\Delta\underline{\vec{E}} = \Delta_{xy}\underline{\vec{E}} + \gamma^2\,\underline{\vec{E}} \tag{1.15}$$

Durch Kombination der Formeln (1.11) und (1.15) ergibt sich:

$$\Delta_{xy}\underline{\vec{E}} = -(\gamma^2 + k^2)\underline{\vec{E}} \tag{1.16}$$

Analog kann die Wellengleichung für das magnetische Feld umgestellt werden:

$$\Delta_{xy}\underline{\vec{H}} = -(\gamma^2 + k^2)\underline{\vec{H}} \tag{1.17}$$

Die in (1.16) und (1.17) aufgestellten Bedingungen müssen in allen dielektrischen Regionen eines Wellenleiters erfüllt sein. Zum Lösen der oben dargestellten Differenzialgleichungen werden diese für die *z*-Komponente der elektrischen und magnetischen Feldstärke unter Berücksichtigung der geltenden Randbedingung gelöst. Aus diesen Lösungen können dann unter Zuhilfenahme der Maxwellschen Gleichungen die Lösungen für die anderen Komponenten bestimmt werden.

Für die *z*-Komponente des elektrischen bzw. magnetischen Feldes müssen nach (1.16) und (1.17) die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

$$\Delta_{xy} E_z = \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} = -(\gamma^2 + k^2) E_z = -k_c^2 E_z \tag{1.18}$$

$$\Delta_{xy} H_z = \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} = -(\gamma^2 + k^2) H_z = -k_c^2 H_z \tag{1.19}$$

Mit Gleichung (1.10) folgt für k_c:

$$k_c^2 = \gamma^2 + k^2 = (jk_z)^2 + k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_x^2 + k_y^2 \tag{1.20}$$

Der in Abbildung 1.1 dargestellte Rechteckhohlleiter stellt an den die Wände beschreibenden Ebenen bei $x = 0$ und $y = 0$ sowie $x = a$ und $y = b$ eine in erster Nährung unendlich gut leitfähige Fläche dar, also muss die tangentiale Feldstärke E_z an diesen Stellen gleich null sein. Dies muss bei der Lösung der in (1.18) dargestellten Differenzialgleichung berücksichtigt werden. Zur Oberfläche S der Metallwände sei $\vec{n}$ der Normalenvektor. An der Oberfläche S muss für das magnetische Feld die Randbedingung $\left.\frac{\partial H_z}{\partial \vec{n}}\right|_S = 0$ erfüllt sein.

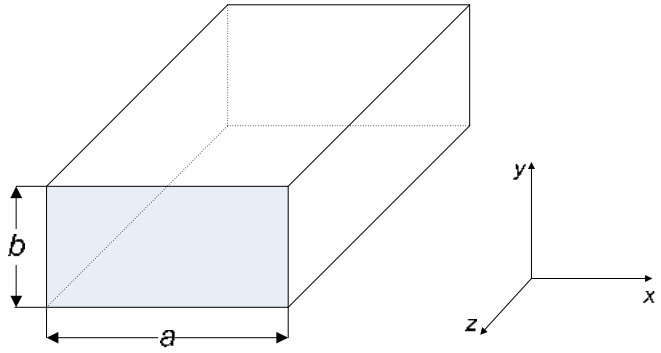


Abbildung 1.1: Rechteckhohlleiter in kartesischen Koordinaten und Wellenausbreitung in z-Richtung.

Aufgrund dieser beiden einzuhaltenden Randbedingungen ist eine so genannte transversal elektromagnetische (TEM) Welle in einem Rechteckhohlleiter nicht ausbreitungsfähig. Bei einer TEM-Welle sind die magnetische und elektrische Feldstärkekomponente in Ausbreitungsrichtung null. Die transversal elektrische (TE) Welle, bei der die elektrische Feldstärkekomponente in Ausbreitungsrichtung gleich null ist und die transversal magnetische (TM) Welle, bei der die magnetische Feldstärkekomponente in Ausbreitungsrichtung gleich null ist, sind jedoch beide ausbreitungsfähig, wie auch beliebige Kombinationen aus beiden Fundamentalmoden.

Für den TM-Modus ($H_z = 0$) lässt sich folgende Lösung herleiten:

$$E_z = A \sin(k_x x) \sin(k_y y) \tag{1.21}$$

Dabei sind A, k_x und k_y Konstanten. Um die Randbedingungen für das elektrische Feld zu erfüllen, muss gelten: $k_x a = m\pi$ und $k_y b = n\pi$ mit $n, m \in N$. Somit ergibt sich für die z-Komponente des elektrischen Feldes:

$$E_z = A\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \tag{1.22}$$

Dabei stellen a und b die Dimensionen des Rechteckhohlleiters dar (vgl. Abbildung 1.1). Die Lösung für den TE Modus ($E_z = 0$) ergibt sich analog zu:

$$H_z = B\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \tag{1.23}$$

Durch Umformen der Gleichungen (1.1) und (1.2) können die jeweils anderen Feldkomponenten in Abhängigkeit von E_z und H_z dargestellt werden, sodass die komplette Feldverteilung für rechteckförmige Hohlleiter berechnet werden kann:

$$E_x = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-jk_z\frac{\partial E_z}{\partial x} - j\omega\mu_0\mu_r\frac{\partial H_z}{\partial y}\right) \tag{1.24}$$

$$E_y = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-jk_z\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\mu_0\mu_r\frac{\partial H_z}{\partial x}\right) \tag{1.25}$$

$$H_x = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial E_z}{\partial y} - jk_z\frac{\partial H_z}{\partial x}\right) \tag{1.26}$$

$$H_y = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial E_z}{\partial x} - jk_z\frac{\partial H_z}{\partial y}\right) \tag{1.27}$$

1.1.1.2 Hohlraumresonator mit rechteckigem Querschnitt

Durch Kurzschließen der beiden Enden eines Hohlleiters mit einer ideal leitenden Platte bei $z = 0$ und $z = d$ kann ein Hohlraumresonator gebildet werden. In Abbildung 1.2 ist exemplarisch die Feldverteilung an der ersten Resonanzstelle dargestellt.

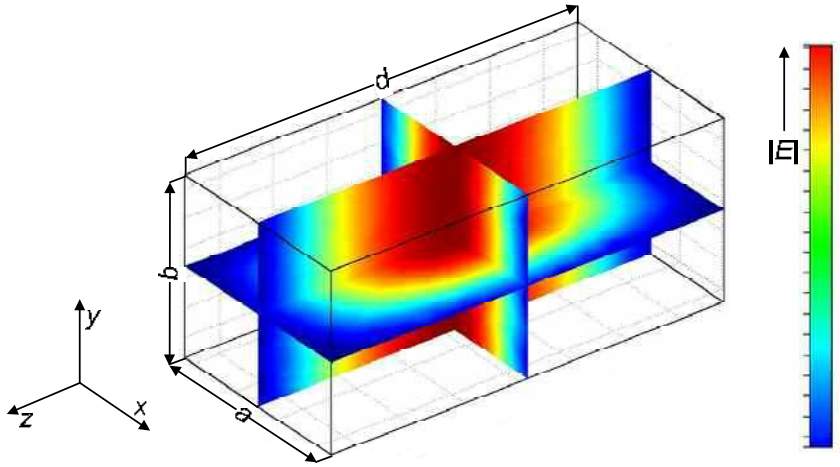


Abbildung 1.2: Numerisch berechnete *E*-Feldverteilung der ersten Resonanz eines quaderförmigen Hohlraumresonators mit den Abmessungen *a* x *b* x *d*.

Die Gleichungen für das elektrische und magnetische Feld des Hohlraumresonators können durch Addieren einer hin- und rücklaufenden Welle zu den *z*-Komponenten der Feldstärke im Rechteck-Hohlleiter ermittelt werden. Dabei ist zu beachten, dass an den jeweiligen Stirnseiten des Resonators, also bei $z = 0$ und $z = d$, die senkrecht auf der Fläche stehende Feldstärkekomponente H_z gleich null sein muss. Es ergibt sich dann für die TE-Mode [31]:

$$H_z = H_0 \cos(k_x x)\cos(k_y y)\sin(k_z z) \tag{1.28}$$

$$\Leftrightarrow H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{1.29}$$

H_0 ist die Amplitude des magnetischen Feldes, p ist wie m und n eine natürliche Zahl. Dabei darf höchstens eine der drei Variablen gleich null sein.

Somit ergeben sich nach den Gleichungen (1.24) - (1.27) für die anderen Feldkomponenten des TE-Modus ($E_z = 0$):

$$E_x = -j\frac{\omega\mu_0\mu_r}{k_c^2}\cdot\frac{\partial H_z}{\partial y} = j\frac{\omega\mu_0\mu_r}{k_c^2}\left(\frac{n\pi}{b}\right)H_0\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{1.30}$$

$$E_y = j\frac{\omega\mu_0\mu_r}{k_c^2}\cdot\frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\frac{\omega\mu_0\mu_r}{k_c^2}\left(\frac{m\pi}{a}\right)H_0\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{1.31}$$

$$H_x = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-jk_z\frac{\partial H_z}{\partial x}\right) = j\frac{1}{k_c^2}\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(\frac{m\pi}{a}\right)H_0\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{1.32}$$

$$H_y = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-jk_z\frac{\partial H_z}{\partial y}\right) = j\frac{1}{k_c^2}\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(\frac{n\pi}{b}\right)H_0\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{1.33}$$

Die Lösung der Differenzialgleichung für den TM-Modus ($H_z = 0$) ergibt:

$$E_z = E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{1.34}$$

Für die anderen Komponenten können über die Gleichungen (1.24) - (1.27) die folgenden Lösungen gefunden werden:

$$E_x = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-jk_z\frac{\partial E_z}{\partial x}\right) = -j\frac{1}{k_c^2}\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(\frac{m\pi}{a}\right)E_0\cos\left(\frac{m\pi}{a}\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}\right) \tag{1.35}$$

$$E_y = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-jk_z\frac{\partial E_z}{\partial y}\right) = -j\frac{1}{k_c^2}\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(\frac{n\pi}{b}\right)E_0\sin\left(\frac{m\pi}{a}\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}\right) \tag{1.36}$$

$$H_x = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial E_z}{\partial y}\right) = j\frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{k_c^2}\left(\frac{n\pi}{b}\right)E_0\sin\left(\frac{m\pi}{a}\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}\right) \tag{1.37}$$

$$H_y = \frac{1}{k_c^2}\cdot\left(-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial E_z}{\partial x}\right) = -j\frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{k_c^2}\left(\frac{m\pi}{a}\right)E_0\cos\left(\frac{m\pi}{a}\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}\right) \tag{1.38}$$

Ein Zahlentripel *n*, *m*, *p* bildet eine so genannte Mode. Die Feldverteilung eines rechteckförmigen Hohlraumresonators ist mit Gleichungen (1.29) - (1.37) durch Einsetzen der ganzzahligen Werte für *n*, *m* und *p* vollständig beschrieben.

Anschaulich ist *n* die Anzahl der Halbwellen des elektrischen bzw. magnetischen Feldes in *x*-Richtung, *m* und *p* geben die Anzahl der Halbwellen in *y*- bzw. *z*-Richtung an. Die resultierende Wellenzahl *k* ergibt sich nach (1.10):

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} = \frac{2\pi f}{c} \tag{1.39}$$

Durch Umstellung von (1.39) können die Eigen- bzw. Resonanzfrequenzen des Hohlraumresonators berechnet werden:

$$f_{res} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \tag{1.40}$$

Durch Einsetzen des Zahlentripels ergeben sich die Feldgleichungen für die jeweiligen Mode. Bei einem Resonator, für den gilt: $d > a > b$ (vgl. Abbildung 1.2), besitzt die TE_{101}-Mode nach (1.40) die niedrigste Resonanzfrequenz. Sie wird daher auch dominanter Mode des Resonators genannt. Wie aus den Gleichungen (1.29) - (1.38) ersichtlich wird, haben TE- und TM-Moden prinzipiell unterschiedliche Feldverteilungen, die jeweils unabhängig voneinander sind. Dies muss bei der Bestimmung der Modendichte berücksichtigt werden. Ob eine Mode überhaupt in einem Hohlraumresonator existent ist, hängt jedoch auch von der Position und Polarisation der anregenden Antenne ab.

1.1.2 Modenanzahl und -dichte

Die Anzahl N_M der möglichen Moden eines rechteckigen Hohlraumresonators nimmt mit zunehmender Indexgröße n, m, p und somit steigender Frequenz f zu (vgl. Formel (1.40)). Bei der Bestimmung der Modenanzahl unterhalb der Frequenz f mit Gleichung (1.40) ist zu beachten, dass für den Fall, dass einer der drei Indizes null ist, nur eine TE- oder TM-Mode existent ist, wohingegen für den Fall, dass alle drei Indizes ungleich null sind, sowohl eine TE-, als auch eine TM-Mode anregbar sind. Daher müssen bei der Bestimmung der möglichen Modenanzahl diese Stellen doppelt gezählt werden. Eine Auswertung der Ergebnisse erfordert also neben der Sortierung nach aufsteigender Resonanzfrequenz f_{res} auch eine Gewichtung und ist entsprechend aufwendig. Nach [20] und [32] kann die Anzahl der Moden bei einer bestimmten Frequenz f mithilfe eines geschlossenen Formelausdruckes abgeschätzt werden:

$$N_{\mathrm{M,\,app}} = \frac{abd}{3\pi^2}k^3 - \frac{a+b+d}{2\pi}k + \frac{1}{2} = \frac{8\pi}{3}abd\left(\frac{f}{c}\right)^3 - (a+b+d)\frac{f}{c} + \frac{1}{2} \qquad (1.41)$$

Dabei sind a, b und d die Raumabmessungen (vgl. Abbildung 1.2) und c die Lichtgeschwindigkeit im Medium des Hohlraumresonators.

Die Unterschiede zwischen Aufsummierung der über Formel (1.40) berechneten, exakten Resonanzstellenanzahl und der über (1.41) approximierten Modenanzahl sind marginal. In Abbildung 1.3 sind die beiden Kurven für die am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und EMV der Technischen Universität Dortmund vorhandene Modenverwirbelungskammer (MVK HSE) dargestellt.

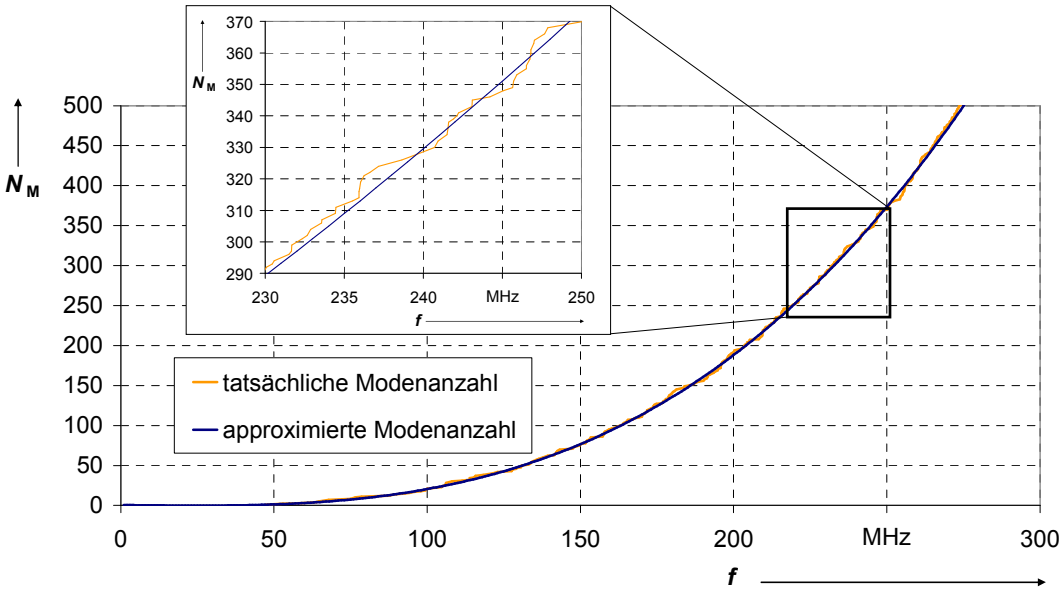


Abbildung 1.3: Exakte und über Formel (1.41) approximierte Modenanzahl unterhalb einer bestimmten Frequenz f in einem 3,53 m x 3,08 m x 7,38 m großen Hohlraumresonator.

Aus Abbildung 1.3 und Gleichung (1.41) wird ebenfalls ersichtlich, dass für höhere Mittenfrequenzen $\overline{f}$ die Anzahl der Moden pro Frequenzintervall Δf fester Breite stark zunimmt. Die Modendichte pro Frequenzintervall ist auch berechenbar, indem die Änderung der Modenanzahl an einer bestimmten Frequenz f durch Ableitung von (1.41) bestimmt wird:

$$\frac{dN_{\mathrm{M,\,app}}}{df} = 8\pi \cdot abd\,\frac{f^2}{c^3} - \frac{a+b+d}{c} \tag{1.42}$$

Um die Modendichte pro Frequenzintervall Δf zu erhalten, wird Gleichung (1.42) über selbiges integriert. Für kleine Integrationsintervalle gilt allgemein nach der Trapezregel [33]:

$$\int_{\bar{x}-\frac{\Delta x}{2}}^{\bar{x}+\frac{\Delta x}{2}} g(x)\mathrm{d}x \approx \Delta x \cdot \frac{g\left(\bar{x}+\frac{\Delta x}{2}\right)+g\left(\bar{x}-\frac{\Delta x}{2}\right)}{2} \tag{1.43}$$

Wird (1.43) für die Integration der Formel (1.42) angewendet, so ergibt sich die Modendichte D_{M} pro Frequenzintervall Δf an einer Mittenfrequenz $\overline{f}$:

$$D_{\mathrm{M}} = \int_{\bar{f}-\frac{\Delta f}{2}}^{\bar{f}+\frac{\Delta f}{2}} 8\pi \cdot abd\,\frac{f^2}{c^3} - \frac{a+b+d}{c}\mathrm{d}f \approx \frac{8\pi abd}{c^3}\left(\bar{f}^{\,2}+\left(\frac{\Delta f}{2}\right)^2\right)\Delta f \tag{1.44}$$

Für den Fall, dass die Mittenfrequenz $\overline{f}$ sehr viel größer ist als das betrachtete Frequenzintervall Δf lässt sich Gleichung (1.44) vereinfachen zu:

$$D_{\mathrm{M,\,app}} = 8\pi \cdot abd \cdot \Delta f\,\frac{\bar{f}^{\,2}}{c^3} \tag{1.45}$$

Die bisher hergeleiteten Formeln gelten für einen idealen, verlustfreien Resonator. Die Feldstärke würde an der Resonanzstelle unendlich hoch werden. Ein realer Hohlraumresonator ist jedoch verlustbehaftet, sodass das Feldmaximum beschränkt ist. Die Resonanzstelle hat ebenfalls eine spektrale Bandbreite, welche die endliche Güte Q eines Resonators beschreibt. Sie kann über die 3 dB-Bandbreite BW_{Q} an der Mitten- bzw. Resonanzfrequenz $\overline{f}$ bestimmt werden [29]:

$$Q = \frac{\bar{f}}{BW_{\mathrm{Q}}} \tag{1.46}$$

Für hohe Frequenzen ist es möglich, dass die Modendichte D_{M} so groß ist, dass eine oder mehrere Mittenfrequenzen benachbarter Resonanzstellen innerhalb der Resonanzbandbreite einer anderen Resonanz liegen. Die Moden überlappen also im Frequenzbereich, es entsteht ein multimodaler Resonator, der Grundlage für den Betrieb einer Schirmkabine als

Modenverwirbelungskammer ist. Durch Kombination der Gleichungen (1.45) und (1.46) ergibt sich die Modenanzahl $N(BW_Q)$ innerhalb der Resonanzbreite BW_Q:

$$N\left(BW_Q\right) = 8\pi \cdot abd \cdot \frac{\overline{f}^3}{c^3 Q} \tag{1.47}$$

Für den Betrieb eines Hohlraumresonators als Modenverwirbelungskammer ist eine minimale Modenanzahl- und dichte notwendig [18], [23], [24]. Zur Abschätzung der Nutzbarkeit von Hohlraumresonatoren als Modenverwirbelungskammer wird meistens auf die in [34] vorgestellte Bedingung verwiesen. Hiernach sollten bei der unteren nutzbaren Grenzfrequenz f_{LUF} eine minimale Modendichte von 1,5 Moden/MHz und mindestens 100 existente Moden vorhanden sein. Bei der am Lehrstuhl HSE vorhandenen Modenverwirbelungskammer (MVK HSE) sind diese Bedingungen ab einer Frequenz von 142 MHz (Modendichte) bzw. 163 MHz (Modenanzahl) erfüllt. Aus Formel (1.47) wird ersichtlich, dass zum Erreichen einer hohen Modenanzahl innerhalb der Resonanzbandbreite eine kleine Güte wünschenswert ist. Bei geringen Güten verringert sich jedoch die Feldüberhöhung an den Resonanzstellen, sodass ein Vorteil der Modenverwirbelungskammern verloren geht. Da eine Reduzierung der Kammergüte zum Beispiel durch das Einbringen HF-absorbierender Materialien jederzeit möglich ist, sollte bei der Auslegung einer Modenverwirbelungskammer immer auf eine hohe Güte Wert gelegt werden. Die tatsächliche, untere Grenzfrequenz der Kammer hängt jedoch noch von weiteren Einflussfaktoren ab und wird letztlich über die notwendige Feldhomogenität definiert (vgl. 1.2.5).

Bei ungünstiger Wahl der Seitenlängen a, b und d kann sich für unterschiedliche Indizes n, m und p in Formel (1.40) dieselbe Resonanzfrequenz ergeben. Bei kubischen Strukturen oder bei Kombinationen von ganzzahligen Vielfachen für eine oder mehrere Kantenlängen tritt die Mehrfachbelegung von Resonanzfrequenzen, die so genannte Modenentartung, besonders häufig auf. Dies ist für den Betrieb eines Hohlraumresonators als Modenverwirbelungskammer ungünstig, da es dann zu Sprüngen in der Modendichteverteilung kommt und ein Betrieb als multimodaler Resonator erst ab sehr viel höheren Frequenzen möglich ist. Daher ist bei der Konzeption einer Modenverwirbelungskammer darauf zu achten, dass die Kantenlängen möglichst keine Vielfachen voneinander bilden. Zur idealen Auslegung der Kantenlängen sei auf Abschnitt 2.3 verwiesen.

1.1.3 Resonanzverschiebung durch Änderung der geometrischen Randbedingungen

Die durch Gleichung (1.40) bestimmten Resonanzfrequenzen gelten für einen unbelasteten, idealen Hohlraumresonator. Durch Änderung der Randbedingungen ist eine Variation der Resonanzstellen möglich. Im theoretisch einfachsten Fall wird eine Kantenlänge, z.B. durch das Verschieben einer Seitenwand, variiert. Die Auswirkung dieser Längenänderung auf die spektrale Lage der Resonanzstelle ist in Abbildung 1.4 für einen Resonator mit den

Abmessungen der MVK HSE dargestellt. Dabei ist bei der Berechnung der ersten Resonanzfrequenz die Länge der Kammer im Bereich von 7,05 m bis 7,45 m variiert worden, was zu einer Resonanzverschiebung von 47,5 MHz zu 47 MHz führt. Außerdem ist die auf das Maximum normierte, berechnete Feldstärke bei unterschiedlichen Kammerlängen und einer angenommenen Güte von 400 dargestellt. Es ist eine deutliche Überlagerung der Resonanzstellen, auch bei geringfügigen Längenänderungen, erkennbar. In Abbildung 1.4 ist nur die erste Resonanzstelle der MVK HSE dargestellt. Die Verschiebung erfolgt jedoch auch an allen anderen Resonanzstellen, sodass es - eine hinreichende Modendichte vorausgesetzt - zu einer Anregung unterschiedlicher Resonanzen bei einer festen Frequenz kommen kann. Somit würde das Feldbild, je nach Länge der Kammer, bei einer festen Anregungsfrequenz erheblich geändert.

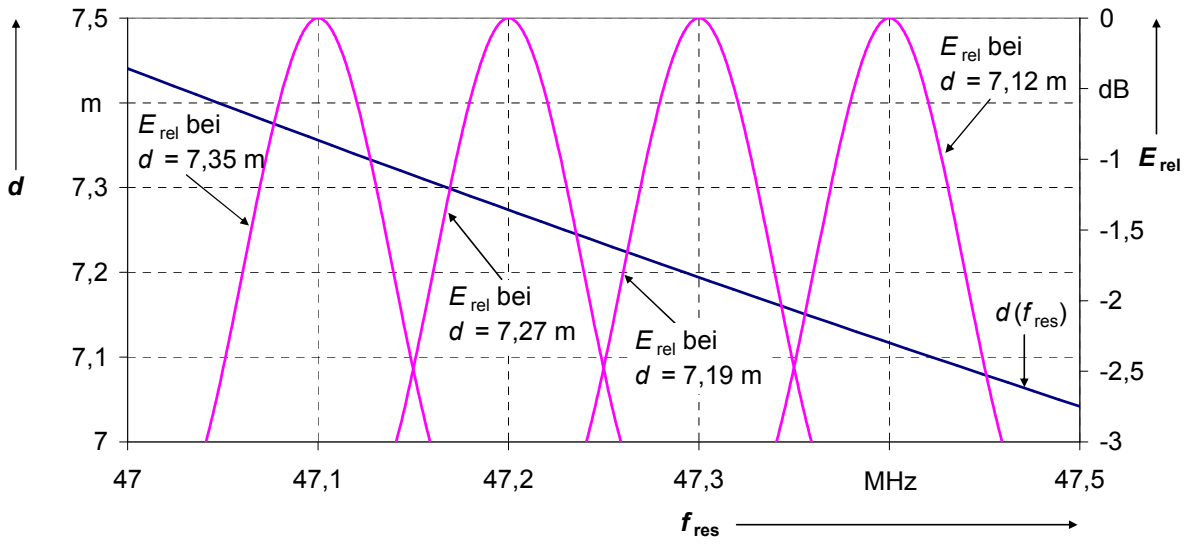


Abbildung 1.4: Abhängigkeit von Resonatorlänge d und Resonanzfrequenz f_{res} für die erste Resonanzstelle eines 3,53 m x 3,08 m x d großen Resonators. Die Frequenzabhängigkeit der auf ihr Maximum bezogenen Feldstärken E_{rel} sind auf Basis einer Resonatorgüte von 400 berechnet.

Diese Art der Randbedingungsänderung zur Modenverwirbelung ist praktisch kaum umsetzbar, sie wird aber häufig zur Modellierung von Modenverwirbelungskammern bei der numerischen Feldberechnung genutzt [35].

Ein ähnlicher Ansatz zur Veränderung der Randbedingungen wird bei der so genannten intrinsischen Modenverwirbelungskammer [36], [37] auch in der Praxis genutzt. Hierbei wird eine Schirmung aus flexiblem Außenmaterial aufgebaut. Durch leichte Bewegung der Außenhülle ändert sich die Geometrie des Hohlraumresonators und somit die Randbedingungen kontinuierlich. Die flexible Schirmung hat im Vergleich zu Schirmstrukturen aus massiven Blechen den Nachteil, dass die Schirmwirkung deutlich niedriger ist. Eine Simulation hoher Feldstärken in sensibler Umgebung ist somit mit einer solchen Modenverwirbelungskammer nicht möglich.

Für Resonatoren aus massiven Materialien wird überwiegend ein so genannter Modenrührer zur Veränderung der Randbedingung genutzt. Dieser sollte, für den Betrieb des Hohlraumresonators als Modenverwirbelungskammer, möglichst asymmetrisch aufgebaut sein (vgl. Abschnitt 1.2). Ein Beispiel für einen in einen Hohlraumresonator eingebrachten Modenrührer ist in Abbildung 1.5 gegeben.

Abbildung 1.5: Asymmetrischer Modenrührer sowie Sende- und Empfangsantenne in der MVK HSE.

Die Veränderung der Resonanzbedingungen kann auch messtechnisch gezeigt werden. Dabei wird ein mit einem Modenrührer versehener Hohlraumresonator mit einer geeigneten Antenne angeregt. Eine zweite Antenne dient zur Feldstärkemessung innerhalb der Kammer. Die Übertragungsfunktion S_{21}, gemessen zwischen diesen beiden Antennen, gibt Aufschluss über das Resonanzverhalten.

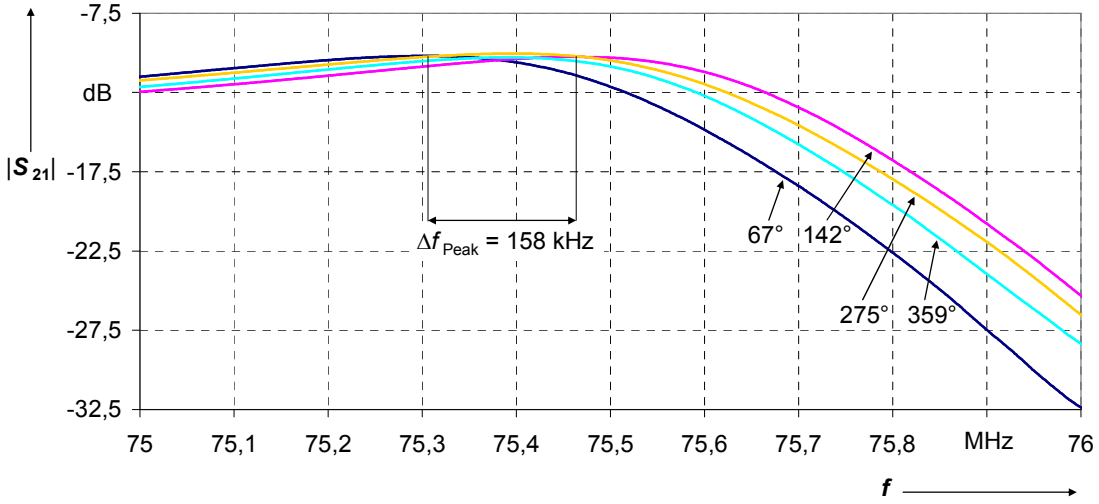


Abbildung 1.6: Gemessener Betrag der Übertragungsfunktion S_{21} von zwei in die MVK HSE eingebrachten Antennen bei unterschiedlichen Rührerpositionen.

Der am HSE vorhandene Resonator hat seine erste Resonanzfrequenz bei ca. 47,2 MHz. Der Durchmesser des eingebrachten Modenrührers beträgt 1 m, was bei der ersten Resonanz einer

elektrischen Länge von ca. 0,15 λ entspricht. Diese ist nicht ausreichend, um eine darstellbare Resonanzverschiebung zu erzielen. Daher ist in Abbildung 1.6 die Veränderung der Resonanzfrequenz für die 8. Mode bei einer Frequenz von ca. 75 MHz dargestellt. Für die Messung wird die Übertragungsfunktion für eine komplette Drehung des Modenrührers aufgenommen und die minimale bzw. maximale Resonanzfrequenz bestimmt. Exemplarisch sind neben den beiden Extrema noch zwei dazwischen liegende Kurven in Abbildung 1.6 aufgenommen. Es ist ein Frequenzversatz Δf_{Peak} von 158 kHz bei einer vollen Rührerdrehung festzustellen. Dieser niedrige Wert lässt zwar immer noch auf einen für diese Frequenzen relativ uneffektiven Rührer schließen, verdeutlicht aber dessen Funktionsweise. Bei Frequenzen mit besserem Rührerwirkungsgrad können keine Einzelresonanzen mehr erkannt werden, da dort bereits ein multimodaler Resonator vorliegt.

1.2 Nutzbarkeit von Modenverwirbelungskammern als EMV-Prüfeinrichtung

Der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte multimodale Resonator kann, wenn die Randbedinguneng veränderbar sind, als Modenverwirbelungskammer und somit als EMV-Prüfeinrichtung genutzt werden. Hierfür sind jedoch bestimmte Anforderungen insbesondere bezüglich der Feldhomogenität zu erfüllen.

1.2.1 Anforderungen an eine EMV-Prüfeinrichtung

Eine ideale Prüfumgebung für EMV-Störfestigkeitsuntersuchungen beaufschlagt den Prüfling unabhängig von seiner Einkopplungscharakteristik an jedem Ort mit derselben Prüffeldstärke. Bei Störemissionsuntersuchungen sollte, ebenfalls unabhängig von der Prüflingscharakteristik, die maximal emittierte Feldstärke gefunden werden. Um diese Forderungen erfüllen zu können, muss das elektromagnetische Feld in allen Orientierungen und idealerweise auch aus allen Richtungen verfügbar bzw. erfassbar sein – eine isotrope Feldquelle ist notwendig.

In der EMV-Prüftechnik werden meist linear polarisierte, ebene Wellenfronten genutzt. Um die oben genannten Anforderungen erfüllen zu können, ist ein Drehen des Prüflings und die Änderung der Antennenpolarisation notwendig. Des Weiteren müssen die Umgebung reflexionsfrei und die Kopplungen zwischen Erreger- bzw. Empfangsantenne und Prüfling vernachlässigbar sein.

In der Praxis werden hierfür in der Regel entweder Absorberhallen [8], [11] oder transversal elektromagnetische (TEM-) Wellenleiter [13] genutzt. Dabei ist die Prüflingsgröße bei TEM-Wellenleitern streng nach oben limitiert, da es sonst zu einer starken Beeinflussung des Feldes durch den Prüfling kommt [38]. Bei Absorberhallen ist es schwierig, über den gesamten geforderten Frequenzbereich eine ausreichende Reflexionsdämpfung zu erreichen (siehe z.B. [39]).

In beiden Fällen wird die Feldhomogenität für Störfestigkeitsprüfungen in einer so genannten Gleichförmigkeitsebene bestimmt. In einer zuvor definierten Ebene wird die Gleichförmigkeit der erzeugten Wellenfront durch Messung der elektrischen Feldstärke an verschiedenen Punkten der Ebene bestimmt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass der Betrag der elektrischen Feldstärke und nicht die dominante Feldkomponente berücksichtigt wird. Mit diesem Verfahren ist es also nicht möglich, eventuelle Verfälschungen der Wellenfront zu erkennen. Des Weiteren ist die Homogenität nicht räumlich definiert.

Messungen der Störfestigkeit und vor allem der Störemission erfordern in Freiraum- oder Freifeldnachbildungen insbesondere für elektrisch große Prüflinge einen hohen Prüfaufwand [26]. Bei im Vergleich zur betrachteten Wellenlänge großen Prüflingen kann dieser eine starke Richtwirkung haben, sodass eine Einkopplung bzw. die Messung der maximalen Abstrahlung nur bei entsprechend feiner Auflösung der Prüflingspositionen möglich ist. Es erhöht sich also die Anzahl der notwendigen Messungen.

Bei der Messung in TEM-Wellenleitern sind mindestens drei verschiedene Prüflingspositionen erforderlich [13], wobei 12 Positionen empfohlen werden und zu einer geringeren Messabweichung führen [26]. Bei der Störemissionsmessung wird hier jedoch nicht die maximal emittierte Feldstärke E_{max} bestimmt, sondern die gesamte, vom Prüfling abgestrahlte Leistung P_{rad}. Über die maximale Direktivität $D_{max}(f)$ des Prüflings ist zwar eine Umrechnung von Leistung in Feldstärke theoretisch möglich, doch liegen in der Praxis hierfür meist keine exakten Werte vor. Um trotzdem die maximal emittierte Feldstärke angeben und vergleichen zu können, ist nach [13] mit einer Direktivität von 3 zu rechnen. In [26] zeigt sich jedoch, dass die erhaltenen Werte aus Feldstärkemessungen in Absorberkammern und den berechneten Werten der mithilfe von TEM-Wellenleitern bestimmten, gesamt abgestrahlten Leistung z. T. stark variieren.

Nach bisheriger Normenlage wird zur Bewertung der Störemission die maximal emittierte Feldstärke herangezogen [8], [9], [10]. Allerdings ist die Frage, welche Prüfgröße (E_{max} oder P_{rad}) die beste Einhaltung der EMV Schutzziele bei gleichzeitig hoher Reproduzierbarkeit der Messungen vor allem bei hohen Frequenzen garantiert, nicht abschließend geklärt.

Ein Drehen des Prüflings oder die Veränderung der Antennenpolarisation ist nicht notwendig; die Probleme bei großen Prüflingen können bei Vorhandensein einer isotropen Feldquelle eliminiert werden. Die Modenverwirbelungskammer stellt eine solche isotrope Feldquelle dar.

1.2.2 Aufbau und Funktionsprinzip

Bei einer Modenverwirbelungskammer handelt es sich um einen multimodalen Hohlraumresonator mit einer Einrichtung zur Feldhomogenisierung. Dies ist in den meisten Fällen ein asymmetrischer Rührer (vgl. Abbildung 1.5). Der Resonator sollte eine möglichst hohe Güte haben, um mit geringer Eingangsleistung hohe Feldstärken erreichen zu können bzw. eine

hohe Messdynamik bei Störemissionsmessungen zu erzielen. Eine hohe Güte kann zwar nach Formel (1.47) die Modenanzahl innerhalb einer Resonanzbandbreite reduzieren, eine Verringerung der Güte ist jedoch jederzeit durch Einbringen von absorbierendem Material einfach zu realisieren. Zur Güte von Modenverwirbelungskammern sei auf Abschnitt 2 verwiesen. Der prinzipielle Aufbau einer Modenverwirbelungskammer ist Abbildung 1.7 zu entnehmen.

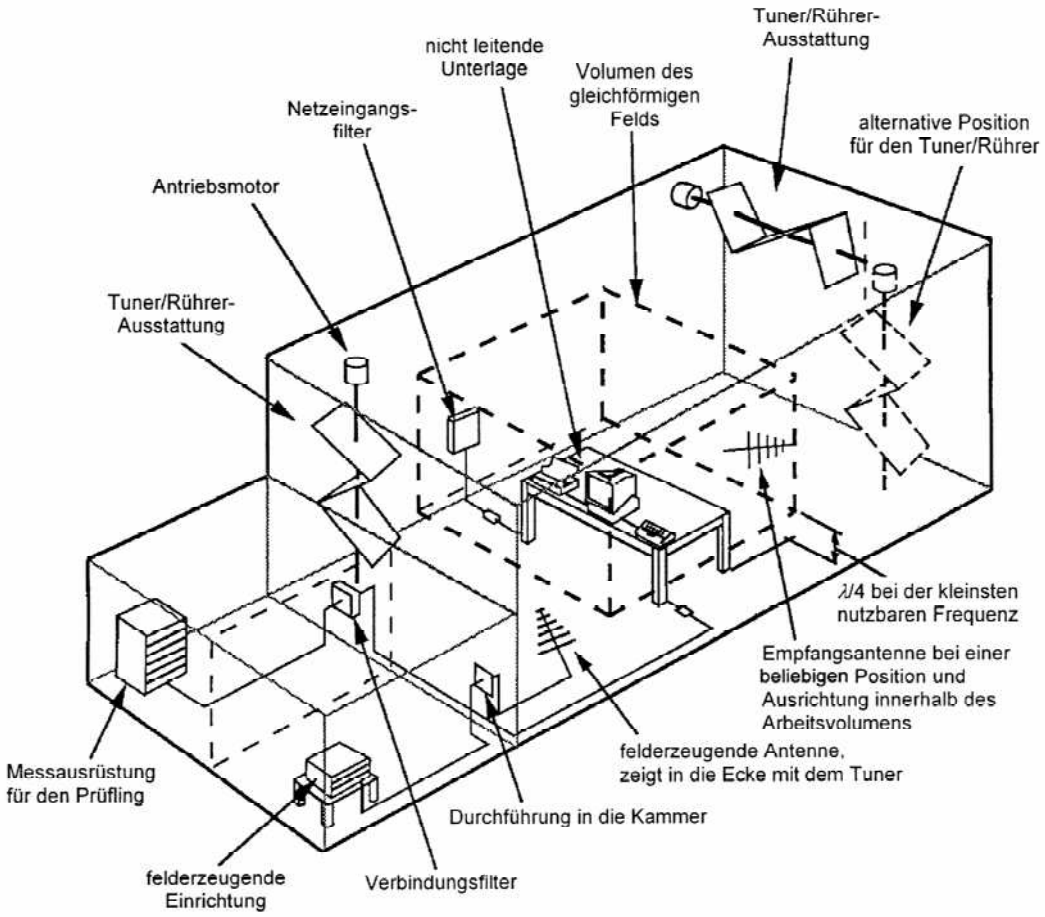
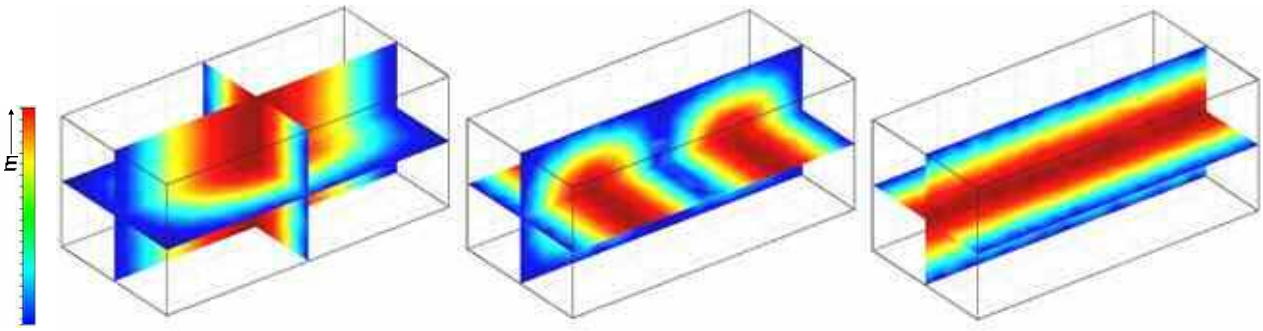


Abbildung 1.7: Aufbau einer Modenverwirbelungskammer (aus [25]). Zur Feldhomogenisierung können auch mehr als ein Rührer eingesetzt werden.

Unter bestimmten Vorraussetzungen kann mit diesem Aufbau eine für EMV-Anwendungen nutzbare, isotrope, homogene Feldquelle realisiert werden. Dies kann sowohl anschaulich, als auch mathematisch erklärt werden.

Wie in Abschnitt 1.1.3 gezeigt, kann mithilfe eines in die Kammer eingebrachten Modenrührers die Resonanzfrequenz einzelner Resonanzstellen verschoben werden. Ist die Modendichte D_M hinreichend groß und der Rührer effektiv genug, können bei einer festen Anregungsfrequenz f unterschiedliche Resonanzen mit verschiedenen Feldkonfigurationen angeregt werden. In Abbildung 1.8 sind beispielhaft die simulierten E-Feldverteilungen einer der ersten drei Resonanzstellen innerhalb der leeren MVK HSE dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen,

dass sich die Feldverteilungen, vor allem was die Lage der Feldstärkemaxima angeht, stark von Resonanz zu Resonanz ändern.



a) 47,2 MHz b) 63,8 MHz c) 64,6 MHz

Abbildung 1.8: Mit FEMLab simulierte E-Feldverteilung der 1. (a), 4. (b) und 5. (c) Resonanzstelle eines ideal leitfähigen, unbeladenen, 3,53 m x 3,08 m x 7,28 m großen Hohlraumresonators. Es sind nur die Beträge der Feldstärke dargestellt.

Die in Abbildung 1.8 b) und c) dargestellten Resonanzstellen liegen spektral so dicht beisammen, dass, bei endlicher Resonatorgüte, beide Resonanzstellen auch ohne Modenrührer gleichzeitig angeregt werden können. Dies ist beim multimodalen Hohlraumresonator bei jeder Frequenz der Fall, sodass hier durch einen eingebrachten Modenrührer zum einen die Gewichtung der Feldverteilungen bei einer festen Anregungsfrequenz wie auch die Anzahl der anregbaren Moden verändert werden können. Unter Berücksichtigung der räumlich stark unterschiedlichen Feldverteilung ist es somit vorstellbar, dass bei einer festen Anregungsfrequenz und hinreichender Variation der Randbedingung an jedem Punkt eines Prüfvolumens eine maximale Feldstärke erzielt werden kann, die gleich oder zumindest sehr ähnlich der maximal auftretenden Feldstärkewerte an einem räumlich benachbarten Punkt des Prüfvolumens ist. Diese Zustände können selbstverständlich nicht zeitgleich stattfinden, da hierzu eine Veränderung der Randbedingungen notwendig ist. Allerdings kann auf diese Weise sichergestellt werden, dass bei einer hinreichenden Anzahl von Randbedingungsvariationen an jedem Punkt des Prüfvolumens mindestens einmal die für die Prüfung geforderte, maximale Feldstärke auftritt. Es werden innerhalb eines Zyklus von Messungen mit unterschiedlichen Randbedingungen nicht nur in einer Gleichförmigkeitsebene, sondern sogar innerhalb eines definierten Volumens gleichförmige, also homogene Felder erzeugt.

In Abbildung 1.8 ist die räumliche Verteilung der Feldstärkebeträge dargestellt. Je nach Resonanz sind unterschiedliche Feldstärkekomponenten dominant, sodass es sich bei einer Überlagerung dieser Felder insgesamt nicht nur um betragsmäßig homogene Felder handelt, sondern diese auch Anteile in allen Raumrichtungen besitzen. Man spricht daher auch von homogenen, isotropen Feldern. Diese homogenen, isotropen Felder erfüllen die in Abschnitt 1.2.1 aufgestellten Bedingungen an eine ideale Prüfumgebung. Sie beaufschlagen den Prüfling unabhängig von seiner Einkoppelcharakteristik an jedem Ort mit derselben Feldstärke.

Es ist auch möglich, die Feldquelleneigenschaften einer Modenverwirbelungskammer mithilfe eines statistischen Modells zu beschreiben. An dieser Stelle sei jedoch darauf verzichtet und auf erläuternde Literatur verwiesen (z.B. in [18], [23], [24], und [25]).

Aufgrund der Reziprozität sind die Eigenschaften des homogenen, isotropen Feldes auch für den Fall der Störaussendungsprüfung in der Modenverwirbelungskammer gültig. Wegen der Isotropie der Felder gehen allerdings sämtlichen Richtungsinformationen des Abstrahlverhaltens verloren, die direkte Bestimmung der maximal emittierten Feldstärke ist daher nicht möglich. Wie bei den Messungen in TEM-Wellenleitern ist die ermittelte Messgröße die gesamte, vom Prüfling abgestrahlte Leistung. Ein Vergleich von Störemissionsmessungen in der Modenverwirbelungskammer und aus Absorberkammern ist nur über eine, mit den bereits erläuterten Problemen behaftete, Umrechnung möglich. Im Gegensatz zur Messung in Absorberhallen wird in Modenverwirbelungskammern aber das gesamte Störpotenzial sicher erfasst.

1.2.3 Modenrührer und deren Effektivität

Eine möglichst effektive Veränderung der Randbedingungen und eine daraus resultierende starke örtliche Verschiebung der Feldmaxima und -minima innerhalb des Prüfvolumens ist für das Erreichen der Feldhomogenität erforderlich. Dies kann nur mithilfe eines effektiven Rührers erzielt werden. Es ist offensichtlich, dass der Rührer keine Symmetrien aufweisen sollte, da sich sonst die Randbedingungsverhältnisse während einer Rührerdrehung wiederholen würden und somit nicht das gesamte, zur Verfügung stehende Variationsspektrum genutzt wird [23]. Allerdings existieren unterschiedliche Empfehlungen, einen Rührer möglichst effektiv zu gestalten. Er sollte in jedem Fall eine Länge von ca. $\lambda/2$ bei der zur betrachtenden Wellenlänge λ besitzen [21]. Neuere Untersuchungen zeigen, dass vor allem der Durchmesser des Modenrührers entscheidend ist [40], [41]. Dies hat den Vorteil, dass die Rührer nicht zwingend vom Boden zur Decke der Modenverwirbelungskammer reichen müssen und somit bei Rührern, die unter der Decke montiert sind, mehr Prüfvolumen zur Verfügung gestellt werden kann. In [40] wird auf Basis von Messergebnissen aus 98 Rührer – Kammerkombinationen ein empirisch basiertes, normiertes und somit einheitenfreies Modell zur Rührerauslegung erarbeitet. Als Zielfrequenz wird die Frequenz f_{200} gewählt, bei der der Rührer 200 unabhängige Feldkonfigurationen ermöglicht. Es ergibt sich die folgende Formel:

$$F = \exp(6{,}91) \cdot H^{-0{,}43} D^{0{,}09} A^{0{,}69} B^{-0{,}07} \tag{1.48}$$

Dabei ist F die normalisierte Frequenz ($F = f_{200} \frac{d_s}{c_0}$), die Größen H, D, A und B sind die auf den Rührerdurchmesser d_s bezogene Höhe des Rührers, sowie die ebenfalls auf d_s bezogene Kammerlänge, -breite und -höhe. Somit ist es während der Konstruktionsphase möglich, die Dimensionen des Rührers, welche zur Erreichung möglichst vieler, unabhängiger Feldkonfigurationen notwendig sind, abzuschätzen.

Der in Formel (1.48) zugrunde gelegte Wert von 200 unabhängigen Feldkonfigurationen ist ein recht hoher Wert, es würde auch eine weitaus niedrigere Anzahl ausreichen, um ein homogenes, isotropes Prüffeld zu erhalten (s. [25]). Die Frequenz f_N, für die N unabhängige Feldkonfigurationen erreichbar sind, kann berechnet werden zu [40]:

$$f_N = f_{200} \frac{N}{200} \tag{1.49}$$

Soll eine Modenverwirbelungskammer für EMV-Prüfungen genutzt werden, müssen die in Abschnitt 1.2.5 erläuterten Kriterien der Feldhomogenität eingehalten werden. Die Überprüfung der homogenen Feldverteilung ist jedoch sehr zeitintensiv, sodass diverse Verfahren zur schnelleren Evaluierung der Rührereffektivität entwickelt worden sind. Eine einfach zu ermittelnde Größe, die eine erste Aussage zur Rührereffektivität zulässt, ist die *Stirring Ratio*. Hierbei werden die maximale und die minimale an einem festen Raumpunkt ermittelte Feldstärke in einer Modenverwirbelungskammer bei einer Rührerdrehung ins Verhältnis gesetzt. Nach [21] sollte mindestens ein Wert von 20 dB erreicht werden.

Eine ausführliche Beschreibung verschiedener, statistischer Verfahren zur Effektivitätsbestimmung ist in [42] gegeben. Exemplarisch wird im Folgenden der Autokorrelationskoeffizient r behandelt. Für die Bestimmung ist der Rührerwinkel mit möglichst kleiner Diskretisierung zu verändern und die jeweilige Feldstärke bei konstanter Eingangsleistung aufzunehmen. Anschließend wird die Korrelation der Feldstärkewerte über den Rührerwinkelversatz β bestimmt [25]:

$$r = \frac{\frac{1}{n}\sum_{i}^{n}\left(\left(E(i)-\overline{E}\right)\cdot\left(E(i+\beta)-\overline{E}\right)\right)}{\sigma^2} \tag{1.50}$$

Dabei ist n die Anzahl der Rührerschritte, β der Versatz zwischen den betrachteten Reihen, $E(i)$ die elektrische Feldstärke bei Rührerposition i, $\overline{E}$ der Mittelwert der elektrischen Feldstärke über eine komplette Rührerdrehung und σ^2 das Quadrat der Standardabweichung (Varianz) der elektrischen Feldstärke über eine Rührerdrehung. Es wird jede räumliche Komponente der Feldstärke separat betrachtet. Der Autokorrelationskoeffizient ist ein Maß für die Ähnlichkeit der Feldverteilung bei unterschiedlichen Rührerstellungen. Nach [25] kann man von statistisch unabhängigen Feldverteilungen ausgehen, wenn der Betrag von r kleiner 0,36 ist. Aus dem Rührerwinkelversatz β, für den $|r| < 0{,}36$ ist, kann die Anzahl der unabhängigen Feldkonfigurationen abgeschätzt werden.

In Abbildung 1.9 ist der Autokorrelationskoeffizient für die *y*-Komponente (vgl. Abbildung 1.2) der elektrischen Feldstärke in der MVK HSE dargestellt. Die Auswertungen für die *x*- und *z*-Komponente sehen ähnlich aus. Für 200 MHz ist ab einen Versatz von 7° die Bedingung $|r| < 0{,}36$ erfüllt, es sind also gut 50 unabhängige Feldkonfigurationen zu erwarten.

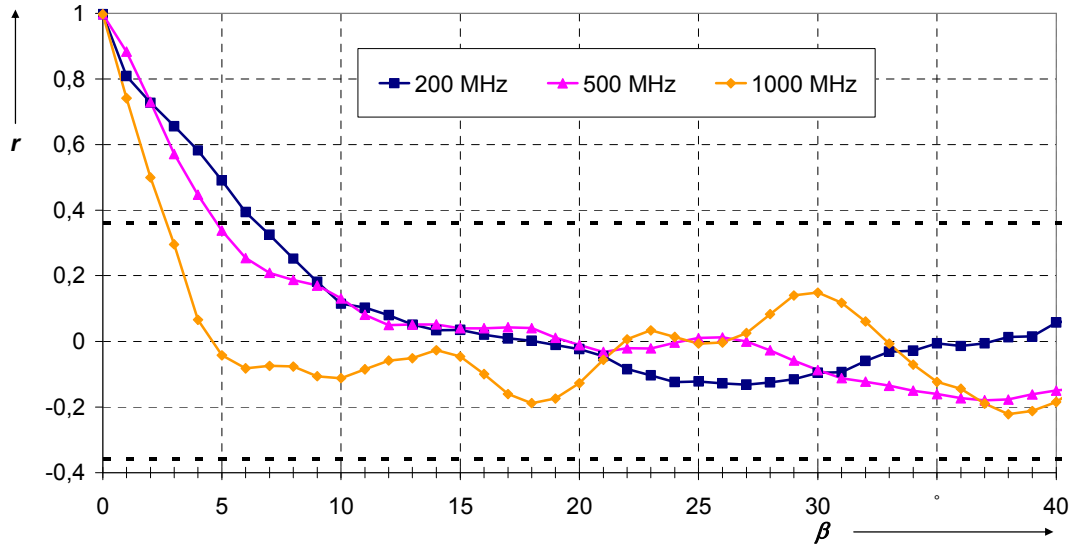


Abbildung 1.9: Autokorrelationskoeffizient r in Abhängigkeit des Rührerwinkelversatzes β für die *y*-Komponente der elektrischen Feldstärke bei unterschiedlichen Frequenzen, bestimmt für die am HSE vorhandene Modenverwirbelungskammer. Auch für β größer 40° bleibt $|r| < 0{,}36$.

1.2.4 Betriebsarten

Eine Modenverwirbelungskammer mit mechanischem Modenrührer kann in zwei unterschiedlichen Betriebsmodi genutzt werden. Beim *Mode-Tuned*-Betrieb wird der Rührer vor der Messung in eine feste Orientierung gebracht und verbleibt dort. Die Messwerte werden dann bei stehendem Rührer aufgenommen. Anschließend wird die Orientierung des Rührers schrittweise verändert. Die Feldverteilung am Ort des Prüflings bleibt während der Messung konstant und wird schrittweise variiert. Somit können auch Prüflinge mit langen Reaktionszeiten sicher getestet werden. Eine weitere Möglichkeit stellt der *Mode-Stirred*-Betrieb dar. Hier wird der Modenrührer kontinuierlich gedreht, die Resoanzbedingungen ändern sich also stetig. Dies hat zur Folge, dass sich auch die Feldstärke entlang des Prüflings in Abhängigkeit der Drehgeschwindigkeit des Rührers kontinuierlich verändert. Ein Prüfling mit langen Reaktionszeiten wird evtl. zu kurz mit der maximalen Prüffeldstärke beaufschlagt, um reagieren zu können. Diese Betriebsart setzt also eine relativ genaue Prüflingskenntnis bezüglich dessen Zeitverhalten voraus. Des Weiteren muss die verwendete Messtechnik eine ausreichend kurze Reaktionszeit aufweisen.

1.2.5 Feldhomogenität in Modenverwirbelungskammern

Für die Nutzbarkeit einer Modenverwirbelungskammer als EMV-Prüfumgebung ist die Einhaltung des in [25] definierten Feldhomogenitätskriteriums erforderlich. Aufgrund der bereits erläuterten Unterschiede im Vergleich zu etablierten EMV-Prüfverfahren, die in der Regel mit deterministischen, ebenen Wellenfronten arbeiten, wird die Feldhomogenität in der Modenverwirbelungskammer über das gesamte Prüfvolumen betrachtet. Ferner wird die Feldhomogenität über die Standardabweichung der Feldstärkekomponenten definiert, was gleichzeitig eine Aussage bezüglich der Messunsicherheit zulässt.

Zur Bestimmung der Feldhomogenität werden an den acht, das Volumen des gleichförmigen Feldes beschreibenden Punkten (vgl. Abbildung 1.7) die *E*-Feldstärkekomponenten während einer kompletten Rührerdrehung aufgenommen. Dabei sind mindestens die in Tabelle 1.1 angegebene Anzahl an statistisch unabhängigen Messwerten, also Rührerpositionen mit unterschiedlichen Feldkonfigurationen, einzuhalten. Sollte die Messung im *Mode-Stirred*-Betrieb durchgeführt werden, sind entsprechend viele Werte pro Rührerdrehung aufzunehmen, im *Mode-Tuned*-Betrieb müssen mindestens die entsprechende Anzahl an Rührerpositionen angesteuert werden. Ferner soll die Feldhomogenität mindestens an den genannten Frequenzstellen geprüft werden.

Tabelle 1.1: Mindestanforderungen für die experimentelle Bestimmung der Feldhomogenität [25]

Frequenzbereich	***Anzahl der Messwerte***	***Anzahl der Frequenzschritte***
f_s – 3 f_s	50	20
3 f_s – 6 f_s	18	15
6 f_s – 10 f_s	12	10
> 10 f_s	12	20/Dekade

Die Frequenz f_s beschreibt die Startfrequenz, also die kleinste Frequenz, die für Prüfungen in der untersuchten Modenverwirbelungskammer genutzt werden soll. Normalerweise wird die niedrigste nutzbare Frequenz f_{LUF} als Startfrequenz gewählt. Die Frequenzschritte sind logarithmisch zu verteilen.

Für jede sich aus Tabelle 1.1 ergebende Kombination aus Frequenz und Rührerstellung unterhalb 10 f_s ist die Feldstärke an jedem der acht Raumpunkte mit einer isotropen Feldsonde bei konstanter Eingangsleistung P_{Input} aufzunehmen. Für höhere Frequenzen reichen 3 Raumpunkte aus. Eine isotrope Feldsonde, welche die Feldstärke in allen drei Raumrichtungen gleichzeitig aufnimmt, ist notwendig, da die Feldhomogenität für jede Komponente des elektrischen Feldes zu betrachten ist. Es ist für jeden der Raumpunkte der jeweils maximale Wert je Feldkomponente und Frequenz während eines Zyklus mit veränderlichen Randbedingungen aufzunehmen ($E_{max\ x,y,z}$). Daher sind je Frequenz 8 x 3 = 24 *E*-Feldstärkewerte auszuwerten. Die so ermittelten Werte sind auf P_{Input} zu normieren, um evtl. auftretende Schwankungen der Leistung zu eliminieren. Aus den 8 je Raumachse erhaltenen, normierten,

maximalen Feldstärkewerten $\overleftrightarrow{E}_{\mathrm{x,y,z}} = \frac{E_{\max\, x,y,z}}{\sqrt{P_{\mathrm{Input}}}}$ wird der Mittelwert pro Achse $\left\langle \overleftrightarrow{E}_x \right\rangle$, $\left\langle \overleftrightarrow{E}_y \right\rangle$ und $\left\langle \overleftrightarrow{E}_z \right\rangle$ wie auch aller 24 Werte $\left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle_{24}$ gebildet. Hieraus kann die empirische Standardabweichung σ der Feldstärke an den n betrachteten Stellen im Prüfvolumen bestimmt werden:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} \left(\overleftrightarrow{E}_i - \left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle \right)^2}{n-1}} \tag{1.51}$$

Formel (1.51) ist für alle drei Raumrichtungen x, y und z sowie für alle 24 vorliegenden Werte zu bestimmen. Es ergeben sich also 4 Standardabweichungen, die jeweils durch die Normierung auf den Mittelwert in dB ausgedrückt werden können:

$$\sigma\big|_{dB} = 20 \log \left(\frac{\sigma + \left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle}{\left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle} \right) \tag{1.52}$$

Die Kammer erfüllt das Homogenitätskriterium, wenn die Standardabweichung aller drei Feldstärkekomponenten, wie auch des gesamten Datensatzes, innerhalb der in Tabelle 1.2 gegebenen Bereiche liegt.

Tabelle 1.2: Anforderungen an die maximale Standardabweichung der elektrischen Feldstärke in Modenverwirbelungskammern (nach [25])

Frequenzbereich	***Maximal zulässiges σ***
80 MHz bis 100 MHz	4 dB
100 MHz bis 400 MHz	linear von 4 dB (100 MHz) auf 3 dB (400 MHz) fallend
oberhalb 400 MHz	3 dB

Die in Tabelle 1.2 geforderten Bedingungen dürfen an drei Frequenzen je Oktave die für die Standardabweichung zulässigen Werte um bis zu 1 dB überschreiten. In Abbildung 1.10 sind die für die Kammer am HSE ermittelten Werte dargestellt. Die Feldhomogenitätsbedingung ist erfüllt, da es nur eine Überschreitung gibt. Oberhalb von 1 GHz ist aufgrund des Funktionsprinzips einer Modenverwirbelungskammer zu erwarten, dass die Kriterien der Feldhomogenität auch hier erfüllt werden.

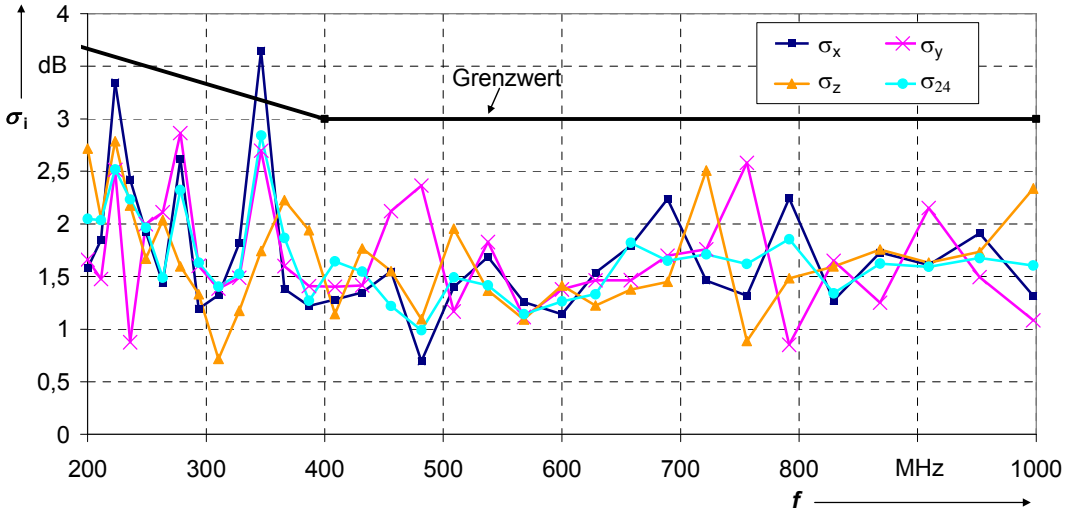


Abbildung 1.10: Standardabweichung der einzelnen *E*-Feldstärkekomponenten sowie des gesamten Datensatzes in der Modenverwirbelungskammer am HSE.

Bei den etablierten EMV-Prüfumgebungen wird nach dem Substitutionsprinzip vorgegangen, das heißt, dass das Prüffeld erst in der Prüfumgebung eingestellt wird und im Anschluss daran der Prüfling eingebracht wird. Eventuelle Rückwirkungen des Prüflings auf das Feld sind Bestandteil der Prüfung. In einer Modenverwirbelungskammer kann der Prüfling den Resonator unter Umständen stark bedämpfen. Es wird also in das Funktionsprizip der Feldquelle Modenverwirbelungskammer direkt eingegriffen; die Prüffeldstärke mit eingebrachtem Prüfling kann erheblich unterhalb der geforderten Werte liegen. Die Beladungseffekte müssen durch eine entsprechend höhere Sendeleistung ausgeglichen werden. Des Weiteren besteht die Gefahr, dass die Kammer durch zu große Prüflinge überladen wird, die Resonatorgüte also nicht mehr ausreicht, um den Anforderungen gerecht zu werden. Daher ist im Rahmen der Feldhomogenitätsüberprüfung auch eine Beladungskontrolle notwendig, bei der die Kammer z. B. mithilfe von Absorbermaterial so stark beladen wird, dass das Feldhomogenitätskriterium gerade noch erfüllt wird. Sollte dieser Beladungszustand durch das Einbringen eines Prüflings überschritten werden, so kann die Prüfung nicht durchgeführt werden.

1.3 Prüfungen in Modenverwirbelungskammern und deren Wirtschaftlichkeit

Modenverwirbelungskammern eignen sich für alle Formen gestrahlter EMV-Prüfungen. Dies sind im Wesentlichen die Messung der gestrahlten Störemission und -festigkeit, sowie die Bestimmung der Schirmdämpfung von Gehäusen und Kabeln. Im Folgenden sollen die Möglichkeiten und Grenzen der Modenverwirbelungskammer auch unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten aufgezeigt werden.

1.3.1 Investitionskosten

Die Einrichtungskosten einer Modenverwirbelungskammer liegen im Vergleich zu Absorberhallen deutlich niedriger. Aufgrund des Verzichts auf Absorber fallen nicht nur die Kosten für diese weg, sondern es kann auch ein vergleichbares Prüfvolumen mit deutlich kleineren Schirmstrukturen erreicht werden. Dies beeinflusst neben den Investitionskosten natürlich auch die indirekten Kosten wie Miete und sonstige Raumkosten.

Im Vergleich zu Absorberhallen sind die erzielbaren Feldstärken bei Störfestigkeitstests aufgrund der Resonanzüberhöhung bei vergleichbarer Leistung deutlich höher. Dies reduziert maßgeblich die Investitionskosten bzw. ermöglich überhaupt erst extrem hohe Feldstärken, wie sie etwa in der Kfz- oder Luftfahrtindustrie gefordert werden. In Abbildung 1.11 sind die notwendigen Verstärkerleistungen für Störfestigkeitstest in der MVK HSE mit einer Größe von 3,53 m x 3,08 m x 7,28 m sowie einer vergleichbaren Freiraumnachbildung mit einer Messstrecke von 3 m dargestellt.

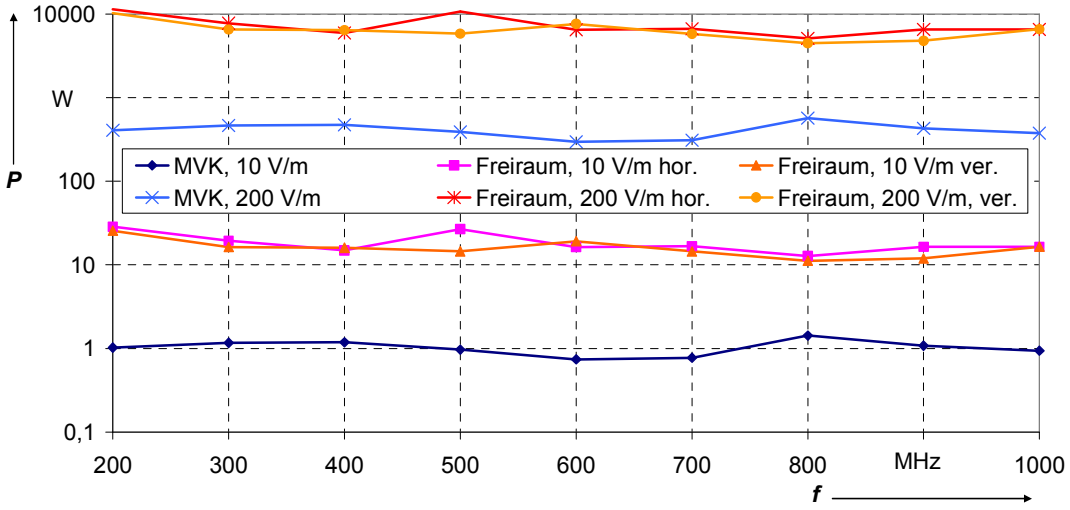


Abbildung 1.11: Benötigte Leistung für EMV-Störfestigkeitsuntersuchungen in einer Modenverwirbelungskammer und einer Freiraumnachbildung mit 3 m Messstrecke.

Für die Prüfung in Modenverwirbelungskammern sind immer zwei Antennen vorzuhalten, die auch nicht aus dem Aufbau entfernt werden können. Nach [25] ist bei jeder Veränderung der felderzeugenden Einrichtung, zu der auch die Antennen gehören, eine neue Feldhomogenitätsüberprüfung durchzuführen. Die Antennen können also, im Gegensatz zur Freiraumnachbildung, nicht bei Nichtgebrauch der Modenverwirbelungskammer in anderen Laboren eingesetzt werden. Daher liegen die in Tabelle 1.3 angegebenen Kosten hierfür leicht höher als in der Freiraumnachbildung. Aufgrund des Funktionsprinzips der Modenverwirbelungskammer gehen die Richtungsinformationen und somit die Antennenkenngrößen wie Gewinn und Antennenfaktor verloren. Für die Nutzbarkeit ist einzig eine hohe Antenneneffektivität notwendig, sodass keine aufwendigen und kostenintensiven Kalibrierungen notwendig sind und durchaus Selbstbauantennen verwendet werden können [43]. Die sonstigen, für übliche EMV-Prüfungen benötigten Messmittel wie Feldsonde, Signalgenerator, Richtkoppler,

Leistungsmessgeräte und Messempfänger unterscheiden sich nicht. Eine Gegenüberstellung der für den Betrieb notwendigen Investitionen ist auf Basis von im Jahr 2006 eingeholten Angeboten in Tabelle 1.3 gegeben. Zur Dimensionierung werden Störfestigkeitsprüfungen bis 10 V/m und 4 GHz angenommen. Die angegeben Stundensätze sind unter der Annahme einer Abschreibungsdauer von 10 Jahren, einem Zinssatz von 10% sowie einer 80%igen Auslastung bei Zweischichtbetrieb (15 h) ohne Miet- und Zusatzkosten berechnet.

Tabelle 1.3: Investitionskosten für verschiedene EMV-Prüfeinrichtungen und daraus ermittelte Stundensätze

	Modenverwirbelungs-kammer am HSE	***Freiraumnachbildung mit 3 m Messstrecke***
Halle	78.000 €	420.000 €
Verstärker	19.200 €	72.000 €
Antennen	16.400 €	13.200 €
Sonstige Messmittel	149.100 €	149.100 €
Summe	**262.700 €**	**654.300 €**
Stundensatz	**13 €/h**	**32 €/h**

Die in Tabelle 1.3 angegebenen Werte beziehen sich auf die reinen Investitionskosten, es sind keine Kosten für Wartung, Kalibrierung und Ähnliches enthalten. Des Weiteren ist zu bedenken, dass die zugrunde gelegte Modenverwirbelungskammer erst ab ca. 200 MHz genutzt werden kann. Zur Abdeckung des kompletten, für gestrahlte EMV-Prüfungen vorgesehen Prüfbereiches ab 30 MHz [8] - [11] müssen noch zusätzliche Einrichtungen vorgehalten werden, wie zum Beispiel eine TEM-Zelle. Diese ist jedoch nur für entsprechend kleine Prüfobjekte nutzbar. Eine Modenverwirbelungskammer, die ab 30 MHz genutzt werden könnte, erfordert erheblich größere Abmessung. Die Modenverwirbelungskammer am Institut für EMV der TU Braunschweig hat z.B. eine untere Grenzfrequenz von 80 MHz bei einer Größe von 11,0 m x 7,6 m x 7,1 m [18]. Erst bei einer projektierten Hallengröße von 23 m x 21 m x 25 m liegen bei 30 MHz nach Formel (1.41) 101 Moden vor, die Modendichte beträgt nach Gleichung (1.45) 10,1 Moden/MHz, sodass bei effektiver Verwirbelung ein Betrieb als Modenverwirbelungskammer realisierbar erscheint. Die Investitionskosten solch einer Halle lägen weitaus höher. Auch die Mittel für die notwendigen Hochfrequenzverstärker müssten erheblich aufgestockt werden, da die notwendige Leistung vom Volumen der Modenverwirbelungskammer abhängig ist (vgl. Abschnitt 2.2.1 und 3.2). Aus investitionsbedingter Sicht stellt eine Modenverwirbelungskammer also nur eine sinnvolle Ergänzung vorhandener Messmethoden im Frequenzbereich oberhalb 100 MHz dar.

1.3.2 Notwendige Prüfzeiten

Die Wirtschaftlichkeit von EMV-Prüfungen wird neben den Investitionskosten maßgeblich von den mit den Prüfzeiten verbundenen Personalkosten beeinflusst. Aufgrund der

unterschiedlichen Funktionsprinzipien können sich die Prüfzeiten in Absorberräumen und der Modenverwirbelungskammer maßgeblich unterscheiden.

In jedem Fall muss bei EMV-Prüfungen in Modenverwirbelungskammern eine Beladungskontrolle und Kurzkalibrierung stattfinden, um den Einfluss des Prüflings auf die Kammereigenschaften während der Messung ausgleichen zu können. Im Gegensatz zu Absorberhallen ist also im Rahmen der Prüfungsvorbereitung hierfür Zeit einzuräumen. Diese Überprüfung kann normalerweise im *Mode-Stirred*-Betrieb durchgeführt werden, sodass hierfür weniger als 5 Minuten einzuplanen sind.

Bei der Störfestigkeitsprüfung in Absorberräumen sind durch Prüflingsdrehungen (6 Positionen) und den unterschiedlichen Polarisationen (horizontal und vertikal) 12 Messungen pro Frequenz notwendig. Da es sich bei der Modenverwirbelungskammer um eine isotrope Feldquelle handelt, sind hier Drehungen des Prüflings oder Veränderungen der Antennenpolarisation nicht notwendig. Es muss aber, abhängig von der Frequenz, eine Mindestanzahl an Messungen durchgeführt werden (vgl. Tabelle 1.1), um homogene Felder zu erreichen. Im Fall der MVK HSE sind bis 1,2 GHz (6 f_s) mehr Messungen notwendig, als bei vergleichbaren Messungen in der Absorberhalle. Im Bereich bis 600 MHz (3 f_s) verlängert sich die Prüfzeit mindestens um den Faktor 4, von 600 MHz bis 1,2 GHz um den Faktor 1,5. In der Regel werden, aufgrund der Reaktionszeiten der vorhandenen Messtechnik, Störfestigkeitsuntersuchungen im *Mode-Tuned*-Betrieb durchgeführt. Um gleich bleibende Randbedingungen zu erhalten, darf der Modenrührer während der Messung nicht mechanisch schwingen, es ist also nach jedem Verstellen des Rührerwinkels eine Ausschwingzeit einzuhalten. Im Gegensatz zu Messungen in Absorberhallen entfallen jedoch die Umrüstzeiten bei der Positionierung des Prüflings. Je nach Peripheriebeschaltung der Prüflinge können die Umrüstzeiten deutlich oberhalb der Ausschwingzeiten liegen.

Der Mehrbedarf an Prüfzeit bei Störfestigkeitsuntersuchungen im unteren nutzbaren Frequenzbereich einer Modenverwirbelungskammer lässt den Einsatz einer Modenverwirbelungskammer in diesem Bereich unwirtschaftlich erscheinen. Allerdings sind die erreichbaren Feldstärken erheblich höher als in Absorberhallen, wo unter Umständen die benötigten Feldstärken nicht erzeugt werden können. Für Frequenzen größer 6 f_s hingegen sind die Prüfzeiten in Modenverwirbelungskammer und Absorberhallen sehr ähnlich, sodass hier die deutlich niedrigenre Investitionskosten auch insgesamt zu einer Kostenersparnis führen.

Bei der Überprüfung der Störemissionen eines Prüflings muss stärker differenziert werden. In Absorberhallen, egal ob Freiraum- oder Freifeldnachbildung, muss zum Teil sehr aufwendig die maximal vom Prüfling emittierte Feldstärke gesucht werden. Neben einer erhöhten Unsicherheit kann dies zu sehr langen Prüfzeiten führen, gerade bei elektrisch großen Prüflingen. Bei der Überprüfung in der Modenverwirbelungskammer wird in jedem Fall die gesamte, vom Prüfling abgestrahlte Leistung erfasst; die Prüfzeit ist nicht von der Maximumsuche abhängig. Ein direkter Vergleich der Prüfzeiten ist daher nur schwer möglich.

Allerdings ist der Zeitbedarf für die in Absorberhallen üblicherweise durchgeführten Vormessungen mit 4 verschiedenen Prüflingsorientierungen, zwei Antennenpolarisationen und in der Freifeldnachbildung notwendigen Antennenhöhenscans bereits höher, als der Zeitbedarf einer kompletten Störemissionsmessung in der Modenverwirbelungskammer. Je nach Prüflingseigenschaften kann hier die Störaussendungsmessung durch den Einsatz des *Mode-Stirred*-Verfahrens zusätzlich beschleunigt werden. Aus wirtschaftlichen Gesichtspunkten scheint ein Einsatz der Modenverwirbelungskammer sehr sinnvoll, da neben den geringeren Investitionskosten auch kürzere Prüfzeiten anfallen. Aufgrund der in Abschnitt 1.2.1 erläuterten Schwierigkeiten bei der Umrechnung der Messgrößen P_{rad} in $E_{\max}$ und der bisherigen, normativen Verankerung der Bezugsgröße $E_{\max}$ ist die Akzeptanz der aus den Messungen in der Modenverwirbelungskammer erhaltenen Messergebnisse allerdings vergleichsweise gering.

Die Messung der Schirmdämpfung von Kabeln und Gehäusen lässt sich hervorragend in Modenverwirbelungskammern realisieren, da es sich hierbei um Vergleichsmessungen handelt. Die bei Störemissionsmessungen vorhandenen Probleme der Vergleichbarkeit zwischen unterschiedlichen Umgebungen entfallen, wohingegen der Geschwindigkeitsvorteil der Modenverwirbelungskammer erhalten bleibt. Da das Zeitverhalten der Quelle selbst gesteuert werden kann, ist eine Durchführung der Messungen im *Mode-Stirred*-Betrieb möglich. Bei Nutzung effizienter Verfahren kann ein zusätzlicher Geschwindigkeitsgewinn gegenüber etablierten Verfahren erreicht werden [44].

1.4 Alternative Feldhomogenisierung in Modenverwirbelungskammern

Für den Betrieb einer Modenverwirbelungskammer ist eine effektive Änderung der Randbedingungen zur Feldhomogenisierung notwendig. Hierfür gibt es neben den vorgestellten und üblicherweise genutzten mechanischen Möglichkeiten auch Alternativen ohne mechanische Beeinflussung. Diese können vor allem bei einer Mehrfachnutzung geschirmter Labore oder bei beengten Platzverhältnissen sinnvoll sein. Im Folgenden werden zwei Alternativen aufgezeigt.

1.4.1 Frequency-Stirring

Wird ein multimodaler Hohlraumresonator nicht mit einem monofrequenten oder schmalbandig modulierten Signal, sondern mit einem breitbandigen Signal bzw. mehreren Frequenzen innerhalb eines Intervalls Δf angeregt, können ohne mechanische Veränderungen ebenfalls mehrere Resonanzstellen angeregt werden. Dieses Verfahren wird *Frequency-Stirring* genannt [45].

Nachteilig hierbei ist, dass keine Prüfung an diskreten Frequenzen möglich ist, wie sie üblicherweise gefordert wird. Allerdings eignet sich dieses Verfahren durchaus zur Überprüfung der elektromagnetischen Verträglichkeit, vor allem bei mehrfach genutzten geschirmten Laboren. So überprüft der Flugzeughersteller Boeing seine Flugzeuge in einem metallischen Flugzeughangar mit diesem Verfahren [46]. Eine Absorberhalle oder sonstige etablierte Verfahren sind für das Gesamtsystem Flugzeug aufgrund der Größe der Prüflinge nicht anwendbar. Die einzige Alternative stellt der Freifeldversuch dar. Hierbei müssen aber Maßnahmen ergriffen werden, um eine Beeinflussung der Umgebung zu unterbinden. Die Firma Bluetest nutzt eine Kombination aus *Frequency-Stirring* und mechanischer Modenverwirbelung, um u. a. die Antenneneffektivität von Mobilfunkgeräten zu überprüfen [28].

1.4.2 Source-Stirring

Eine weitere, elektronische Alternative zur Veränderungen der Randbedingungen stellt die Veränderung der Anregungsquelle, das *Source-Stirring* [47], [48] dar. Hierbei wird entweder die Position und Polarisation der Erregerantenne verändert oder ein Multiantennenarray zur Felderzeugung genutzt [49].

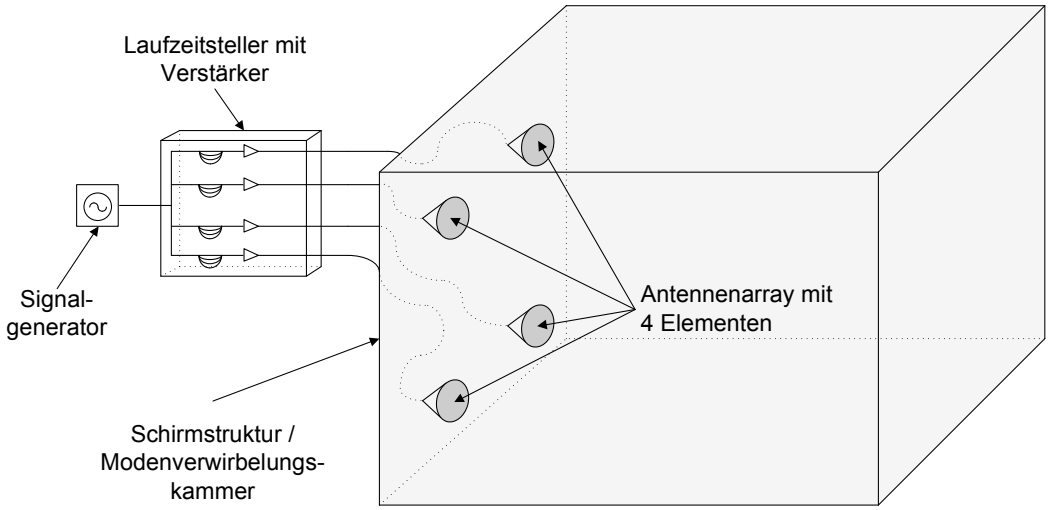


Abbildung 1.12: *Source-Stirring* mithilfe eines Antennenarrays mit Phasensteuerung und Leistungsanpassung für jede Antenne. Die unterschiedlichen Antennenzuleitungslängen sind bei der Auslegung der Laufzeitsteller unbedingt zu beachten.

Bei der Verwendung eines Antennenarrays (vgl. Abbildung 1.12) kann über die Phasenlage der einzelnen Antennen das Abstrahlverhalten so geändert werden, dass wie beim Verändern der Lage der Antenne die Gewichtung der unterschiedlichen anregbaren Moden derart verändert wird, dass letztlich die Feldhomogenitätskriterien erfüllt werden. Die Nutzung eines Antennenarrays hat den Vorteil, dass bereits vor der Installation exakte Berechnungen zur Auslegung des Systems durchgeführt werden können. Außerdem ist die Reproduzierbarkeit der Randbedingungen um ein Vielfaches höher als bei der mechanischen Modenverwirbelung oder der Platzierung der Antennen. Des Weiteren kann ein Umschalten zwischen den

einzelnen Zuständen schneller erfolgen, als bei mechanischen Verfahren. Eine Ausschwingzeit ist ebenfalls nicht einzuhalten, sodass sich unter Umständen erhebliche Geschwindigkeitsvorteile ergeben. Bisher liegen aber zur Nutzbarkeit von Antennenarrays nur simulatorische Ergebnisse vor [49]; Experimente mit beweglichen Antennen zeigen jedoch viel versprechende Resultate [48].

2 EINFLUSSFAKTOREN AUF DIE GÜTE UND DARAUS RESULTIERENDE DESIGNPARAMETER

Die Güte eines Resonators ist ein wichtiger Parameter zur Beschreibung und Berechnung des Resonators. Maßgebliche Faktoren wie die Bandbreite und die Resonanzüberhöhung sind mit der Güte verknüpft. Bei multimodalen Resonatoren, wie bei der Modenverwirbelungskammer, kann zur messtechnischen Bestimmung der Güte nicht mehr auf das bekannte Verfahren der 3 dB Bandbreite zurückgegriffen werden, da eine eindeutige Zuordnung der Signale im genutzten Frequenzbereich aufgrund der hohen spektralen Modendichte nicht mehr möglich ist. Es wird daher der Begriff des zusammengesetzten Gütefaktors zur Qualifizierung von Modenverwirbelungskammern genutzt [20]. Im Folgenden wird der Begriff des zusammengesetzten Gütefaktors in Modenverwirbelungskammer erklärt und der Zusammenhang zwischen der Güte und der erreichbaren Feldstärke in Modenverwirbelungskammern erläutert. Daraus können gewisse Forderungen für die geometrische Auslegung von Modenverwirbelungskammern aufgestellt werden. Abschließend werden unterschiedliche Messverfahren zur Bestimmung der Güte vorgestellt und einige gütebeeinflussende Designparameter untersucht.

2.1 Definition des zusammengesetzten Gütefaktors in Modenverwirbelungskammern

Die Güte schwingungsfähiger System ist nach IEC definiert als „das Maß der Schärfe einer Resonanz eines Systems, bestimmt über das Produkt aus 2π und dem Quotient der maximalen, gespeicherten Energie und der Verlustenergie während eines Zyklus“ [50]. Dies lässt sich zusammenfassen zu:

$$Q = 2\pi \cdot \frac{W_{\text{gesp}}}{W_{\text{Verlust}}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\text{gesp}}}{\frac{1}{f} \cdot P_{\text{netto}}} = 2\pi f \cdot \frac{W_{\text{gesp}}}{P_{\text{netto}}} \tag{2.1}$$

Hierbei ist W_{gesp} die maximale, gespeicherte Energie des Systems, W_{Verlust} die Verlustenergie während eines Zyklus, f die zu betrachtende Frequenz und P_{netto} die zugeführte Leistung.

Im Falle eines mechanischen Pendels kann die oben genannte Definition wie folgt umgesetzt werden: Wird das Pendel bei seiner maximalen Auslenkung losgelassen, so liegt in diesem Fall die maximal gespeicherte Energie als potenzielle Energie vor. Befindet sich das Pendel nach einer viertel Periode in der Senkrechten, liegt keine potenzielle Energie mehr vor. Die gesamte, im System gespeicherte Energie ist zum einen Teil in Verlustenergie, z.B. durch Reibung des Pendels und zum normalerweise deutlich größeren Teil in kinetische Energie

gewandelt worden. Dabei ist anzumerken, dass Verluste in diesem Fall nur durch Reibung hervorgerufen werden können – also nur, wenn das Pendel in Bewegung ist.

Bis zum rechten Umkehrpunkt bei halber Periode wird die gespeicherte, als kinetische Energie vorliegende Energie wieder in potenzielle Energie und dabei ebenfalls anfallende Verlustenergie umgewandelt. Im Wendepunkt des Pendels hat dieses die Geschwindigkeit 0 – es liegt also keine kinetische Energie mehr vor. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis das Pendel wieder am linken Umkehrpunkt angelangt ist (s. Abbildung 2.1).

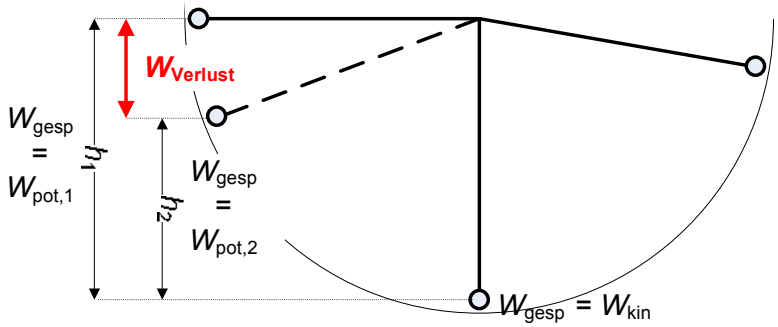


Abbildung 2.1: Energieformen in einem Pendel. Während einer Periode wird aufgrund der Reibungsverluste ein Teil der gespeicherten Energie in Wärme umgewandelt. Die zur Güteberechnung notwendige Verlustenergie ergibt sich aus der Differenz von $W_{\mathrm{pot},1}$ und $W_{\mathrm{pot},2}$.

Wird dem System keine Energie zugeführt, so kann die Verlustenergie während einer Periode durch die unterschiedliche Höhe h_2 des Pendels zu Anfang und am Ende einer Periode und der dadurch resultierenden Differenz an potenzieller Energie bestimmt werden. Über die Höhe h_1, in der das Pendel ursprünglich losgelassen worden ist, kann die zu Beginn im System gespeicherte, maximale Energie bestimmt werden. Somit sind die beiden zur Berechnung der Güte notwendigen Größen vorhanden:

$$Q_{\mathrm{Pendel}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\mathrm{gesp}}}{W_{\mathrm{Verlust}}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\mathrm{pot},1}}{W_{\mathrm{pot},1} - W_{\mathrm{pot},2}} = 2\pi \cdot \frac{h_1}{h_1 - h_2} \tag{2.2}$$

Dabei ist $W_{\mathrm{pot},1}$ die potenzielle Energie zu Beginn und $W_{\mathrm{pot},2}$ die potenzielle Energie am Ende einer Periode.

Für den aus diskreten Bauelementen aufgebauten, verlustbehafteten Schwingkreis aus einer Kapazität C, einer Induktivität L und einem Widerstand R gilt Ähnliches: Zu Beginn sei die gesamte elektromagnetische Energie des Systems in der elektrischen Feldenergie der Kapazität gespeichert. Der Strom I und somit die magnetische Feldenergie in der Induktivität ist gleich null. Bei der Verteilung der Energie von der Kapazität zur Induktivität fließt ein Strom I und die Spannung am Kondensator fällt, wohingegen sich durch den Strom in der Induktivität ein magnetisches Feld aufbaut. Für den Zeitpunkt des maximalen Stroms I_{max} ist die Spannung am Kondensator gleich null, die gesamte im System gespeicherte Energie liegt als magnetische Feldenergie in der Induktivität vor. Allerdings fließt der zum Aufbau des

magnetischen Feldes notwendige Strom ebenfalls durch den Widerstand R, sodass es hier zu einem zusätzlichen Spannungsabfall U_R kommt. Die nach einer viertel Periode im System vorhandene, magnetische Energie ist also entsprechend geringer, als die ursprünglich gespeicherte Energie. Allerdings kommt es nur für den Fall, dass Strom und Spannung vorliegen zu einer Umwandlung der gespeicherten Energie im Widerstand, also zu Verlusten. Innerhalb der nächsten viertel Periode baut sich aufgrund des Stromflusses von der Induktivität zur Kapazität erneut ein elektrisches Feld in der Kapazität auf, die Spannung am Kondensator steigt, bis der Strom erneut null ist. Der Betrag der Spannung ist entsprechend der auftretenden Verluste im Widerstand entsprechend geringer, als die ursprüngliche Ladespannung. Innerhalb der nächsten beiden viertel Perioden finden die oben beschriebenen Vorgänge erneut statt. Die Verlustenergie des Systems kann dann über die Differenz der ursprünglichen und der nach einer Periode vorhandenen Ladespannung (U_1 und U_2) am Kondensator bestimmt werden:

$$Q_{\text{Schwingkreis}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\text{gesp}}}{W_{\text{Verlust}}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\text{el},1}}{W_{\text{el},1} - W_{\text{el},2}} = 2\pi \frac{U_1^2}{U_1^2 - U_2^2} \tag{2.3}$$

Dies kann auf den Hohlraumresonator übertragen werden. Zu Beginn eines Zyklus liegt die gesamte, im System gespeicherte Energie z.B. in Form von elektrischer Feldenergie vor. Da kein magnetisches Feld vorhanden ist, existiert kein Poynting-Vektor, es liegt also nur reine Blindleistung vor. Nach einer Viertelperiode liegt die gesamte, gespeicherte Energie des Systems in Form von magnetischer Feldenergie vor; auch hier existiert aufgrund des fehlenden elektrischen Feldes kein Poynting-Vektor – es existiert in diesem Fall ebenfalls keine Wirkleistung. In der Phase der Umwandlung von reiner elektrischer Feldenergie in magnetische Feldenergie liegen beide Feldformen vor, es ist somit auch ein Poynting-Vektor vorhanden. Für den realen Fall der endlich leitfähigen Resonatorwände erfahren die notwendigen Wandströme einen Widerstand. In den Wänden wird Energie in Wärme umgewandelt. In diesem Fall zeigt eine Komponente des Poynting-Vektors in Richtung der Wand, in der die Energieumwandlung stattfindet. Dieser Verlustmechanismus ist ebenso während der anderen drei Viertel-Zyklen der stetigen Energiewandlung von magnetischer in elektrische Feldenergie wirksam. In den Phasen, in denen die im Resonator gespeicherte Energie in Form von magnetischer und elektrischer Energie vorliegt, kann dem System Energie entzogen werden. Die Güte kann dann über die elektrische Feldenergie zu Beginn ($W_{\text{el. Feld, 1}}$) und am Ende ($W_{\text{el. Feld, 2}}$) einer Periode berechnet werden. Hierbei ist allerdings die räumliche Feldverteilung zu beachten. Da diese sich jedoch während einer Periode nicht ändert, muss nur die Amplitude des E-Feldes betrachtet werden. Es ergibt sich die Güte des Hohlraumresonators für eine einzelne Resonanzstelle zu:

$$Q_{\text{Hohlraumresonator}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\text{gesp}}}{W_{\text{Verlust}}} = 2\pi \cdot \frac{W_{\text{el. Feld,1}}}{W_{\text{el. Feld, 1}} - W_{\text{el. Feld,2}}} = 2\pi \frac{E_1^2}{E_1^2 - E_2^2} \tag{2.4}$$

Im Falle eines multimodalen Resonators, wie er bei der Modenverwirbelungskammer vorliegt, existieren aufgrund des geringen spektralen Abstandes mehrere Moden gleichzeitig. Die Gewichtung und Art der angeregten Moden verändert sich bei der Variation der Randbedingungen, z.B. durch das Drehen eines mechanischen Modenrührers. Die im Resonator gespeicherte Energie W_{gesp} wie auch die im Resonator aufgrund der endlichen Leitfähigkeit umgewandelte Verlustenergie ändern sich somit auch bei konstanter Frequenz f. Die Verlustenergie ist dabei gleich der dem Resonator während einer Periode tatsächlich zugeführten Wirkleistung P_{netto}. Um die sich ändernden Randbedingungen in der Modenverwirbelungskammer berücksichtigen zu können, werden in Formel (2.1) die festen, gemessenen Werte P_{netto} und W_{gesp} durch die über eine Anzahl von N Rührerschritten gemittelten Werte $\overline{P_{\mathrm{netto}}}$ und $\overline{W_{\mathrm{gesp}}}$ ersetzt [18]:

$$Q = 2\pi f_{\mathrm{r}} \frac{\overline{W_{\mathrm{gesp}}}}{\overline{P_{\mathrm{netto}}}} \tag{2.5}$$

Die mittlere Energiedichte $\overline{w}$ des elektrischen Feldes kann aufgrund der in der Modenverwirbelungskammer vorherrschenden Isotropie des Feldes berechnet werden zu:

$$\overline{w} = \varepsilon_0 \overline{E^2} \tag{2.6}$$

Die Integration der mittleren Energiedichte über das Volumen V ergibt die mittlere, im Volumen der Modenverwirbelungskammer gespeicherte Feldenergie:

$$\overline{W_{\mathrm{gesp}}} = V \varepsilon_0 \overline{E^2} \tag{2.7}$$

Daraus ergibt sich mit Verwendung der Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{f}$ eine Güte von:

$$Q = \frac{V \cdot \overline{E^2}}{60\,\Omega \cdot \lambda \cdot \overline{P_{\mathrm{netto}}}} \tag{2.8}$$

Wird vereinfachend angenommen, dass die endliche Leitfähigkeit der einzige in der Modenverwirbelungskammer wirksame Verlustmechanismus ist, kann Gleichung (2.8) weiter vereinfacht werden. Nach [51] ergibt sich der Anteil der Verlustleistung P_{Wand} pro Anteil der Wandfläche A_{K} in der Mittelung über N Rührerschritte zu:

$$\frac{\partial \overline{P_{\mathrm{Wand}}}}{\partial A_{\mathrm{K}}} = \frac{2\omega\delta_{\mathrm{s}}\mu_{\mathrm{r}}\overline{w}}{3} \tag{2.9}$$

Dabei ist δ_{s} die Skineindringtiefe des verwendeten Metalls. Diese ist über die Leitfähigkeit κ des Materials definiert als [29]:

$$\delta_s = \sqrt{\frac{1}{f\pi\mu_0\mu_r\kappa}} \tag{2.10}$$

Die gesamte, in den Wänden der Modenverwirbelungskammer umgesetzte Verlustleistung ergibt sich durch Integration der Gleichung (2.9) über die gesamte Wandfläche der Kammer. Wird die Energiedichte $\overline{w}$ durch Gleichung (2.6) ersetzt, so ergibt sich die in den Kammerwänden umgesetzte Verlustleistung zu:

$$\overline{P_{\mathrm{Wand}}} = \frac{2\omega\delta_s\mu_r\varepsilon_0\overline{E^2}}{3}\cdot A_K \tag{2.11}$$

Unter der Annahme, dass nur die Wandverluste die Güte des Resonators beeinflussen, kann die Güte einer Modenverwirbelungskammer durch Einsetzen von Gleichung (2.11) in Gleichung (2.8) berechnet werden zu [18]:

$$Q_{\mathrm{Wand}} = \frac{3}{2}\frac{V}{\delta_s\mu_r A_K} \tag{2.12}$$

Bei den für den Bau von Modenverwirbelungskammern üblicherweise verwendeten Blechen ist das μ_r entweder über den gesamten Frequenzbereich (z. B. bei Kupfer) oder bei den betrachteten hohen Frequenzen gleich 1.

Neben der oben aufgezeigten, energetisch betrachteten Herleitung der Güte kann nach [52] für die Güte für jeden einzelne Mode einer Modenverwirbelungskammer unter der Annahme, dass Verluste nur durch die endliche Leitfähigkeit der Wände hervorgerufen werden, berechnet werden:

$$Q_{0np}^{\mathrm{TE}} = \frac{Z_O abdk^3}{2R_O\left(bdk^2 + 2adk_y^2 + 2abk_z^2\right)} \tag{2.13}$$

$$Q_{m0p}^{\mathrm{TE}} = \frac{Z_O abdk^3}{2R_O\left(adk^2 + 2bdk_y^2 + 2abk_z^2\right)} \tag{2.14}$$

$$Q_{mnp}^{\mathrm{TE}} = \frac{Z_O abdk_{xy}^2 k^3}{4R_O\left(bd\left(k_{xy}^4 + k_y^2k_z^2\right) + ad\left(k_{xy}^4 + k_x^2k_z^2\right) + abk_{xy}^2k_z\right)} \tag{2.15}$$

$$Q_{mn0}^{\mathrm{TM}} = \frac{Z_O\, abdk^3}{2R_O\left(abk^2 + 2bdk_x^2 + 2adk_y^2\right)} \tag{2.16}$$

$$Q_{mnp}^{\mathrm{TM}} = \frac{Z_O\, abdk_{xy}^2 k^3}{4R_O\left(b(a+d)k_x^2 + a(b+c)k_y^2\right)} \tag{2.17}$$

Für k, k_x, k_y, k_z und k_{xy} gelten die folgenden Zusammenhänge (vergleiche Kapitel 1):

$$k_x = \frac{m\pi}{a}, \qquad k_y = \frac{n\pi}{b}, \qquad k_z = \frac{p\pi}{d}, \qquad k_{xy} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \qquad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$$

Ferner stellt $Z_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\mu_0 \mu_r}}$ den Feldwellenwiderstand des Mediums dar, mit dem der Resonator gefüllt ist. Da dieser üblicherweise mit Luft gefüllt ist, kann $\varepsilon_r = \mu_r = 1$ angenommen werden und es ergibt sich ein Wert von $120 \cdot \pi\ \Omega = 377\ \Omega$.

Der wirksame Oberflächenwiderstand R_O der den Resonator beschreibenden Metallflächen ergibt sich aus der Leitfähigkeit κ des verwendeten Materials und der frequenzabhängigen Skineindringtiefe δ_s zu $R_O = \frac{1}{\kappa \delta_s}$.

Da beim Betrieb eines multimodalen Resonators als Modenverwirbelungskammer eine große Anzahl an Moden vorherrschen und diese z. T. auch gleichzeitig angeregt werden, ist es sinnvoll, einen zusammengesetzten Gütefaktor zu definieren [23]. Hierfür werden die in Gleichung (2.13) - (2.17) gegebenen Güten der einzelnen Moden über ein kleines Intervall ΔN zu einem zusammengesetzten Gütefaktor Q'_{Wand} zusammengefasst [20]:

$$\frac{1}{Q'_{Wand}} = \frac{1}{\Delta N}\left(\sum \frac{1}{Q_{TM}} + \sum \frac{1}{Q_{TE}}\right) \tag{2.18}$$

Wird Gleichung (2.18) über alle existierenden Moden angewendet, ergibt sich nach [20] der theoretische, nur durch Wandverluste beeinflusste, zusammengesetzte Gütefaktor $Q'_{th,\,Wand}$:

$$Q'_{th,\,Wand} = \frac{3}{2} \cdot \frac{V}{A_K \cdot \delta_s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{3 \cdot \lambda}{16} \cdot \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{d}\right)} \tag{2.19}$$

Da die Wellenlänge der niedrigsten, nutzbaren Frequenz einer Modenverwirbelungskammer klein gegenüber den Raumabmessungen ist, geht Gleichung (2.19) in Gleichung (2.12) über, da dann $\frac{3 \cdot \lambda}{16} \cdot \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{d}\right) << 1$ ist.

Neben den ohmschen Verlusten in den Kammerwänden führt die zur Überwachung der Kammer notwendige, eingebrachte Empfangsantenne ebenfalls zu einer Reduzierung der Güte, da diese im abgeschlossenen Fall eine Lastimpedanz darstellt [53]. Die absorbierte Leistung P_{Rx} einer Antenne ist abhängig von der in der Modenverwirbelungskammer existierenden Leistungsdichte S und der Antennenwirkfläche A_e. Da in der Modenverwirbelungskammer isotrope Felder erzeugt werden, muss jedoch die über alle Einfallswinkel und Polarisationsebenen gemittelte, effektive Antenennwirkfläche $\overline{A_e}$ zur Berechnung herangezogen werden:

$$P_{\mathrm{Rx}} = \overline{A_{\mathrm{e}}} S \tag{2.20}$$

Die Leistungsdichte S kann vereinfacht über den Feldwellenwiderstand Z_0 und das elektrische Feld bestimmt werden:

$$S = \frac{E^2}{Z_0} = \frac{E^2}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_o}}} \tag{2.21}$$

Solange es sich um eine verlustfreie Antenne mit einem Reflexionsfaktor r_{e} handelt, kann die über alle Winkel und Polarisationsebenen gemittelte, effektive Antennenwirkfläche $\overline{A_{\mathrm{e}}}$ über die Wirkfläche eines isotropen Kugelstrahlers $A_{\mathrm{iK}} = \frac{\lambda^2}{4\pi}$ ausgedrückt werden, indem ein Polarisationsfehlanpassungsfaktor von 0,5 und die Fehlanpassung $\xi = 1\text{-}|r_{\mathrm{e}}|$ berücksichtigt wird:

$$\overline{A_{\mathrm{e}}} = \frac{\xi \lambda^2}{8\pi} \tag{2.22}$$

Aufgrund der Isotropie des Feldes innerhalb einer Modenverwirbelungskammer und dem daraus resultierenden Verlust der Richtungsinformationen bzw. der Direktivität einer Antenne ist deren effektive Wirkfläche nicht abhängig von ihrer Form oder Größe [54].

Im Falle der Resonanz ist die Summe aus elektrischer und magnetischer Feldenergie (W_{e} bzw. W_{m}) zeitlich konstant, es findet nur eine kontinuierliche Wandlung von einer in die andere Energieform statt [29]. An den Wendepunkten dieser Wandlung liegt die gesamte, im Resonator gespeicherte Energie entweder in magnetischer oder elektrischer Feldenergie vor. Es gilt:

$$W_{\mathrm{gesp}} = W_{\mathrm{e,\,max}} = W_{\mathrm{m,\,max}} \tag{2.23}$$

Die elektrische Energie kann aus dem Feld bestimmt werden. Bei rein sinusförmigem Zeitverlauf und Verwendung von Effektivwerten ergibt sich:

$$W_{\mathrm{e}} = \iiint_V \varepsilon_{\mathrm{r}} \varepsilon_0 \vec{E}^2 \, dV \tag{2.24}$$

Das elektrische Feld innerhalb einer idealen Modenverwirbelungskammer ist im Mittel räumlich gleich verteilt. Daher lässt sich (2.24) vereinfachen zu:

$$\overline{W_{\mathrm{e}}} = \varepsilon_{\mathrm{r}} \varepsilon_0 V \overline{E^2} = \overline{W_{\mathrm{gesp}}} \tag{2.25}$$

Somit kann der Einfluss einer in eine Modenverwirbelungskammer eingebrachten Antenne auf deren Güte durch Kombination der Gleichungen (2.5), (2.20), (2.21), (2.22) und (2.25) bestimmt werden [53]:

$$Q_{\mathrm{Ant}} = 2\pi f_r \frac{\varepsilon_{\mathrm{r}}\varepsilon_0 V \overline{E}^2}{\overline{P_{\mathrm{Rx}}}} = \frac{16\pi^2 V \varepsilon_{\mathrm{r}}}{\xi \lambda^3} \tag{2.26}$$

Sollte die Kammer mit mehr als einer Antenne belastet sein, so muss diese in einer Aufsummierung der effektiven Antennenwirkflächen berücksichtigt werden.

Es liegen in der Modenverwirbelungskammer somit mindestens zwei die Güte beeinflussende Effekte vor; die durch die Empfangsantenne eingebrachten Lastimpedanzverluste sowie die ohmschen Wandverluste. Die Gesamtgüte des Systems kann mithilfe der folgenden Gleichung bestimmt werden [53]:

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{ges}}} = \sum_i \frac{1}{Q_{\mathrm{i}}} \tag{2.27}$$

In [53] sind noch eine Reihe weiterer Verlustmechanismen erläutert. Dies sind im wesentlichen Apertur- und dielektrische Verluste durch eingebrachtes Material oder Oberflächenlackierungen der Kammerwände. Diese Einflüsse sind schlecht im Vorfeld abschätzbar, allerdings weisen sie in der Regel kein frequenzabhängiges Verhalten auf, sodass die Charakteristik des Güteverlaufs nicht beeinflusst wird, sondern der Güteverlauf über die gesamte Frequenz mit einer konstanten Dämpfung beaufschlagt wird. Daher können die oben beschriebenen Effekte mithilfe eines Korrekturfaktors ζ abgebildet werden. Dieser liegt unter normalen Umständen zwischen 2 und 10; die über Antennen- und Wandverluste berechnete Güte muss durch den entsprechenden Korrekturfaktor dividiert werden, um die tatsächliche Güte darstellen zu können. Zur exakten Bestimmung des Korrekturfaktors ζ sind weitere Untersuchungen notwendig.

Die Wandverluste beschreiben einen Güteverlauf, der proportional zu $\sqrt{f}$ ist, wohingegen die Effekte, welche durch eine eingebrachte Empfangsantenne hervorgerufen werden, proportional zu f^3 sind. Für den unteren Frequenzbereich einer Modenverwirbelungskammer sind also vor allem die Antennenverluste für eine endliche Güte der Kammer verantwortlich, wohingegen bei hohen Frequenzen im Wesentlichen die ohmschen Verluste in den Kammerwänden die Güte beeinflussen (vgl. Abbildung 2.2).

Die während einer EMV-Prüfung verwendeten Antennen sind in der Regel gut angepasst, sodass $\xi \approx 1$ ist. Üblicherweise sind Modenverwirbelungskammern luftgefüllt, sodass $\varepsilon_{\mathrm{r}} = 1$ ist. Mit dem die nicht frequenzabhängigen Verlustmechanismen beschreibenden Korrekturfaktor ζ ergibt sich eine abschätzbare Gesamtgüte zu:

$$Q_{\text{ges}} = \frac{1}{\zeta}\left(\frac{2A_{\text{K}}\delta_s\left(1+\frac{3\lambda}{16}\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}+\frac{1}{d}\right)\right)}{3V}+\frac{\lambda^3}{16\pi^2 V}\right)^{-1} \tag{2.28}$$

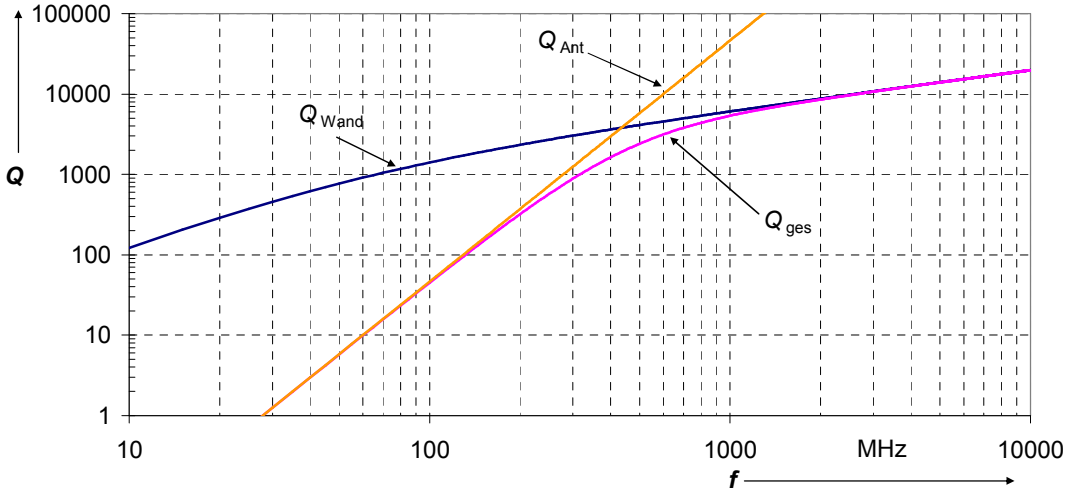


Abbildung 2.2: Theoretisch bestimmter Gütefaktor der MVK HSE. Es ist mit einer Leitfähigkeit $\kappa = 10^6$ S/m und einem Korrekturfaktor $\zeta = 10$ gerechnet worden. Neben der Gesamtgüte sind die Beiträge der Wand- und Antennenverluste eingezeichnet.

2.2 Einfluss der Güte auf die Auslegung einer Modenverwirbelungskammer

Die Herleitung der Formeln zur theoretischen Abschätzung der Güte zeigt, dass Feldstärke und Güte des Resonators unmittelbar miteinander verknüpft sind. Aufgrund der frequenzabhängigen Verlustmechanismen im multimodalen Resonator zeigt auch die maximal zu erwartende Feldstärke eine starke Frequenzabhängigkeit.

2.2.1 Zusammenhang zwischen Güte und maximal erzielbarer Feldstärke

Zur Berechnung der maximal erzielbaren Feldstärke wird der zeitliche Mittelwert des Betrages der Feldstärke herangezogen. Bei Rechnung mit Effektivwerten ergibt sich durch Einsetzen von Formel (2.25) in Gleichung (2.5) [55], [56]:

$$Q = 2\pi f_r \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{r}} V \overline{E}^2}{P_{\text{netto}}} \tag{2.29}$$

Der auf die Eingangsleistung P_{netto} normierte Betrag der Feldstärke E_{nom} kann über die theoretisch abgeschätzte Güte Q_{ges} (s. (2.28)) bestimmt werden zu:

$$\frac{\overline{E}}{\sqrt{P_{\text{netto}}}} = \sqrt{\frac{Q_{\text{ges}}}{2\pi f_r \varepsilon_0 \varepsilon_r V}} = E_{\text{nom}} \tag{2.30}$$

Der Frequenzgang von E_{nom} bezogen auf eine Eingangsleistung von 1 W ist für die Kammer am HSE in Abbildung 2.3 dargestellt. Für die Abschätzung der Güte wird mit einer Leitfähigkeit von $\kappa = 10^6$ S/m und einem Korrekturfaktor ζ von 10 gerechnet. Zum Vergleich sind die gemessenen Feldstärkewerte ebenfalls dargestellt. Dabei wird die normativ festgelegte Standardabweichung σ_{24} von ±3 dB als Fehlertoleranz berücksichtigt.

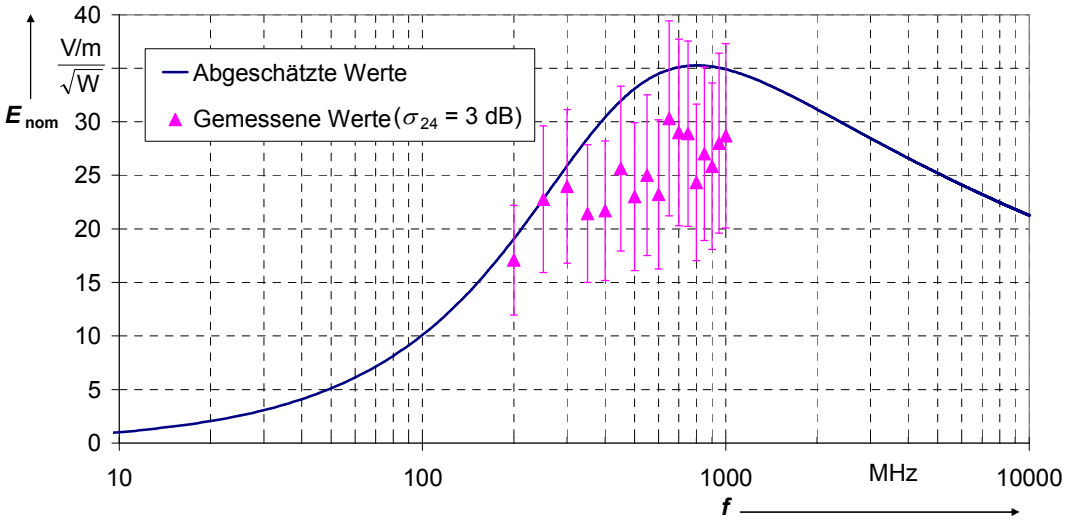


Abbildung 2.3: Über die theoretisch abgeschätzte Güte bestimmte, maximal erreichbare und messtechnisch bestimmte Feldstärke E_{nom} in Abhängigkeit von der Frequenz. Das Ergebnis ist auf eine Eingangsleistung von 1 W normiert.

Die gemessenen Feldstärkewerte liegen im Bereich des theoretischen Erwartungswertes oder leicht darunter. Die Unterschiede können unter anderem durch eine nicht hinreichende Anzahl an Rührerschritten bei der Mittelung der gemessenen Werte verursacht werden; es ist über 51 Rührerschritte gemittelt worden. Mithilfe der Abschätzung ist nur ein maximal zu erwartender Feldstärkewert zu ermitteln; für die Einhaltung der geforderten Prüffeldstärke sind in jedem Fall Kalibriermessungen notwendig.

Dennoch wird deutlich, dass es ein ausgeprägtes, frequenzabhängiges Feldstärkemaximum gibt, welches im gegebenen Fall bei ca. 800 MHz liegt. Um das Maximum herum liegt ein optimaler Arbeitsbereich. Große Kammern haben dabei den Vorteil, dass sie bereits ab relativ niedrigen Frequenzen genutzt werden können, allerdings steigt mit dem Volumen der Kammer der Leistungsbedarf. Die Kammergröße sollte je nach gewünschtem Frequenzbereich und der zu erwartenden Prüflingsgröße ausgewählt werden.

2.2.2 Auswirkung der Güte auf Störemissionsmessungen

Modenverwirbelungskammern können nicht nur für Störfestigkeits- sondern auch für Störaussendungsuntersuchungen genutzt werden. Die empfangene Störleistung $P_{\mathrm{s,\ Rx}}$ eines Prüflings kann über die tatsächlich abgestrahlte Leistung P_{s} bestimmt werden, indem Gleichungen (2.20), (2.21), (2.22) und (2.30) miteinander kombiniert werden. Es ergibt sich für das Verhältnis α_{IL} zwischen empfangener und tatsächlich abgestrahlter Störleistung:

$$\alpha_{\mathrm{IL}} = \frac{P_{\mathrm{s,\,Rx}}}{P_{\mathrm{s}}} = \frac{Q_{\mathrm{ges}}}{16\pi^2 V}\lambda^3 \tag{2.31}$$

Das in Gleichung (2.31) dargestellte Verhältnis α_{IL} wird Insertion Loss oder Einfügungsdämpfung genannt und ist von großer Bedeutung bei Störemissionsmessungen. Es setzt die in einer Modenverwirbelungskammer empfangbare Leistung mit der Störleistung eines Prüflings ins Verhältnis.

Die Gesamtgüte einer Modenverwirbelungskammer Q_{ges} ist anfänglich dominiert von den Lastimpedanzverlusten einer eingebrachten Antenne und somit proportional zu f^3. Anschließend dominieren die Wandverluste die Güte, es existiert eine $\sqrt{f}$ Abhängigkeit (vgl. Abschnitt 2.1). Dies schlägt sich im Frequenzverlauf der Einfügungsdämpfung nieder, der bis zur Dominanz der Wandverluste nicht von der Frequenz, sondern nur vom Korrekturfaktor ζ abhängig ist. Bei weiter zunehmender Frequenz ist α_{IL} dagegen proportional zu $f^{2,5}$ (vgl. Abbildung 2.4). Die Einfügungsdämpfung kann natürlich auch messtechnisch bestimmt werden, indem eine bekannte Leistung eingespeist und die empfangbare Leistung an einer zweiten Antenne gemessen wird.

In Abbildung 2.4 sind die Kurven für den Insertion Loss mit unterschiedlichen Korrekturfaktoren ζ dargestellt. Hierbei ist zum einen jeweils mit $\zeta = 1$ für die beiden betrachteten Kammern als auch mit den messtechnisch ermittelten ζ (10 in der MVK HSE, 3 für die Modenverwirbelungskammer am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Dortmund (MVK HFT)) gerechnet worden. Die Unterschiede im Korrekturfaktor ergeben sich aus den unterschiedlichen Konstruktionen der Kammern, auf die explizit in Kapitel 2.6 eingegangen wird.

Aus Abbildung 2.4 wird deutlich, dass auch für Störemissionsmessungen die Kammergröße an den zu betrachtenden Frequenzbereich anzupassen ist, um die Messdynamik nicht unnötig einzuschränken. Um eine möglichst ideale Messdynamik erreichen zu können, sollte die Kammergröße in Abhängigkeit von der Prüflingsgröße an den zu messenden Frequenzbereich angepasst werden.

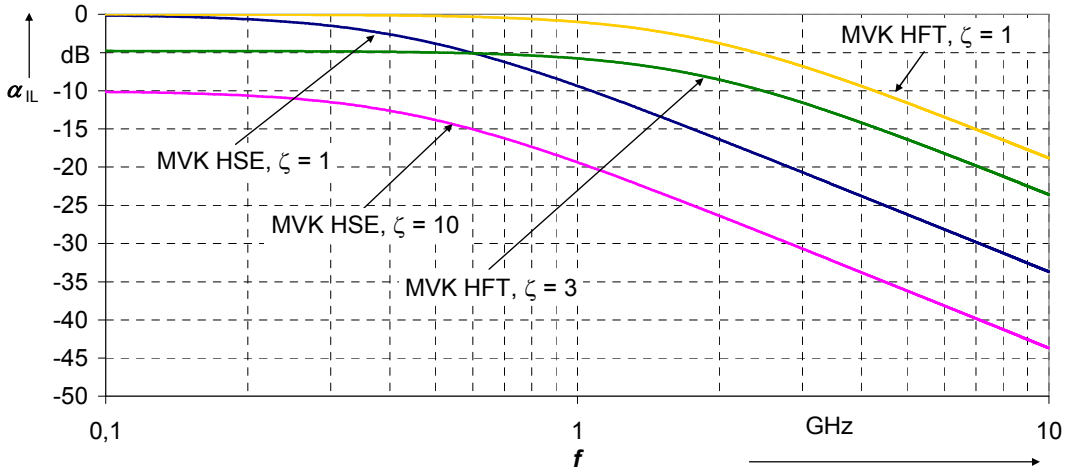


Abbildung 2.4: Theoretische Einfügungsdämpfung α_{IL} in dB bei Kammern unterschiedlicher Größe und verschiedener Korrekturfaktoren ζ. Die MVK HSE hat die Größe 3,53 m x 3,08 m x 7,28 m, die MVK HFT die Ausmaße 1,9 m x 1,8 m x 2,9 m.

Des Weiteren beeinflusst die Leitfähigkeit der Kammerwände die Knickfrequenz der Einfügungsdämpfung maßgeblich. Die Modenverwirbelungskammer am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Dortmund (MVK HFT) ist aus verlöteten Kupferblechen aufgebaut, die eine 56-fach bessere Leitfähigkeit aufweisen, als die verzinkten Stahlbleche der MVK HSE. Ferner kann der Korrekturfaktor ζ kleiner gewählt werden. Die daraus resultierende Güte der beiden Kammern wird im Abschnitt 2.6 noch ausführlich verglichen. Aufgrund der unterschiedlichen Konstruktionen und Größen der Kammern ist die Einfügungsdämpfung der Kammer am HFT mit einem Volumen, welches ca. 1/8 dessen der Kammer am HSE entspricht, bei 1 GHz ca. 14,5 dB und bei 2 GHz ca. 20 dB kleiner, als bei der Kammer am HSE.

2.3 Optimierung der Abmessungen einer Modenverwirbelungskammer

Bei Störemissionsmessungen sollte unter Berücksichtigung der in Gleichung (2.31) hergeleiteten Einfügungsdämpfung eine für den Prüfling und den zu betrachtenden Frequenzbereich minimale Kammergröße gewählt werden. Bei Störfestigkeitsuntersuchungen ist die Frequenzabhängigkeit der maximal erzielbaren Feldstärke in einer Modenverwirbelungskammer der zu optimierende Faktor. In Abbildung 2.3 ist der Feldstärkeverlauf für die Modenverwirbelungskammer am HSE dargestellt; er weist ein deutliches Maximum bei einer Frequenz von 800 MHz auf. Der optimale Arbeitsbereich der Kammer wird durch dieses Maximum beschrieben.

Zur Berechnung der Frequenz f_{opt}, an der die Feldstärke maximal wird, muss der Ausdruck zur Bestimmung der Feldstärke (2.30) nach f abgeleitet und gleich null gesetzt werden. Wird hierfür die in Gleichung (2.28) gegebene Güte verwendet, führt dies zu einer analytisch nicht eindeutig lösbaren Gleichung. Um dieses Problem zu umgehen, wird im Folgenden mit der in

Gleichung (2.12) gegebenen Näherung der durch die Wandverluste bedingten Güte gerechnet. Somit ergibt sich die genäherte Gesamtgüte $Q_{\text{ges, ca.}}$ zu:

$$Q_{\text{ges, ca.}} = \frac{1}{\zeta \dfrac{2A_{\text{K}}}{3V\sqrt{\mu_0 f \pi \kappa}} + \dfrac{c^3}{16\pi^2 V f^3}} \tag{2.32}$$

Die daraus resultierende, maximal zu erwartende und auf eine Eingangsleistung von 1 W normierte Feldstärke $E_{\text{ca.}}$ kann dann berechnet werden zu:

$$E_{\text{ca.}} = \sqrt{\frac{24 f^2 \pi \sqrt{\mu_0 f \pi \kappa}}{\zeta \varepsilon_0 \left(32 A_{\text{K}} \pi^2 f^3 + 3c^3 \sqrt{\mu_0 f \pi \kappa}\right)}} \tag{2.33}$$

In Abbildung 2.5 sind die Feldstärkeverläufe bei Verwendung der exakten und genäherten Gesamtgüte eingetragen. Die oben skizzierte Näherung bei der Berechnung der Gesamtgüte führt, vor allem bezüglich des Frequenzverhaltens, zu keiner signifikanten Abweichung, sodass eine Berechnung der optimalen Betriebsfrequenz mittels Gleichung (2.33) zulässig erscheint. Somit ergibt sich die optimale Frequenz f_{opt} zu:

$$f_{\text{opt}} = \frac{1}{4}\sqrt[5]{\frac{144 c^6 \mu_0 \sigma}{A_{\text{K}}^2 \pi^3}} \tag{2.34}$$

Auf die Frequenz der höchsten Feldstärke haben nur die Oberfläche der Kammerwände und deren Leitfähigkeit Einfluss. Das Volumen beeinflusst nur die Feldstärke selber, nicht aber die Lage des Maximums. Für die Kammer am HSE ergibt sich demnach eine Frequenz f_{opt} = 785 MHz.

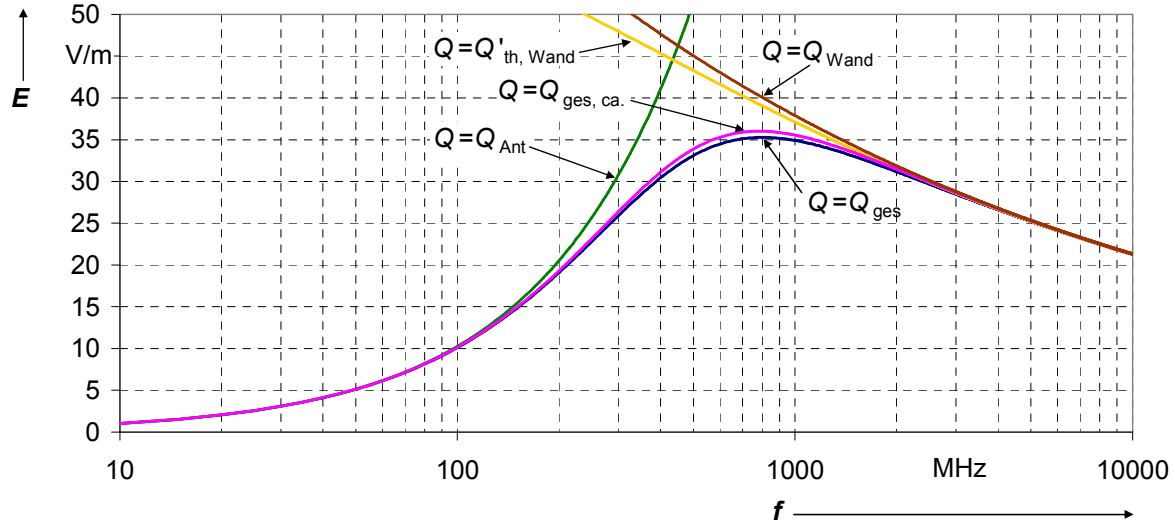


Abbildung 2.5: Abgeschätzte, maximale Feldstärke in der MVK HSE bezogen auf eine Eingangsleistung P_{netto} = 1 W mit unterschiedlichen, gütebestimmenden Verlustmechanismen.

Zur Verdeutlichung der Verlustmechanismen in einer Modenverwirbelungskammer sind in Abbildung 2.5 ebenfalls die zu erwartenden Feldstärken eingezeichnet, die nur bei Vorhandensein von Antennen- oder Wandverlusten auftreten würden. Die Gesamtfeldstärke wird bis zur optimalen Betriebsfrequenz maßgeblich von den Antennenverlusten beeinflusst und ist proportional zur Frequenz f. Die Größe oder Geometrie der Kammer spielt keine Rolle. Durch Einsetzen von (2.26) in (2.30) ergibt sich die durch die Antenne bedingte Feldstärke E_{Ant}:

$$\frac{E_{\mathrm{Ant}}}{\sqrt{P_{\mathrm{netto}}}} = f\sqrt{\frac{8\pi}{\zeta\varepsilon_0 c^3}} \tag{2.35}$$

Oberhalb der optimalen Betriebsfrequenz f_{opt} ist die Feldstärke durch die Wandverluste geprägt und somit proportional zu $\frac{1}{\sqrt[4]{f}}$:

$$\frac{E_{\mathrm{Wand}}}{\sqrt{P_{\mathrm{netto}}}} = \sqrt{\frac{3}{\zeta 4 A_{\mathrm{K}} \varepsilon_0}}\sqrt[4]{\frac{\mu_0 \kappa}{\pi f}} \tag{2.36}$$

In diesem Fall spielt die Oberfläche der Wände eine entscheidende Rolle. Sie muss, um eine möglichst hohe Feldstärke zu erreichen, gering sein.

Zum Betrieb einer Modenverwirbelungskammer muss die Modendichte $D_{\mathrm{M,app}}$ (s. (1.45)) für ein Frequenzintervall von 1 MHz mindestens 1,5 betragen. Durch Umstellen von (1.45) ergibt sich:

$$f_{\mathrm{min,\,D_M}} = \sqrt{\frac{3c^3}{16\pi V \Delta f}} \approx \frac{1{,}268 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{s}^2}}}{\sqrt{V}} \tag{2.37}$$

Die nach dem Modendichtekriterium ermittelte unterste Grenzfrequenz ist umgekehrt proportional zur Quadratwurzel des Volumens einer Kammer. Ähnlich verhält es sich bei Betrachtung der Modenanzahl, die über 100 liegen sollte. Um eine möglichst geringe unterste Betriebsfrequenz f_{LUF} zu erhalten, ist ein möglichst großes Volumen erforderlich.

Um bei vorgegebener unterer Grenzfrequenz eine möglichst hohe Feldstärke auch oberhalb der optimalen Betriebsfrequenz erreichen zu können, ist also bei gegebenen Volumen die Oberfläche der Kammer zu minimieren. Bei quaderförmigen Strukturen ist das Verhältnis zwischen Oberfläche und Volumen für einen Würfel am kleinsten. Allerdings ist die Modenverteilung bei einem Würfel äußerst ungünstig, da es bei gleichen Kantenlängen a, b, d zu einer hohen Anzahl an entarteten Moden kommt. Daher sollte trotz der Vorteile bei der erzeugten Feldstärke keine kubische Struktur verwendet werden. Zur Maximierung der

Feldstärke sollten aber die drei Kantenlängen keine großen Dimensionsunterschiede aufweisen, um die Oberfläche der Modenverwirbelungskammer möglichst gering zu halten.

2.4 Messtechnische Bestimmung des Gütefaktors

Die Güte einer Modenverwirbelungskammer ist ein entscheidender Designparameter. Aufgrund der Problematik bei der theoretischen Berechnung u. a. bei der Berücksichtigung von Schirmungsleckagen, Dämpfung durch eingebrachtes Material u. ä. ist eine messtechnische Bestimmung notwendig. Mithilfe der messtechnisch bestimmten Güte kann dann unter anderem der Korrekturfaktor ζ (s. Abschnitt 2.1) zur Anpassung der theoretischen Güteberechung ermittelt werden.

In jedem Fall sind für die Messung der Güte zwei Antennen notwendig, eine zum Anregen der Kammer, die andere zur Bestimmung der Feldenergie. Es ergibt sich der folgende prinzipielle Aufbau:

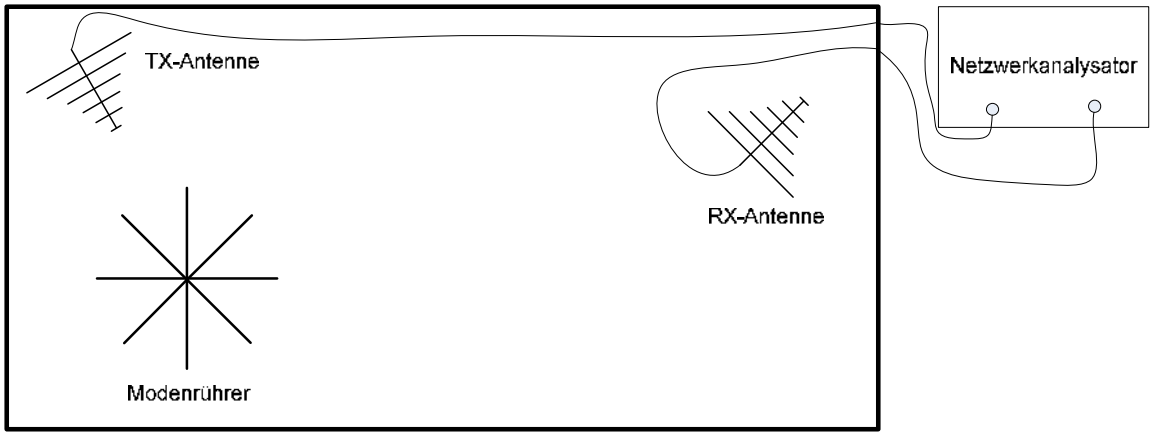


Abbildung 2.6: Prinzipieller Aufbau zur messtechnischen Bestimmung der Güte einer Modenverwirbelungskammer.

2.4.1 Messung im Frequenzbereich

Die Güte ist nach Gleichung (2.1) definiert über das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Feldenergie und der Verlustenergie.

Die in die Kammer eingebrachte Leistung P_{netto} kann während der Messung direkt gemessen werden. Zur Bestimmung der im Resonator gespeicherten Feldenergie wird eine zweite Antenne benötigt. Durch Kombination der Formeln (2.1), (2.20), (2.21), (2.22) und (2.23) kann die Güte messtechnisch bestimmt werden über [25], [57]:

$$Q = 16\pi^2 \frac{V}{\lambda^3} \frac{\overline{P_{\text{Rx}}}}{\overline{P_{\text{netto}}}} \tag{2.38}$$

Dabei ist P_{Rx} die an der zweiten Antenne empfangene Leistung. Die Leistungen sind über eine Anzahl von Rührerpositionen zu mitteln. Über die messtechnisch leicht bestimmbaren Streuparameter S_{11} (Eingangsreflexion an der Senderantenne) und S_{21} (Übertragung von Antenne 1 nach Antenne 2) kann Gleichung (2.38) umgestellt werden [23], [58]:

$$Q = 16\pi^2 \frac{V}{\lambda^3} \frac{|S_{21}|^2}{1-|S_{11}|^2} \tag{2.39}$$

Für die in Abbildung 2.7 dargestellten Messergebnisse werden zwei am HSE entwickelte, konische Antennen verwendet, die ähnlich wie in [43] aufgebaut, in ihrer Größe aber an den Frequenzbereich von 300 MHz – 10 GHz angepasst sind. Die beiden Antennenachsen sollten bei der Messung senkrecht zueinander angeordnet werden, damit eine direkte Signalübertragung zwischen den beiden Antennen möglichst gut bedämpft wird. Der Frequenzbereich ist aufgrund des verwendeten Netzwerkanalysators[1] auf maximal 8,5 GHz beschränkt.

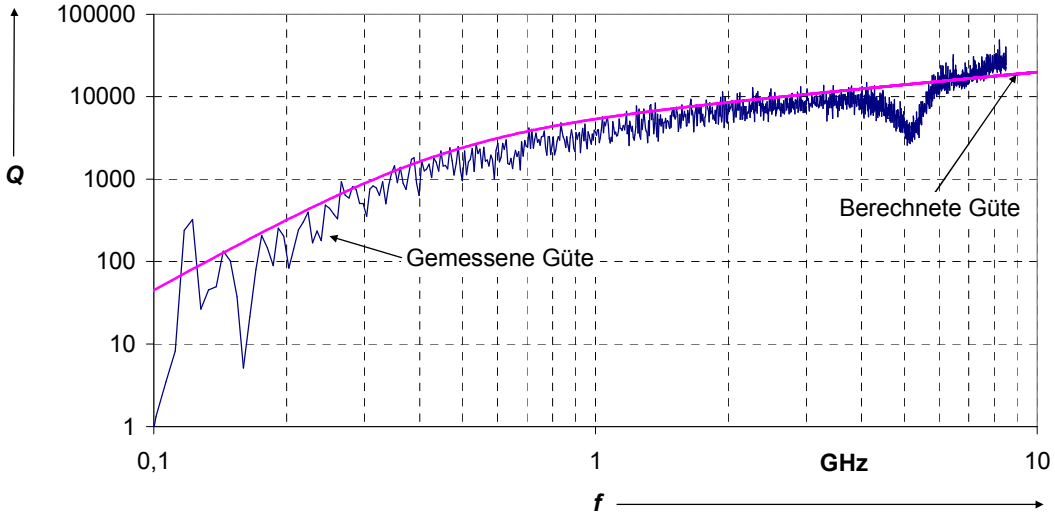


Abbildung 2.7: Im *Mode-Stirred*-Betrieb gemessene und theoretisch abgeschätzte Güte der MVK HSE. Bei der Berechnung der theoretischen Güte ist mit einem $\kappa = 10^6$ S/m und einem $\zeta = 10$ gerechnet worden.

Der Ausdruck $\frac{|S_{21}|^2}{1-|S_{11}|^2}$ wird mithilfe eines Basic-Makros direkt im Netzwerkanalysator über eine beliebige Anzahl von Messungen gemittelt, sodass eine schnelle und einfache Bestimmung der Güte im *Mode-Stirred*-Betrieb möglich ist. Hierfür wird der Modenrührer auf eine konstante Drehgeschwindigkeit eingestellt, die Anzahl der Messwerte muss so groß sein, dass eine hinreichende Anzahl an Rührerschritten zur Mittelung genutzt werden kann.

[1] Agilent E-5071 B ENA Series Networkanalyzer 300 kHz – 8,5 GHz

Der Einbruch der messtechnisch ermittelten Güte bei ca. 5 GHz ist auf eine fehlerhafte Kontaktierung der beim Bau verwendeten N-Verbinder und dem Konus der Antenne zu erklären, da bei der Verwendung anderer Antennen bei dieser Frequenz kein Einbruch zu erkennen ist. Allerdings stellen sich die durch das vorhandene Kalibrier-Set notwendigen Serie-N Verbinder für den betrachteten Frequenzbereich als nicht optimal heraus. Bei Messungen zwischen 3 GHz und 6 GHz treten immer wieder Probleme bei der Kalibrierung des Netzwerkanalysators auf, die durch Resonanzen in den N-Verbindern hervorgerufen werden. Ähnliche Effekte konnten bereits bei der Verwendung von N-Verbindern zum Bau von TEM-Zellen beobachtet werden [14].

Die Anpassung der Parameter ζ und κ zur theoretischen Bestimmung der Güte kann mithilfe der oben dargestellten Messung durchgeführt werden. Bei niedrigeren Frequenzen ist vor allem die zweite eingebrachte Antenne für die Verluste verantwortlich. Bei der Berechnung der daraus resultierenden Güte nach Gleichung (2.26) ist nur der Korrekturfaktor ζ variabel. Daher sollte dieser in dem unteren Frequenzbereich (hier bis ca. 600 MHz) angepasst werden. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung für $\zeta = 10$. Bei höheren Frequenzen (hier oberhalb von 1 – 2 GHz) ist die endliche Leitfähigkeit der Kammerwände der die Güte maßgeblich beeinflussende Faktor. Die Wandleitfähigkeit kann also in diesem Frequenzbereich ermittelt werden. Es ergibt sich die beste Übereinstimmung für eine Leitfähigkeit von 10^6 S/m (vgl. Abbildung 2.7).

Die messtechnische Bestimmung im *Mode-Stirred*-Betrieb hat den Nachteil, dass sie nur in als Modenverwirbelungskammer genutzten Laboren mit eingebrachtem Modenrührer durchgeführt werden kann. Soll die Güte eines ohne Modenrührers ausgestatteten Labors bestimmt werden, so kann unter anderem das in Kapitel 1.4.2 beschriebene *Source-Stirring* angewendet werden. Hierbei werden zur Mittelung der Leistungen die Positionen und die Höhe der Sende- und Empfangsantenne zwischen den einzelnen Messungen variiert. Dabei sollten die in Tabelle 1.1 genannten Mindestanforderungen der Randbedingungsvariationen eingehalten werden. Beim hier dargestellten Beispiel sind 30 Antennenpositionen ausgewertet.

Die Güte eines als Modenverwirbelungskammer in Frage kommenden Labors ohne Modenrührer kann ebenfalls mithilfe einer einzelnen *s*-Parameter Messung vorgenommen werden [59]. In Anlehnung an das *Frequency-Stirred*-Verfahren wird das Ergebnis durch die Bildung des gleitenden Durchschnittes über eine gewisse Anzahl an Messpunkten gemittelt. Im Falle der vorliegenden Messung sind 5 Messwerte pro dargestelltem Punkt ausgewertet. Das entspricht bei den Einstellungen des Netzwerkanalysators (f = 300 kHz – 8,5 GHz, 1601 Messpunkte) einer Mittelung im Frequenzbereich über ca. 26,5 MHz. Der Vergleich der drei Messmethoden ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

Der Unterschied zwischen den drei Messmethoden ist vernachlässigbar und liegt im Bereich des Auflösungsvermögens. Beim *Frequency-Stirred*-Verfahren ist jedoch eine größere

Schwankung der Messwerte zu beobachten, sodass dieses Verfahren zwar sehr schnell, aber auch mit einer erhöhten Unsicherheit versehen ist.

Die Differenz zwischen berechneter und gemessener Güte der in Abbildung 2.8 dargestellten Messungen ist durch die Beladung der Kammer zu erklären. Bei dem Vergleich zwischen *Mode-*, *Source-* und *Frequency-Stirred*-Verfahren ist ein 100 kV Prüftransformator in die MVK am HSE eingebracht, beide Verfahren liefern also auch bei beladenen Kammern vergleichbare Ergebnisse. Des Weiteren ist aufgrund der geringen Stabilität der selbstgebauten Konus-Antennen, die bei den Messungen aus Abbildung 2.7 genutzt wurden, auf kommerzielle, logarithmisch-periodische Antennen[2] zurückgegriffen worden, deren spezifizierter Frequenzbereich weit unterhalb 8,5 GHz liegt. Da für die Nutzung in einer Modenverwirbelungskammer nur die Antenneneffektivität, nicht aber deren Abstrahlcharakteristik oder Gewinn entscheidend ist, können die logarithmisch-periodischen Antennen auch bei höheren Frequenzen in Modenverwirbelungskammern genutzt werden. Allerdings ist unter Umständen mit einer reduzierten Antenneneffektivität zu rechnen. Wird dieser bei der Bestimmung der Güte nicht berücksichtigt, führt dies ebenfalls zu leicht reduzierten Gütemesswerten.

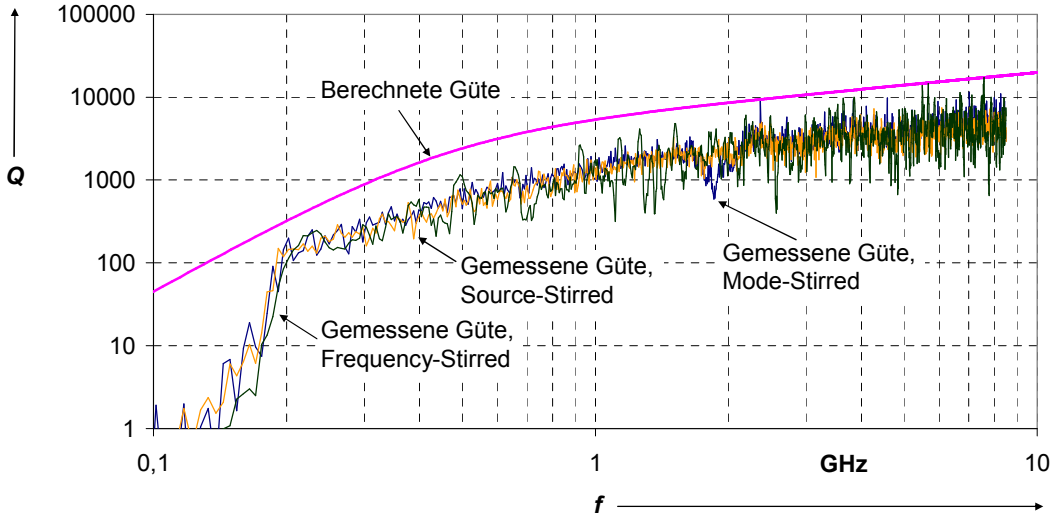


Abbildung 2.8: Vergleich zwischen messtechnischer Gütebestimmung bei *Mode-*, *Source-* und *Frequency-Stirred*-Betrieb der beladenen Kammer am HSE.

2.4.2 Messung im Quasi-Zeitbereich

Die Güte eines Resonators beeinflusst nicht nur die im Resonator gespeicherte Feldenergie, sondern auch die Zeitkonstante τ eines Resonators, die die zum vollständigen Feldaufbau notwendige Zeit beschreibt. Sie ist mit der Güte über die folgende Gleichung verknüpft [25]:

[2] Rohde & Schwarz HL223, logarithmisch-periodische Antenne, 200 - 300 MHz

$$Q = 2\pi f\tau \Leftrightarrow \tau = \frac{Q}{2\pi f} \tag{2.40}$$

Es liegt nahe, die Zeitkonstante direkt mithilfe eines steilflankigen Signals und eines breitbandigen Digitalspeicher-Ozilloskops zu messen. Aufgrund der zur Verfügung stehenden Messtechnik sind mit diesem Verfahren nur Messungen bis zu einigen 100 MHz möglich, eine Bestimmung des Gütefaktors über den gesamten Frequenzbereich einer Modenverwirbelungskammer ist äußerst diffizil und erfordert einen extremen messtechnischen Aufwand [60], [61].

Das Zeit- und Einschwingverhalten einer Modenverwirbelungskammer kann aber dennoch auch im Bereich einiger GHz zur Gütebestimmung herangezogen werden. Hierfür wird ein pulsmoduliertes Signal zur Kammeranregung genutzt. Das Zeitverhalten des in die Modenverwirbelungskammer eingekoppelten Signals wird mit einer zweiten, an einen Spektrumanalysator im „Zero-Span“ Betrieb angeschlossenen Antenne aufgezeichnet. Dabei ist es entscheidend, dass die Messbandbreite des Spektrumanalysators ausreicht, um die korrekte Pulsform des modulierten Signals darzustellen; die Messbandbreite (üblicherweise 10 MHz) limitiert letztlich das Auflösungsvermögen der Messung. Die Signalflanke des aufgezeichneten Signals wird aufgrund der endlichen Zeitkonstante τ des Resonators flacher. Über diese Reduzierung der Anstiegs- oder Abfallzeit Δt des Signals kann der Gütefaktor der Kammer bestimmt werden [61]:

$$Q = \frac{20\pi \, {f_\mathrm{t}}/{\mathrm{MHz}} \cdot {\Delta t}/{\mu\mathrm{s}}}{\ln 10 \cdot {\Delta P}/{\mathrm{dBm}}} \approx 27{,}29 \frac{{f_\mathrm{t}}/{\mathrm{MHz}} \cdot {\Delta t}/{\mu\mathrm{s}}}{{\Delta P}/{\mathrm{dBm}}} \tag{2.41}$$

Dabei stellt f_t die Trägerfrequenz des pulsmodulierten Signals, Δt eine eindeutig im Anstieg oder Abfall des Signals liegende Zeitdifferenz und ΔP die Differenz der gemessenen Leistung im Zeitraum Δt dar.

Wird der Spektrumanalysator z.B. auf die abfallende Flanke des pulsmodulierten Signals getriggert, kann unter Nutzung der „Average“-Funktion der Mittelwert der zu messenden Größen über eine Rührerdrehung bestimmt werden. Exemplarisch sind die bei einer Trägerfrequenz von 20 GHz aufgenommenen Signale in Abbildung 2.9 gegeben.

Aufgrund der Fensterung des Spektrumanalysators um die Trägerfrequenz des pulsmodulierten Signals handelt es sich um ein Quasi-Zeitbereichsverfahren. Die Filterung ermöglicht eine weitaus höhere Messdynamik, als die direkte Auswertung von gepulsten Eingangssignalen im

Zeitbereich. Außerdem ist die vorhandene Messtechnik[3] bis zu Frequenzen von 20 GHz nutzbar, im reinen Zeitbereich könnte nur bis 1 GHz gemessen werden.

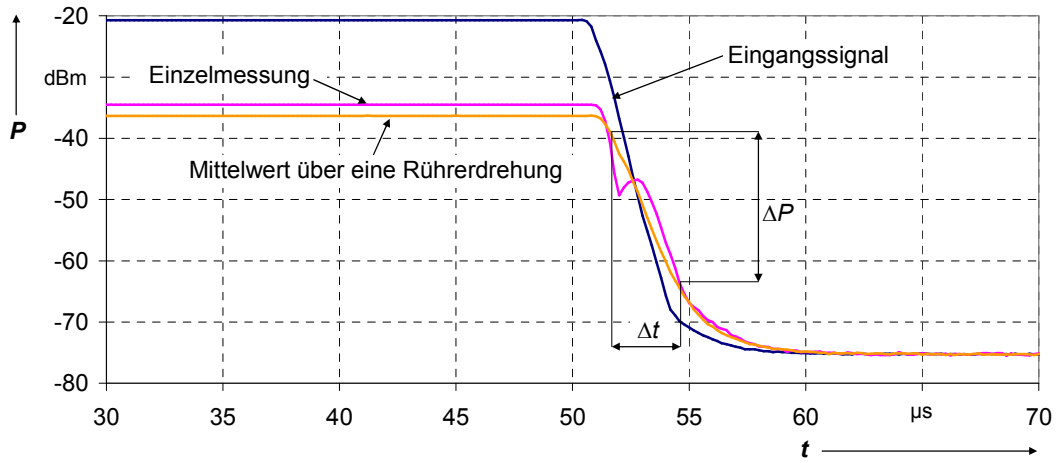


Abbildung 2.9: Zeitsignale des ursprünglichen, pulsmodulierten Signals und die bei einer festen Rührerposition und der Mittlung über eine volle Rührerdrehung aufgenommenen Antworten der MVK HSE bei einer Trägerfrequenz f_t = 20 GHz.

Aus Abbildung 2.10 ist deutlich erkennbar, dass Frequenz- und Quasi-Zeitbereichsverfahren vergleichbare Ergebnisse liefern. Das Quasi-Zeitbereichsverfahren erweist sich gerade bei hohen Frequenzen als geeigneter, da es aufgrund des relativen Vergleichs der Anstiegszeiten unabhängig von absoluten Messwerten ist. Der Einfluss von Steckverbindern, deren Anzugsmoment und ähnlichen Parametern wird dadurch eliminiert. Allerdings ist es ungeeignet bei Messungen von Kammern ohne eingebrachte Modenrührer, da hier eine Mittlung bei drehendem Rührer nicht möglich ist. Natürlich kann auch beim Quasi-Zeitbereichsverfahren auf Mittelung nach dem *Source-Stirred* Verfahren zurückgegriffen werden, allerdings ist dann mit einem erheblich höheren Zeitbedarf zu rechnen als bei Messungen im Frequenzbereich.

[3] Messempfänger Rhode&Schwarz ESIB9 kHz – 26,5 GHz im Spektrumanalysator-Modus, Signalgenerator Agilent E 8257 D, 250 kHz – 20 GHz

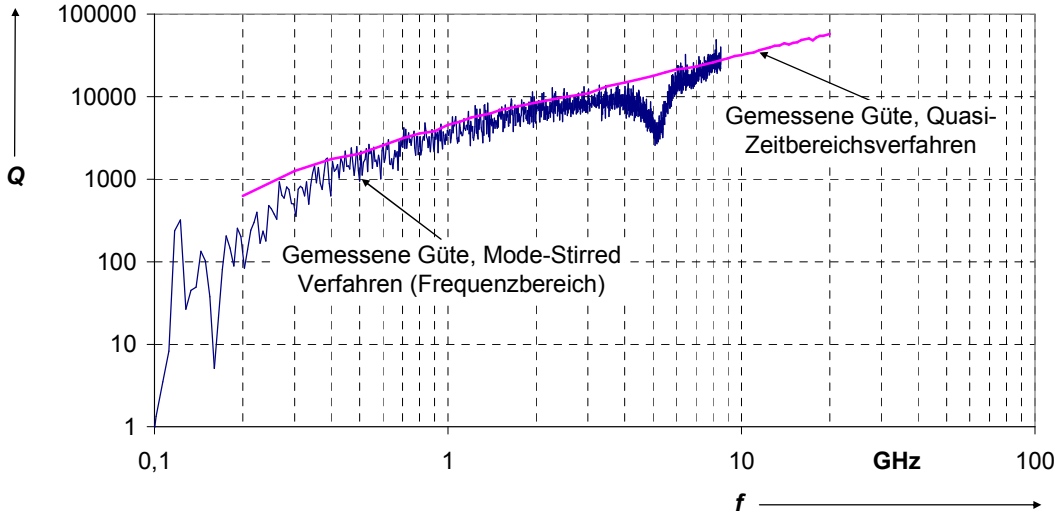


Abbildung 2.10: Güte der Modenverwirbelungskammer am HSE, ermittelt im Frequenz- und Quasi-Zeitbereich.

2.5 Gütebeeinflussende Faktoren bei Modenverwirbelungskammern

Die Güte einer Modenverwirbelungskammer wird neben den bereits theoretisch herausgearbeiteten Faktoren wie Materialleitfähigkeit und Oberfläche der Kammerwände durch weitere Faktoren beeinflusst, die bei der theoretischen Betrachtung mithilfe des Korrekturfaktors ζ berücksichtigt werden. Im Folgenden werden einige die Güte beeinflussenden Konstruktionsmerkmale der Kammer messtechnisch untersucht, um den Korrekturfaktor vor dessen messtechnischer Bestimmung auch während des Designprozesses einer Kammer mit einfließen lassen zu können.

2.5.1 Leitfähigkeit und deren messtechnische Bestimmung

Die Leitfähigkeit der Kammerwände beeinflusst direkt die Güte und somit die maximal erzielbare Feldstärke sowie die optimale Betriebsfrequenz einer Modenverwirbelungskammer. Sie ist ein wichtiger Designparameter, vor allem für die Auslegung einer Kammer. Üblicherweise werden für den Bau von Schirmkabinen feuerverzinkte Stahlbleche verwendet. Es handelt sich also um inhomogene Materialien. In Abbildung 2.11 ist eine Elektronenrastermikroskopaufnahme der Schnittkante eines verzinkten Stahlbleches, welches den in der Kammer am HSE verbauten Bleche ähnelt, gezeigt.

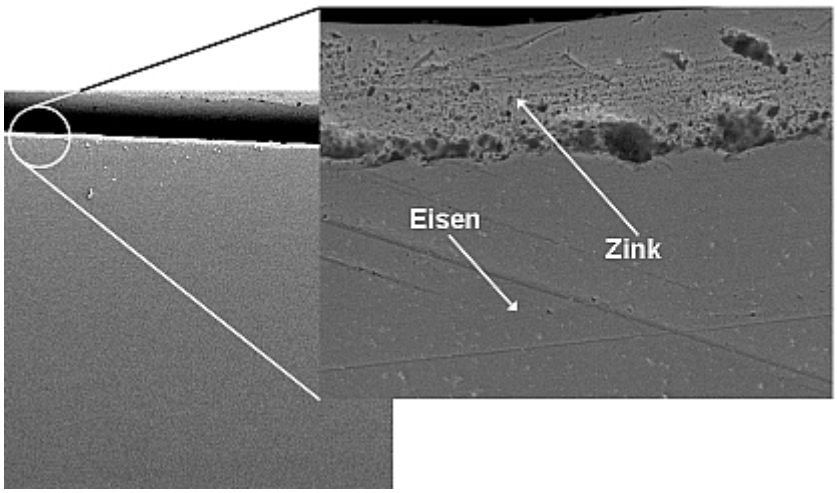


Abbildung 2.11: Rasterelektronenaufnahme eines verzinkten Stahlbleches. Es sind deutliche Inhomogenitäten in der Zinkschicht erkennbar.

An der Grenzschicht zwischen Zink und Eisen sind deutliche Inhomogenitäten in der 23 µm dicken Zinkschicht zu erkennen. Die Materialunterscheidung ist mithilfe einer EDX-Aufnahme durchgeführt worden. Bei EDX-Aufnahmen wird der Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskopes genutzt, um die Probe zur Emission materialcharakteristischer Röntgenstrahlen anzuregen (EDX = *Energy Dispersive X-ray Analysis*). Diese werden dann mithilfe eines speziellen Sensors ausgewertet, sodass nicht nur die Struktur im µm-Bereich, sondern auch die Materialzusammenstellung analysiert werden kann.

Beim Feuerverzinken entsteht an der Grenzschicht eine Legierung aus Eisen und Zink, darüber liegt eine Schicht aus reinem Zink, die an der Oberfläche äußerst korrosionsfeste Zinkoxid- und Zinkcarbonat-Schichten ausbildet. Dieser Aufbau der feuerverzinkten Stahlbleche und die leicht poröse Struktur reduzieren die effektive Leitfähigkeit der Zinkschicht deutlich, sodass nicht mit $\kappa = 17 \cdot 10^6$ S/m (elementares Zink) gerechnet werden kann. Bei einer angenommenen effektiven Leitfähigkeit von 10^6 S/m und einer Frequenz von 200 MHz wäre die Skineindringtiefe ca. 63 µm. Der Strom wird also nicht ausschließlich in der Zinkschicht geführt, sondern auch im Eisenteil des Bleches. Bei wachsender Frequenz verschiebt sich die Stromführung weiter in den Zinkanteil des Bleches. Es ist also mit einem leicht frequenzabhängigen Verhalten der effektiven Leitfähigkeit zu rechnen, die nur messtechnisch ermittelt werden kann.

Die Rauhigkeit eines Materials kann ebenfalls maßgeblich die effektive Leitfähigkeit beeinflussen. So sollte die mittlere Rauhigkeit R_a der für einen Hohlraumresonator verwendeten Bleche nicht im Bereich der Skineindringtiefe δ_s liegen, um die Güte nicht maßgeblich zu beeinflussen [62]. Zur Abschätzung, ob die Rauhigkeit der in der Kammer am HSE verwendeten Bleche einen Einfluss auf die Güte haben könnten, ist eine Oberflächenanalyse vorgenommen worden. Mithilfe eines Weißlichtinterferometers[4] wird die Rauhigkeit der

[4] Surface Profiler Veeco NT 1000

Kammerbleche bestimmt, eine Mittlung über 10 Proben ergibt eine mittlere Rauhigkeit R_a von ca. 490 nm. Exemplarisch ist das Ergebnis einer Messung in Abbildung 2.12 dargestellt.

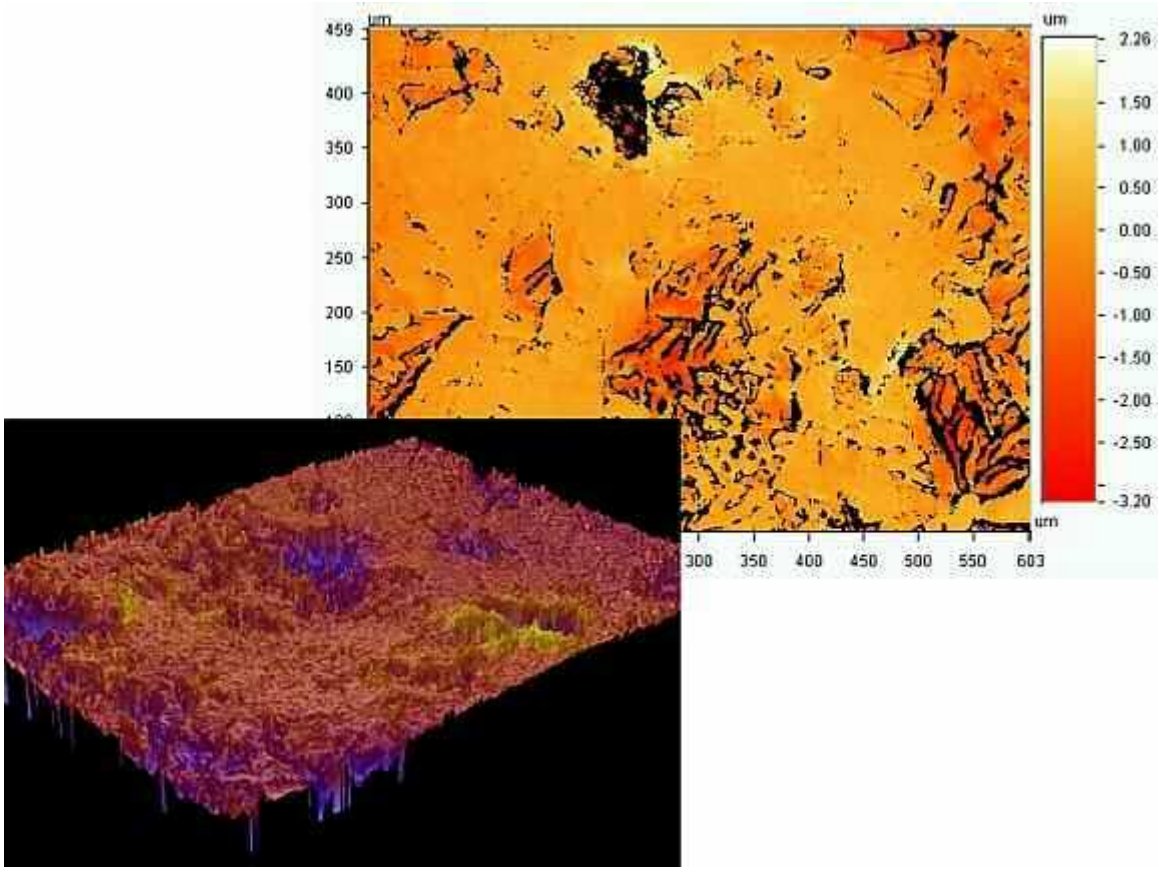


Abbildung 2.12: Oberflächenstruktur eines verzinkten Kammerbleches. Die mittlere Rauhigkeit R_a beträgt in diesem Fall ca. 385 nm.

Die Einflüsse der Oberflächenrauhigkeit auf die effektive Leitfähigkeit können im betrachteten Fall eher vernachlässigt werden, da selbst mit einem angenommenen $\kappa = 17 \cdot 10^6$ S/m (reines Zink) die Wellenlänge λ erst bei Frequenzen um 59 GHz im Bereich der mittleren Rauhigkeit läge.

Auch wenn keine Beeinflussung der effektiven Leitfähigkeit aufgrund der Blech-Rauhigkeit zu erwarten ist, ist aufgrund der vorher getroffenen Erkenntnisse bezüglich des mehrschichtigen Aufbaus der Bleche eine messtechnische Bestimmung der Leitfähigkeit sinnvoll. Die üblicherweise im Hochfrequenzbereich angewendeten Verfahren zur Leitfähigkeitsmessung sind bei den zu erwartenden niederimpedanten Verhältnissen und dem interessierenden Frequenzspektrum nur bedingt anwendbar; Brückenschaltungen wie z.B. die Thomson Brücke sind zwar hervorragend geeignet, um Impedanzen auch im Bereich weniger μΩ zu messen, allerdings sind hierfür extrem stabile und genaue Induktivitäten und Kapazitäten erforderlich. Diese stehen jedoch nur bis zu maximal 10 MHz zur Verfügung, liegen also weit unterhalb des für Modenverwirbelungskammern interessanten Frequenzbereichs [63]. Die Impedanz eines Flächenleiters kann auch über den Reflexionsfaktor einer mit dem Leiter

abgeschlossenen, luftisolierten Koaxialleitung bestimmt werden [64], [65]. Allerdings liegt das Auflösungsvermögen gebräuchlicher Netzwerkanalysatoren im Bereich einiger 10 mΩ, die zu erwartenden Messwerte sind jedoch um 2 - 3 Größenordnungen kleiner.

Im Mikrowellenbereich wird die Leitfähigkeit von Materialien häufig über die Güte von Leitungs- oder Hohlraumresonatoren bestimmt. Ziel der Untersuchung der Leitfähigkeit soll aber gerade die Berechnung der Güte von Resonatoren sein, sodass diese Bestimmung nicht sinnvoll erscheint. Daher wird ein quadaxialer Aufbau zur Bestimmung des Widerstandes eines niederimpedanten Flächenleiters im HF-Bereich entwickelt und aufgebaut [66]. Hierfür wird das quasi-stromlose 4-Punkt Messverfahren zur Bestimmung der Leitfähigkeit bei Gleichspannung [67] in einen hochfrequenztechnischen Aufbau zur Bestimmung der Impedanz von Flächenleitern überführt.

Die Impedanz eines Flächenleiters bei hohen Frequenzen ist definiert über das Verhältnis der Spannung U zum Strom I, wobei die Spannung über das Integral der elektrischen Feldstärke E an der Oberfläche des Leiters und der Strom über das Integral der Stromdichte J über der Querschnittsfläche A definiert ist:

$$\underline{Z} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}} = \frac{\int \underline{\vec{E}} d\vec{\ell}}{\iint\limits_{A} \underline{\vec{J}} d\vec{A}} \tag{2.42}$$

Die zu messende Spannung muss also an der Oberfläche des Flächenleiters abgegriffen werden, auf der der Strom eingeprägt wird. Dies ist beim Messaufbau zu berücksichtigen.

Die Stromverteilung eines Kreisrings ist in Abbildung 2.13 gegeben. Für den Fall, dass die Dicke d der Kreisscheibe sehr viel größer als die Skineindringtiefe δ_s ist, ergibt sich der Betrag der Impedanz des Flächenleiters für $\mu_r = 1$ zu [68]:

$$|Z| = \sqrt{2}\,\frac{1}{\kappa\delta_s}\,\frac{1}{2\pi}\ln\left(\frac{R_a}{R_i}\right) = \sqrt{2}\cdot\sqrt{\frac{10^{-7}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{Am}}\,f}{\kappa}}\ln\left(\frac{R_a}{R_i}\right) \tag{2.43}$$

Da die notwendige Zuleitung bei den verwendeten Messinstrumenten zur Vermeidung von Reflexionen einen konstanten Wellenwiderstand von 50 Ω haben sollte, ist das Radienverhältnis über die für koaxiale Leitungen geltende Beziehung [29] festgelegt:

$$Z_{\mathrm{Kabel}} = \frac{60\,\Omega}{\sqrt{\varepsilon_r}}\cdot\ln\left(\frac{R_a}{R_i}\right) \tag{2.44}$$

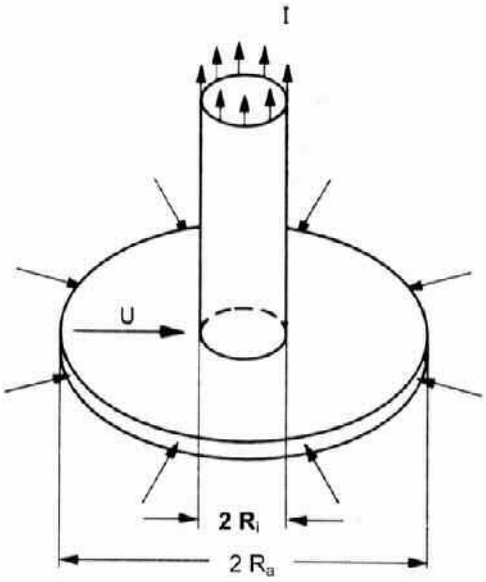


Abbildung 2.13: Stromverteilung in einem kreisringförmigen Flächenleiter [68].

Somit ist die Impedanz des kreisringförmigen Flächenleiters nur noch eine Funktion der Leitfähigkeit κ.

Um ausreichende Kontaktflächen zu erhalten, muss die Zuleitung, ähnlich wie bei einer TEM Zelle [14], unter Berücksichtigung des Wellenwiderstandes aufgeweitet werden. Zur Realisierung eines möglichst verlustfreien Aufbaus wird eine luftisolierte Aufweitung mit dielektrischen Stützen gewählt. An den Stellen der aus Teflon gefertigten Zentrierelemente müssen die Radienverhältnisse angepasst werden. Um Einschnürungsinduktivitäten und andere parasitäre Effekte zu berücksichtigen, wird hierfür eine dreidimensionale Feldberechnung mit dem Softwarepaket Microwave Studio [69] durchgeführt. Bei einem Innenradius R_i von 23,9 mm muss der Außenradius R_a der luftisolierten Stellen zu 55 mm gewählt werden. An den Stellen der dielektrischen Zentrierelemente sollte nach Gleichung (2.44) der Außenradius bei einer Permitivitätszahl $\varepsilon_r = 2{,}3$ 83,8 mm betragen. Die Feldberechnung ergibt jedoch eine ideale Anpassung für ein $R_a = 71$ mm. Die den Wellenwiderstand beeinflussenden parasitären Effekte sind also in keinem Fall zu vernachlässigen. Der prinzipielle Aufbau der Zelle ist in Abbildung 2.14 gegeben; der dargestellte Spannungsmessteil wird später beschrieben.

Eine direkte Strommessung in der Zuleitung des Messaufbaus ist ohne eine Störung der Feldverhältnisse nicht möglich, da das Messsignal durch den Aufbau geführt werden müsste. Ferner ist die Herstellung eines präzisen Shunts im gegebenen Frequenzbereich nur mit dünnschichtigen, leitfähigen Folien möglich, deren Genauigkeit von ähnlichen Einflüssen abhängig ist, wie bei der zu messenden Größe. Optische Messverfahren eignen sich zwar prinzipiell für die Bestimmung hochfrequenter Ströme, allerdings ist bei den zu erwartenden Stromstärken von 1 – 10 A das Messsignal für heutige Auswerteverfahren nicht ausreichend stark.

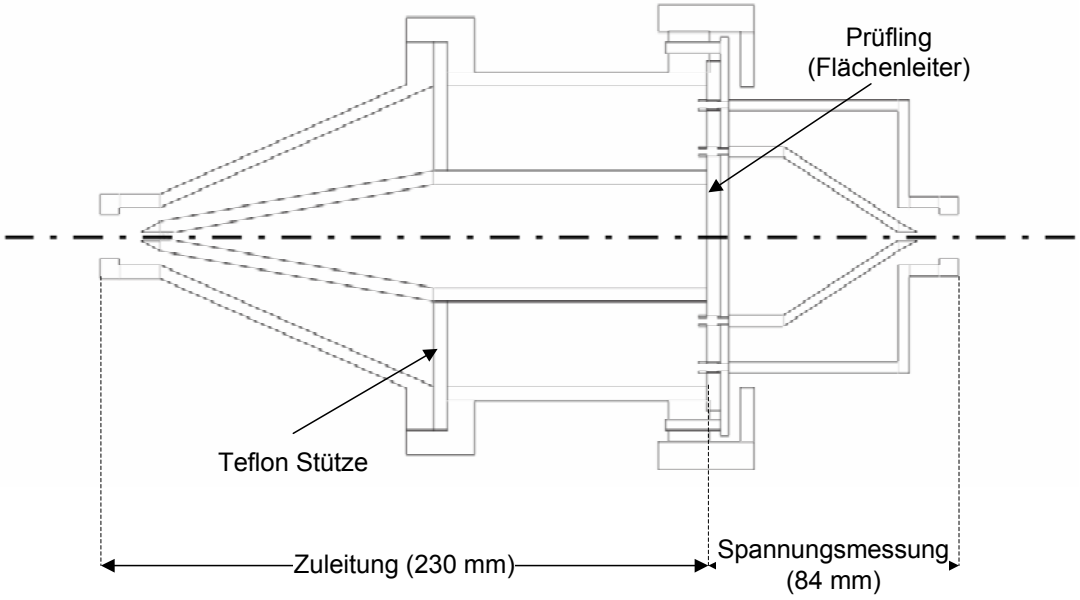


Abbildung 2.14: Quadaxialer Aufbau zur messtechnischen Bestimmung des Widerstandes von niederimpedanten Flächenleitern bei Frequenzen im Frequenzbereich bis 130 MHz.

Um ein einfach zu nutzendes Verfahren anwenden zu können, wird die Eingangsspannung am quadaxialen Messaufbau mithilfe eines Leistungsreflektometers[5] gemessen und hieraus der Strom berechnet. Bei einem System mit einem Wellenwiderstand von 50 Ω ergibt sich der Strom I aus der Vorwärtsleistung P_f zu:

$$I = \sqrt{\frac{P_\mathrm{f}}{Z_\mathrm{System}}} = \sqrt{\frac{P_\mathrm{f}}{50\,\Omega}} \tag{2.45}$$

Da die Leistung nur am Eingang des Aufbaus gemessen werden kann, der Strom aber an der Stelle der Probe bestimmt werden müsste, schränkt die Bestimmung des Stromes über die Leistung den nutzbaren Frequenzbereich des gewählten Aufbaus auf elektrisch kurze Zuleitungslängen ein. Ab einer Frequenz, bei der die Wellenlänge λ ein Zehntel der Zuleitungslänge überschreitet, weicht der auf diese Weise messtechnisch ermittelte Strom vom tatsächlichen ab. Der Strom wird am Eingang gemessen, aufgrund der zu berücksichtigen Wellenausbreitung ist der Strom jedoch ortsabhängig. Bei dem in Abbildung 2.14 dargestellten Aufbau muss ab ca. 130 MHz mit einer Beeinflussung der Ergebnisse durch die Strommessung am Eingang der Zelle gerechnet werden.

Wie bei der Herleitung des Oberflächenwiderstandes beschrieben, muss der Spannungsabgriff auf der Probenseite erfolgen, an der auch der Strom in die Probe eingeprägt wird. Dies wird im entwickelten Aufbau über zwei dünne Messingringe realisiert, die auf die Oberfläche der Probe aufgebracht werden. Um die Messsignale nicht durch den feldbelasteten Aufbau führen

[5] Rhode & Schwarz Leistungsreflektometer NRT mit Prüfkopf NAP – Z5, 25 – 1000 MHz

zu müssen, werden sie mit Schrauben auf die an der Rückseite der Probe befindlichen Spannungsmessvorrichtung geführt. Auf diese Weise ergibt sich ein quadaxialer Aufbau.

Die zum Spannungsabgriff genutzten Ringe müssen innerhalb der Zuleitungen für den Strom liegen, der Innenradius der Spannungsmessung R_i' ist also größer, der Außenradius R_a', kleiner als bei dem 50 Ω System der Zuleitung. Mit dem im Aufbau realisierten Werten von 29 mm und 46 mm ergibt sich aus Gleichung (2.44) ein Wellenwiderstand von ca. 28 Ω. Um diese Impedanz an die 50 Ω des am Ende angeschlossenen Messempfängers[6] anzupassen, ist die in Abbildung 2.15 dargestellte Taper-Struktur notwendig. Da nur die tatsächlich anliegende Differenzspannung zur Bestimmung der Impedanz des Flächenleiters maßgeblich ist, muss der Messempfänger (über einen Spannungswandler und eine Autobatterie) potenzialfrei betrieben werden, da es ansonsten durch die Massung des Messempfängers über die Netzzuleitung zu einer Potenzialverschiebung kommt.

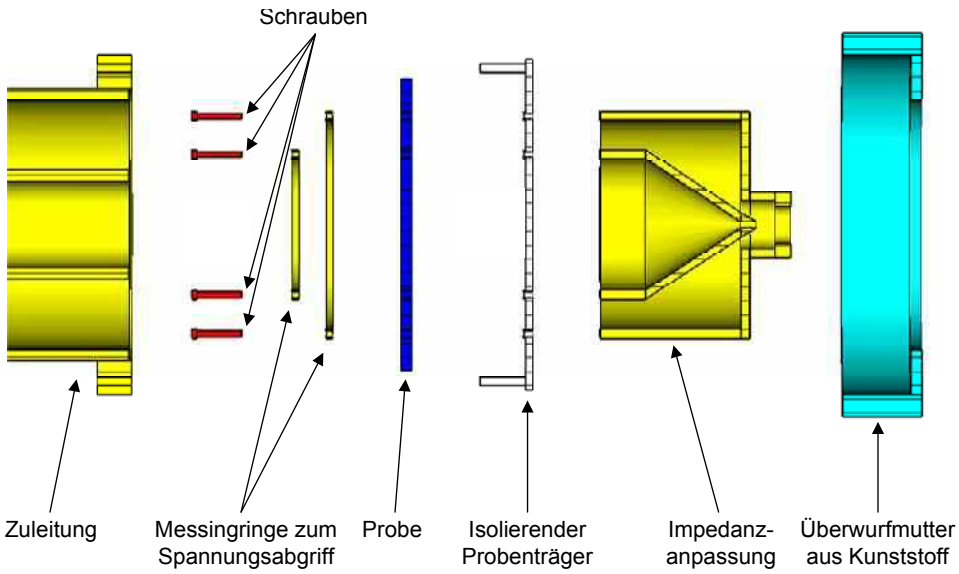


Abbildung 2.15: Detailskizze des Quadaxialen Messaufbaus zur Bestimmung des Widerstandes von niderimpedanten Flächenleitern. Die Impedanzanpassung bei der Spannungsmessung erfolgt über eine Taperstruktur.

Da die zu erwartenden Impedanzen im μΩ oder mΩ Bereich liegen, stellt der Messempfänger eine vergleichsweise große Impedanz dar, sodass von einer näherungsweise stromfreien Spannungsmessung ausgegangen werden kann. Hiermit wird, ähnlich wie bei der DC-Messung, der Einfluss von Kontakt- und Übergangswiderständen minimiert. Dennoch ist aufgrund der Impedanzanpassung bei der Spannungsmessung und der Dämpfung der Zuleitungssignale eine Kalibrierung des Aufbaus nötig.

Zur Kalibrierung des Aufbaues wird eine polierte Kupferprobe mit 2 mm Dicke und einer Rauhigkeit von unter 100 nm benutzt. Da die Skineindringtiefe δ_s im betrachteten Frequenz-

[6] Rhode & Schwarz Messempfänger ESPI, 9 kHz bis 3 GHz mit Option FSP-B30 zum potenzialfreien Betrieb

bereich deutlich unterhalb der Probendicke liegt, kann der zu erwartende Betrag der Impedanz mit Formel (2.43) berechnet werden. Bei der Durchführung der Messung ist darauf zu achten, dass keine Störspannungen in den Prüfaufbau einkoppeln können. Daher sind alle Zuleitungen aus Semiridged Kabeln hergestellt, die Messungen sind in einem geschirmten Labor durchgeführt worden. Um Störungen durch den zur Erzeugung des erforderlichen Messstromes notwendigen Leistungsverstärkers zu reduzieren ist dieser außerhalb des geschirmten Prüflabors aufzustellen.

Die Messergebnisse werden maßgeblich durch die Dämpfung des Aufbaus beeinflusst. Daher bietet sich eine multiplikative Korrektur der Messwerte an. Der Korrekturterm k_m kann bestimmt werden zu:

$$k_\mathrm{m} = \frac{|Z_\mathrm{th}|}{|Z_\mathrm{mess}|} \tag{2.46}$$

Dabei ist $|Z_\mathrm{th}|$ der mit Gleichung (2.43) bestimmte, theoretische Wert und $|Z_\mathrm{mess}|$ die tatsächlich gemessene Größe.

Zur Validierung des Aufbaus wird der Betrag der Impedanz einer 4 mm dicken Probe aus CuZn37-Messing mit einer elektrischen Leitfähigkeit von $\kappa = 15 \cdot 10^6$ S/m bestimmt. Um Einflüsse von Oberflächenrauhigkeiten oder Oxidschichten zu reduzieren, wird auch diese Probe poliert (mittlere Rauhigkeit ebenfalls kleiner 100 nm). Die Messwerte werden anschließend mit dem Korrekturfaktor k_m aus der Messung der Kupferprobe multipliziert und mit den über Formel (2.43) bestimmten theoretischen Werten verglichen. Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 2.16 gegeben.

Sowohl die gemessenen Werte für die Kalibrierprobe, wie auch die Messwerte der Messingprobe liegen unterhalb der jeweiligen theoretischen Werte. Dies ist mit der Dämpfung der gemessenen Spannung, vor allem durch die notwendige Impedanzanpassung zu erklären. Die mit dem multiplikativen Korrekturverfahren bearbeiteten Werte der Messingprobe zeigen hingegen eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Werten.

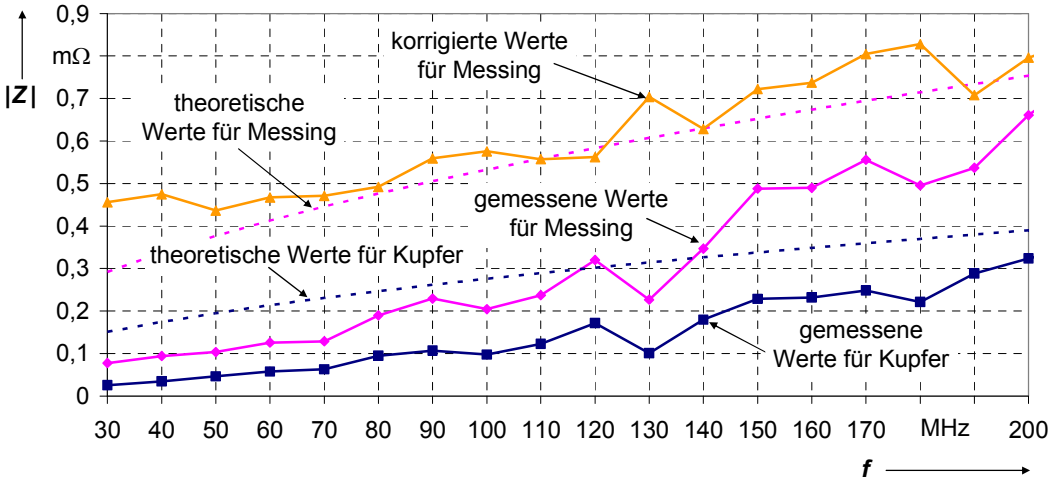


Abbildung 2.16: Ergebnisse der Kalibrier- und der Probemessung mit einer polierten Kupfer- und Messingprobe.

Die Messergebnisse der Messingprobe können zusätzlich für eine erweiterte Kalibrierung des Messaufbaus genutzt werden. Neben der beschriebenen Dämpfung, die mit einem multiplikativen Korrekturterm erfasst werden kann, können zusätzliche Widerstände, wie z.B. Kontaktwiderstände, die Messung verfälschen. Zwar ist deren Einfluss durch das quadaxiale Messverfahren auf ein Minimum reduziert, aufgrund der Eingangsimpedanz des Messempfängers von 50 Ω aber nicht vollkommen ausgeschlossen. Um diese Effekte ebenfalls zu minimieren, wird ein zusätzliches, additives Korrekturelement k_a eingeführt:

$$\left|Z_{\text{korrigiert}}\right| = k_m \cdot \left|Z_{\text{mess}}\right| + k_a \tag{2.47}$$

Zur Bestimmung der beiden Korrekturterme k_m und k_a wird für die Messing- sowie für die Kupferprobe der theoretische Wert $\left|Z_{th}\right|$ für $\left|Z_{\text{korrigiert}}\right|$ in Gleichung (2.47) eingesetzt und das so entstandene Gleichungssystem gelöst. Mithilfe der so ermittelten Korrekturterme und dem vorgestellten Messsystem kann dann der Betrag der Impedanz von beliebigen Flächenleitern bestimmt werden.

Da die Radienverhältnisse durch den Versuchsaufbau gegeben sind, kann über Gleichung (2.43) die effektiv bei der jeweiligen Frequenz wirkende Leitfähigkeit κ_{eff} der für Modenverwirbelungskammern genutzten Bleche bestimmt werden. Im Falle der Kammer am HSE handelt es sich um verzinkte Stahlbleche, deren genauere Struktur bereits in Abbildung 2.11 und Abbildung 2.12 vorgestellt wurde. Das Ergebnis der Leitfähigkeitsbestimmung ist in Abbildung 2.17 dargestellt.

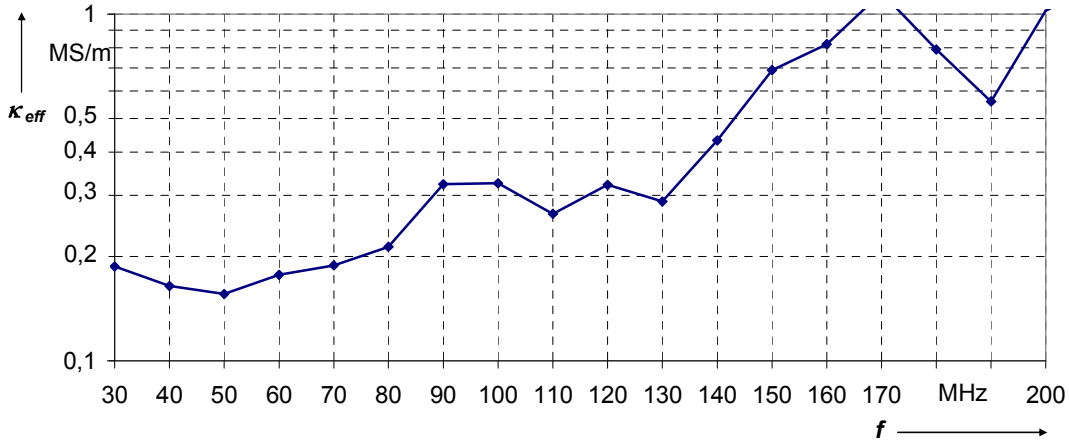


Abbildung 2.17: Effektive, gemessene Leitfähigkeit κ_{eff} eines verzinkten Stahlbleches über der Frequenz *f*.

Die gemessene Leitfähigkeit κ_{eff} bewegt sich bis zu einer Frequenz von 130 MHz in einem Bereich von 0,25 MS/m ± 50 kS/m. Ab 130 MHz steigt die gemessene Leitfähigkeit stark an, was aber auf die dann fehlerhafte Strommessung zurückzuführen ist. Bei der Messung der gegenüber Messing und Kupfer relativ harten Probe aus verzinktem Stahlblech erweist sich die Kontaktierung der Probe als schwieriger. Die Kontaktierungsprobleme können leicht zu Fehlmessungen führen und reduzieren somit die Reproduzierbarkeit der Messung. Außerdem weichen die mit dem quadaxialen Messverfahren bestimmten Werte von denen aus der Gütemessung in der Modenverwirbelungskammer um den Faktor vier ab. Dies kann an der unterschiedlichen Frequenz liegen. Hierdurch erhöht sich die Skineindringtiefe. Die effektive Leitfähigkeit der Probe wird also nicht mehr maßgeblich von der Zinkschicht bestimmt, sondern auch vom Stahlblech und der Zink- / Stahl-Grenzschicht beeinflusst. Außerdem kommt es bei verzinkten Blechen zu einer Streuung der Zinkdicke- und –qualität. Die untersuchten Bleche stammen zwar von demselben Hersteller wie die in der Kammer verbauten, allerdings handelt es sich hierbei um eine andere Charge, die auch optisch Unterschiede in der Struktur der Zinkschicht aufweist. In jedem Falle ist aber sowohl bei der Messung der Kammergüte, als auch bei der Bestimmung der Leitfähigkeit mithilfe des vorgestellten Aufbaus eine erhebliche Reduzierung der effektiven Leitfähigkeit verzinkter Stahlbleche gegenüber elementarem Zink zu erkennen. Aufgrund der guten Übereinstimmung bei der Gütemessung und den Ergebnissen aus andern Laboren, die von derselben Firma wie das am HSE vorhandene gebaut sind [18], [61], wird weiterhin mit einer effektiven Leitfähigkeit von 1 MS/m bei der Verwendung von verzinkten Stahlblechen ausgegangen.

Für die Bestimmung der effektiven Leitfähigkeit zur Anpassung der berechneten und gemessenen Güteverläufe in Modenverwirbelungskammern kann das vorgestellte Messverfahren nur bedingt eingesetzt werden. Bei der relativ harten Zinkprobe verfälschen Kontaktierungsprobleme und der geschichtete Aufbau des Bleches die Messergebnisse. Allerdings ist das Messverfahren bei relativ weichen und homogenen Materialproben gut zur Leitfähigkeitsbestimmung geeignet und liefert hier reproduzierbare Ergebnisse. Dies haben vor allem die Messungen der Kupfer- und Messing-Proben gezeigt. Zur Abschätzung der Güte beim Designprozess von Modenverwirbelungskammern aus diesen Materialien kann die

tatsächliche, effektive Leitfähigkeit also bereits vor Aufbau der Kammer mithilfe des vorgestellten Aufbaus bestimmt werden.

2.5.2 Aufbau der Einzelblechverbindung

Modenverwirbelungskammern müssen aufgrund ihrer Größe aus mehreren Blechen zusammengesetzt werden. Die Art der Einzelblechverbindungen kann dabei maßgeblichen Einfluss auf die Güte der Kammer haben. Zur Verbindung zweier Bleche ist z. B. eine Falzung am jeweiligen Blechende notwendig. Die Stoßstelle der zu verbindenden Bleche kann entweder in den Hohlraumresonator hereinreichen oder an der Außenseite liegen, wodurch sich eine relativ ebene Oberfläche an der Kammerinnenseite ergibt. Durch eine in den Resonator hereinragende Wulst ist zumindest die Weglänge für die auf der Innenseite der Kammerwände fließenden Oberflächenströme größer; es sind daher größere Wandverluste zu erwarten, als bei nahezu glatten Kammerinnenwänden.

Üblicherweise sind die Einzelbleche mit dicht beieinander liegenden Schrauben verbunden. Zwischen die Falze der Kammerbleche wird häufig eine aus Metallgeflecht bestehende Hochfrequenzdichtung eingefügt, um einen geringen Übergangswiderstand zwischen den Blechen zu realisieren. Falls keine lösbare Verbindung der Kammerbleche zum eventuellen Ab- und Wiederaufbau der Kammer benötigt wird, können die Bleche auch mithilfe einer Lot- oder Schweißnaht miteinander verbunden werden. Bei einer dauerhaften Verbindung der Bleche ist ebenfalls ein geringerer Übergangswiderstand und somit eine höhere Güte des Resonators zu erwarten.

Zur Untersuchung des Einflusses der Einzelblechverbindungstechnik auf die Güte einer Modenverwirbelungskammer werden mehrere vergleichbare Hohlraumresonatoren aus 1 mm dickem Kupferblech erstellt, deren Güte ermittelt wird. Die Resonatoren sind 160 mm x 180 mm x 230 mm groß (s. Abbildung 2.18). Sie sind aus zwei mit Falzung versehenen Hälften aufgebaut, die den Resonator in der *x*-*y* Ebene mittig teilen. Die Einkopplung erfolgt über einen ca. 70 mm langen Koppelstift in z-Richtung, der an den Innenleiter einer SMA-Einbaubuchse gelötet wird. Zur Bestimmung der Güte der unterschiedlichen Konstruktionen wird der Reflexionsfaktor S_{11} des Koppelstiftes gemessen und das 3 dB Bandbreitenkriterium ausgewertet.

Die erste Resonanz ist bei den gegebenen Verhältnissen für einer Frequenz von 1054 MHz zu erwarten. Der größte Einfluss der Stoßstellen auf die Güte sollte dann vorliegen, wenn die Schnittstelle senkrecht zu den auftretenden Oberflächenströme liegt. In Abbildung 2.18 sind die mit dem Softwarepaket Microwave Studio [69] berechneten Oberflächenströme für den Fall der ersten Resonanz dargestellt, sie liegen senkrecht zu der eingezeichneten Schnittkante.

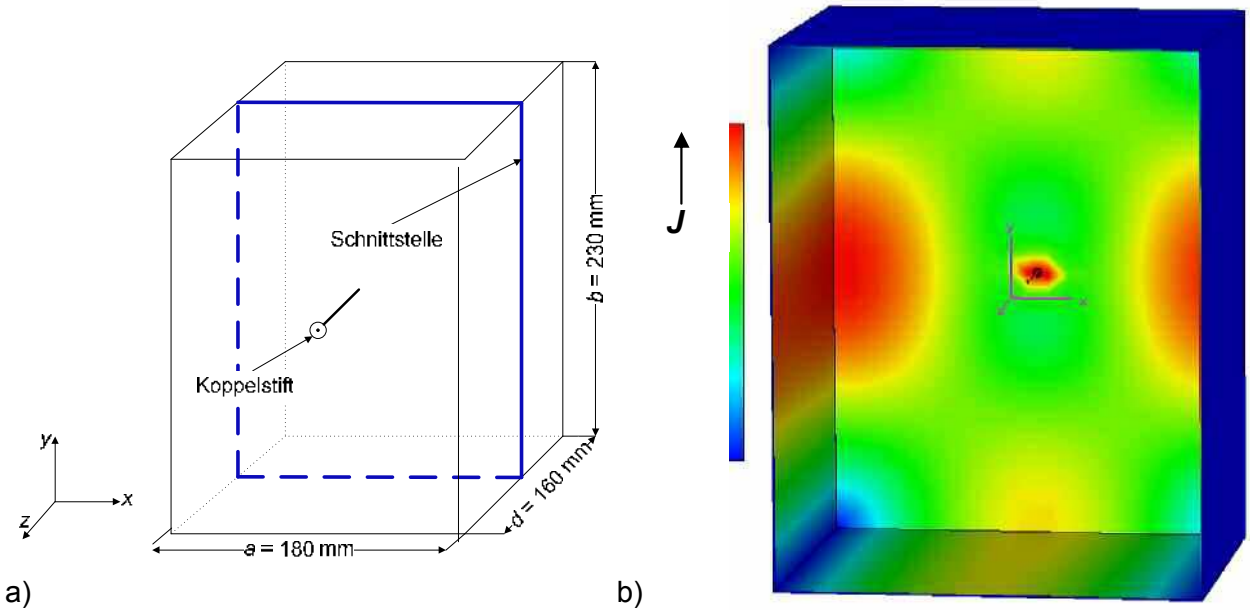


Abbildung 2.18: Kleinresonator zur Untersuchung des Einflusses der Einzelblechverbindungstechnik auf die Güte eine Modenverwirbelungskammer. Zur Evaluierung ist die Schnittstelle (a) senkrecht zur Stromdichteverteilung gelegt (b, Simulation der Stromdichteverteilung mit Microwave Studio [69]).

2.5.2.1 Verbindungstechnik

Die beiden den Resonator bildenden Hälften können entweder miteinander verlötet oder mithilfe einer Hochfrequenzdichtung und entsprechender Pressung verbunden werden. Zur Untersuchung der üblichen Klemmverbindungstechnik wird eine handelsübliche HF-Dichtung[7] auf die Falzung einer Resonatorhälfte gelegt. Die beiden Resonatorhälften werden dann, bei nach außen zeigender Falzung, mit 6 Federklemmen zusammengepresst (s. Abbildung 2.19).

Bei beiden Falzungstechniken ist die erste Resonanzstelle messtechnisch trotz extrem feiner Auflösung des Spektralbereiches nicht auffindbar. Der Eingangsreflexionsfaktor am Koppelstift zeigte bei einer Messbandbreite von 100 Hz im Frequenzbereich von 970 MHz bis 1070 MHz keine resonanztypischen Einbrüche.

[7] Laird Technologies ELECTRONIT EMI-Dichtung mit Elastomerkern, Typ Nr. 8011-2322

Abbildung 2.19: Kleinresonantor zur Untersuchung des Einflusses der Einzelblechverbindung auf die Güte bei Verwendung der Klemmtechnik.

Die beiden nächsten Resonanzstellen liegen bei 1140 MHz und 1252 MHz. Diese Stellen zeigen in der *E*-Feldverteilung ebenfalls nur eine Halbwelle, die dominante Feldkomponente liegt auf der *x*- bzw. *y*-Achse des Resonators (vgl. Abbildung 2.18). Daraus resultiert eine Oberflächenstromverteilung an der Resonatorinnenseite, die nicht auf allen Seiten senkrecht zur Schnittstelle verläuft (s. Abbildung 2.20). Der Einfluss der Stoßstellen auf die Güte der Resonatoren ist somit nicht so ausgeprägt zu erwarten wie im Falle der ersten Resonanz. Des Weiteren liegt die Vorzugsrichtung des E-Feldes nicht parallel, sondern senkrecht zum Koppelstift, sodass keine optimale Ankopplung der Resonanz zu erwarten ist.

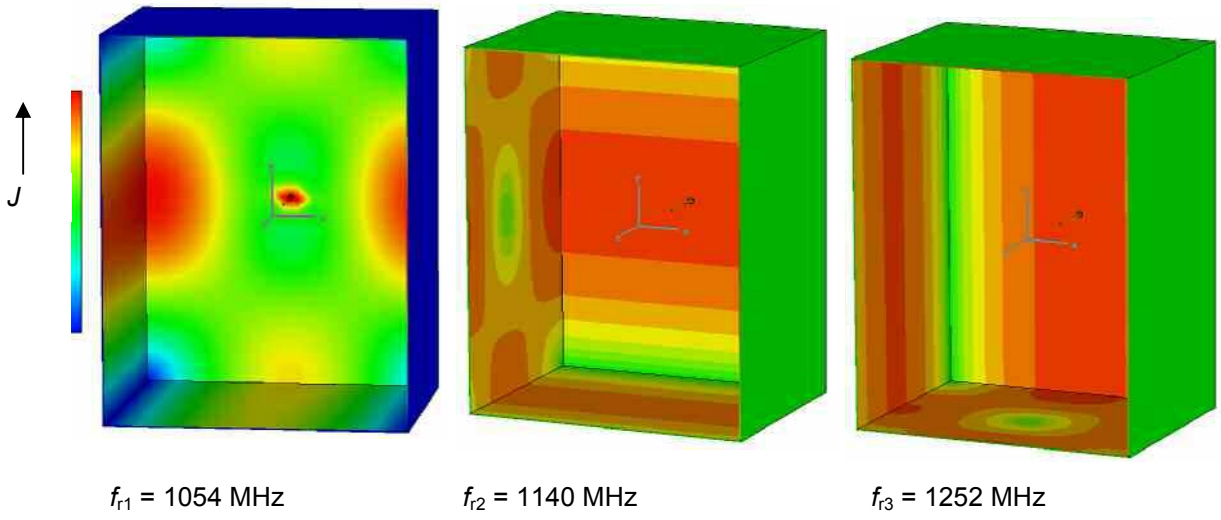


Abbildung 2.20: Stromdichteverteilung an den ersten drei Resonanzstellen des untersuchten Kleinresonators. Bei der zweiten und dritten Resonanz ist die Schnittstelle nicht komplett senkrecht zur maximalen Stromdichteverteilung.

Die Ankopplung der zweiten und dritten Resonanz stellt sich bei den Messungen tatsächlich als Problem heraus; sie ist stark von der Genauigkeit der Platzierung der beiden Resonatorhälften abhängig. Bei unpräziser Positionierung kann es zu unphysikalischen, stark schwankenden Messwerten kommen. Bei der Bestimmung der Güte werden die Messwerte daher über mindestens fünf Messungen mit jeweiliger Neupositionierung der Resonatorhälf-

ten gemittelt. Es ergibt sich für die zweite Resonanz eine tatsächliche Resoanzfrequenz von 1132 MHz bei einer Güte von 12.700. Die dritte Resonanz liegt bei 1238 MHz und einer Güte von 18.150. Die leichte Reduzierung der Resonanzfrequenz im Vergleich zu den Ergebnissen der theoretischen Berechnung über Formel (1.40) bzw. der Simulation ergibt sich aus der Dämpfung, die beim realen Resonator aufgrund der endlichen Leitfähigkeit der Kupferbleche hervorgerufen wird.

Nach Durchführung aller weiteren Messungen mit dem in Klemmtechnik ausgeführten Resonator wird die Hochfrequenzdichtung entfernt und die Stoßstellen miteinander verlötet.

Auch bei dem verlöteten Resonator ist es nicht möglich, die erste Resonanzstelle bei 1054 MHz anzuregen, es werden daher die Güten der zweiten und dritten Resonanz bestimmt. Die Resonanzfrequenzen ergeben sich zu 1135 MHz und 1253 MHz. Die doch merkliche Erhöhung der dritten Resonanzfrequenz um 15 MHz kann mit dem um die HF-Dichtung kürzer gewordenen Hohlraum erklärt werden. Die Güte liegt bei 13.000 bzw 10.300. Somit ist sie bei 1135 MHz in etwa mit dem Wert bei der Klemmverbindung vergleichbar, bei 1253 MHz liegt die Güte ca. um den Faktor 2 unterhalb der gemessenen Werte beim geklemmten Resonator.

Durch die gelötete Verbindung sollte der Übergangswiderstand reduziert und somit die Güte erhöht werden. Dies ist allerdings nicht der Fall. Allerdings war die Güte des Resonators mit geklemmten Verbindungen stark von der Positionierung der beiden Hälften abhängig. Diese kann beim verlöteten Resonator nicht geändert werden. Somit ist auch eine Mittelung über mehrere Messungen nicht möglich.

Durch das Verlöten der Falzung und der hierfür erforderlichen Wärmezufuhr kann sich das Kupferblech leicht verformen, sodass die Ausbildung von mechanischen Materialspannungen möglich ist. Diese können, zum Beispiel bei Vorhandensein kalter Lötstellen oder sonstigen Fehlern, zu einer herabgesetzten Leitfähigkeit und somit einer reduzierten Güte führen. Wird eine externe, mechanische Spannung auf das Material ausgeübt, ergeben sich andere Verhältnisse, sodass sich bei Vorhandensein der dargestellten Probleme eine andere Güte ergibt. Dies ist beim vorliegenden Resonator auch der Fall. Mithilfe einer angebrachten Schraubzwinge wird leichter Druck in x-Richtung auf die untere Hälfte des Resonators gegeben. Hierdurch erhöhen sich die messtechnisch bestimmten Güte auf 18.400 und 13.400.

Eine genaue Untersuchung der Verbindungstechnik erscheint aufgrund der Probleme bei der Ankopplung der Resonanzen und den Auswirkungen mechanischer Spannungen sowie der notwendigen, exakten Platzierung der Teile bei den vorliegenden Resonatoren hoher Güte als schwierig. Tendenziell kann jedoch festgehalten werden, dass eine sorgfältig ausgeführte, mit Hochfrequenzdichtungen versehene, geklemmte Einzelblechverbindung im Vergleich zur verlöteten Verbindung keine entscheidenden Nachteile hat.

2.5.2.2 Falzung

Neben dem in Abbildung 2.19 dargestellten Resonator mit Falzung nach außen wird eine ansonsten exakt gleich aufgebaute Kavität erstellt, bei der die Falzung in den Hohlraum hineinragt. Bei Verwendung der Klemmtechnik können die beiden Hälften nicht mit den dargestellten Federklemmen zusammengepresst werden. Es werden hier Schraubzwingen mit Holzleisten zur Kraftverteilung eingesetzt, um den erforderlichen Anpressdruck auf die Stoßstellen ausüben zu können.

Auch bei dem Resonator mit nach innen zeigender Falzung ist die erste Resonanzstelle nicht anregbar. Die Resonanzstellen liegen hier bei 1123 MHz und 1244 MHz. Die minimalen Abweichungen im Vergleich zum Resonator mit nach außen gerichteter Falz sind marginal und können mit Fertigungstoleranzen beim Aufbau der Resonatoren erklärt werden. Die Güten sind ebenfalls vergleichbar und liegen bei 13.000 und 21.000. Allerdings unterliegt die Messung einer größeren Streuung als bei nach außen zeigender Falz, was mit der inhomogeneren Anpressdruckverteilung erklärt werden kann.

Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Ankopplung der ersten Resonanz wird bei den verlöteten Resonatoren zu deren Untersuchung außerdem ein abgeänderter Koppelstift eingesetzt. An den ca. 10 mm langen Innenleiter einer SMA-Buchse wird eine kreisrunde Kupferplatte mit einem Durchmesser von 10 mm montiert. Um diesen Koppelstift in die beiden Resonatoren einfügen zu können, wird die Bohrung auf gut 10 mm erweitert. Mithilfe dieser für die erste Resonanz optimierten Einkopplung ist die Anregung der Resonanzstelle möglich. Für den Resonator mit nach innen ragender Falzung ergibt sich eine Güte von ca. 9.940 bei einer Resonanzfrequenz von 1050,5 MHz. Der zweite Resonator mit nach außen reichender Falzung hat eine Güte von ca. 16.910 bei einer leicht verschobenen Resonanzfrequenz von 1057 MHz.

Die in Abbildung 2.18 dargestellte Stromdichteverteilung zeigt ein senkrecht zur Stoßstelle verlaufendes Strommaximum, welches durch die nach innen ragende Falzung stark bedämpft wird. Hieraus resultiert eine Reduzierung der Güte um ca. 5 dB. Mithilfe der veränderten Einkopplung kann also der postulierte Einfluss der Falzung auf die Güte bestätigt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Variation der Einkopplung erst nach dem Verlöten der beiden Resonatorhälften durchgeführt worden ist, kann die genauere Untersuchung der Verbindungstechnik an der ersten Resonanzstelle nicht mehr durchgeführt werden.

Die Messungen am Kleinresonator zeigen, dass zur Erzielung möglichst hoher Güte beim Bau von Modenverwirbelungskammern die Falzung an den Stoßstellen der Blechsegmente nach außen ausgeführt werden sollte. Ein merklicher Unterschied bei der Verbindungstechnik kann hingegen nicht festgestellt werden.

2.5.3 Elektroverteilung

Neben der Falzung und der Verbindungstechnik als mögliche Einflussgrößen auf die Güte wird die Bedämpfung eines Hohlraumresonators durch eine zur Versorgung der Prüflinge und der Beleuchtung einer Modenverwirbelungskammer notwendigen Elektroverteilung untersucht. Hierzu wird eine Modellverteilung in den Kleinresonator mit Klemmverbindungstechnik und dem ca. 70 mm langen Koppelstift eingebracht. Diese besteht aus einer knapp 50 cm langen unverdrillten Zweidrahtleitung. Zur Nachbildung eines Leuchtmittels ist das eine Ende der Leitung mit einem 300 Ω Widerstand abgeschlossen. Dies entspricht in etwa der Belastung durch eine 200 W Lampe. Das zweite Ende der Leitung ist in einem geschirmten Labor mit einem Netzfilter verbunden, der eingekoppelte Ströme und Spannungen mit Frequenzanteilen > 50 Hz herausfiltern, also gegen Masse kurzschließen sollte. Daher ist das zweite Ende der Leitung kurzgeschlossen und leitfähig mit der Innenseite des Resonators verbunden.

Wird das Modell der Leitung direkt auf der Innenseite des Resonators montiert, ist keine signifikante Reduzierung der Güte zu erkennen. Dies ist mit der kleinen, zwischen Leiter und Resonatorwand aufgespannten Fläche zu erklären. Es kann keine Energie in das System einkoppeln.

Wird jedoch der Widerstand um ca. 6 cm auf der *y*-Achse (vgl. Abbildung 2.18) verschoben zur Einkoppelstelle montiert und das andere Ende der Leitung auf der dem Koppelstift gegenüberliegenden Seite mit der Resonatorinnenwand verbunden, ergibt sich ein zum Koppelstift verschobenes, parallel laufendes Leitungsstück, in welches Energie einkoppeln kann. Dies führt zu einer merklichen Bedämpfung. Die Güten werden ebenfalls mithilfe von fünf Messungen bestimmt, deren Ergebnisse gemittelt werden. Im Falle der nach außen gerichteten Falzung liegt die Güte der zweiten Resonanzstelle bei 1.820 und bei der dritten Resonanzstelle bei 3.470. Dies entspricht einer Dämpfung von ca. 7 dB bzw. 5 dB. Bei nach innen zeigender Falzung liegen die Güten der zweiten Resonanz bei 970 und 2270, was Dämpfungen von ca. 13 dB und 10 dB entspricht. In beiden Fällen unterliegen die Messungen einer deutlich geringeren Streuung im Vergleich zu den Messungen ohne Elektroverteilungsmodell. Die Resonanzfrequenzen zeigen im Vergleich zu den Messungen am leeren Resonator nur eine äußerst geringe Verschiebung von weniger als 5 MHz.

Aufgrund dieser Ergebnisse ist bei der Installation der Elektroverteilung darauf zu achten, dass diese möglichst dicht an der Resonatorwand geführt wird. Allerdings ist bei der Versorgung der Beleuchtung ein gewisser Abstand der Leitung zur Metallwand nicht zu vermeiden, sodass es durch die eingebrachte Elektroverteilung in Modenverwirbelungskammern zu einer deutlichen Bedämpfung der Güte kommen kann.

Durch die zusätzliche Dämpfung des Modells einer Elektroverteilung ist außerdem in beiden Resonatoren die erste, eigentlich anvisierte Resonanzstelle auch mit dem 70 mm langen Koppelstift anregbar. Durch die parallel zum *E*-Feld verlaufende Leitung ist die Bedämpfung

der ersten Resonanz besonders stark ausgeprägt. Dies zeigt sich in einer deutlichen Verschiebung der Resonanzfrequenz. Diese sollte nach Gleichung (1.40) bei 1054 MHz liegen; im Fall der nach außen gerichteten Falzung liegt sie bei 980 MHz, bei der nach innen gerichteten Falzung bei 1002 MHz. Der über 5 Messungen gemittelte Wert der Güte des Resonators mit nach außen zeigender Falz liegt bei 1.745, bei innen liegender Falz hingegen bei nur 600. Im Vergleich zum verlöteten Resonator mit abgewandelter Einkopplung ergibt sich eine Dämpfung von 20 dB (Falzung nach außen) bzw. 24 dB (Falzung nach innen). Die im Vergleich zur zweiten und dritten Resonanzstelle stärkere Bedämpfung kann zum Teil mit den unterschiedlichen Randbedingungen der zum Vergleich herangezogenen Messungen mit und ohne Elektroverteilung erklärt werden. Im Falle der leeren Resonatoren sind die Ergebnisse mit verlöteten Stoßstellen herangezogen worden. Außerdem ist aufgrund der optimierten Ankopplung mit einer höheren Güte zu rechnen. Die Messungen mit Elektroverteilung werden jedoch mit geklemmten Resonatoren und Einkopplung mithilfe des 70 mm langen Stiftes vorgenommen. Hierdurch kann eine zusätzliche Dämpfung hervorgerufen werden. Allerdings ist ein nachträgliches Einfügen der Modell-Elektroverteilung in die verlöteten Resonatoren mit abgewandelter Einkopplung nicht möglich, da die Modellverteilung nicht durch das vorhandene Koppelstiftloch eingeführt und mit der Resonatorwand verbunden werden kann.

Der zuvor im leeren Resonator beobachtete Einfluss der Falzung kann ebenfalls für eine eingebrachte Elektroverteilung bestätigt werden. Bei den aufgeführten Ergebnissen ist die Dämpfung durch die unterschiedliche Falztechnik im Resonator mit Elektroverteilung mit ca. 9 dB noch etwas stärker als im unbeladenen Resonator (5 dB).

2.6 Vergleich zweier existierender Modenverwirbelungskammern

Zur Untersuchung aller dargestellten Einflussfaktoren auf die Güte werden abschließend zwei Modenverwirbelungskammern unterschiedlicher Bauarten verglichen. Neben der bereits vorgestellten Kammer am HSE wird die Modenverwirbelungskammer am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik an der Technischen Universität Dortmund (MVK HFT) untersucht. Da die Kammern eine unterschiedliche Größe aufweisen, ist ein direkter Gütevergleich nur wenig aussagekräftig. Die Unterschiede in der Güte werden daher mithilfe der berechenbaren Güte und dem zur Anpassung der berechneten an die messtechnisch ermittelte Güte notwendigen Korrekturfaktor ζ aufgezeigt.

Die MVK HSE ist aus feuerverzinkten Stahlblechen zusammengesetzt, die an den Falzungen zusammengeschraubt sind. Der Schraubenabstand beträgt 7,5 cm, zwischen den Falzen befindet sich zur Sicherstellung eines flächigen Multikontaktes eine Hochfrequenzdichtung. Die überstehenden Elemente der Falzungen ragen in die Kammer hinein (s. Abbildung 2.21). Außerdem verfügt die Kammer über eine umfangreiche Elektroverteilung, die neben der

Versorgung der notwendigen Beleuchtung und des Rührermotors zur Prüflingsversorgung genutzt werden kann. Aufgrund dieser beim Kleinresonator als negativ in Bezug auf die Güte herausgearbeiteten Eigenschaften ist ein Korrekturfaktor von 10 zur Anpassung der berechneten an die messtechnisch ermittelte Güte notwendig (vgl. Abbildung 2.7). Außerdem ist bei der Berechnung der Güte mit einer wegen der Blechstruktur gegebenen, im Vergleich zu elementarem Zink um den Faktor 16 reduzierten Leitfähigkeit zu kalkulieren.

a) Innenseite der Kammerwand

b) Stoßstelle der Einzelbleche mit Elektroverteilung

c) HF-Dichtung zwischen den Falzen der Segmentverbindungen

Abbildung 2.21: Verbindungen der Einzelbleche in der Modenverwirbelungskammer am HSE.

Die 1,9 m x 1,8 m x 2,9 m große MVK HFT (vgl. Abbildung 2.22) ist zur Überprüfung der Möglichkeiten des *Source-Stirrings* mit einem Antennenarray errichtet worden und dient nicht als EMV-Prüfeinrichtung im eigentlichen Sinne, wie die Kammer am HSE. Daher ist keine Elektroverteilung installiert. Des Weiteren ist die Kammer aus 1 mm starkem Kupferblech aufgebaut, dessen Leitfähigkeit mit der des elementaren Kupfers übereinstimmt.

Abbildung 2.22: Modenverwirbelungskammer am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Dortmund. Die an der Außenseite angebrachten Holzverstrebungen sind aus Stabilitätsgründen notwendig.

Um möglichst geringe Störungen durch die Kontaktierungen der Kammerwandsegmente zu erreichen, sind die einzelnen Bleche miteinander verlötet; die notwendigen Falzungen zeigen nach außen, sodass eine mehr oder weniger glatte Wandinnenseite vorhanden ist (vgl. Abbildung 2.23). Die zum Einbringen von Feldsonden, Antennen und anderen messtechnischen Einrichtungen notwendige Öffnung ist nicht als voll begehbare Tür ausgeführt, sondern nur als 120 cm x 70 cm große Luke. Diese ist so gestaltet, dass sich an der Innenseite ebenfalls eine möglichst glatte Oberfläche ergibt. Es wird auch auf eine Bedienung der Verriegelung auf der Innenseite verzichtet. Damit sind alle in den vorherigen Abschnitten als gütereduzierende Einflüsse herausgearbeiteten Konstruktionsmerkmale auf ein notwendiges Minimum reduziert.

Abbildung 2.23: Verlötete Einzelblechverbindungen in der Kammer am HFT. Es ergibt sich eine nahezu plane Kammerwandinnenseite.

Die Reduzierung dämpfender, konstruktiver Details wird beim Vergleich der messtechnisch bestimmten Güte mit der über Gleichung (2.19) berechneten Güte deutlich. Zur Anpassung der berechneten an die messtechnisch bestimmte Güte ist bei der MVK HFT nur ein Korrekturfaktor von 3 notwendig (s. Abbildung 2.24).

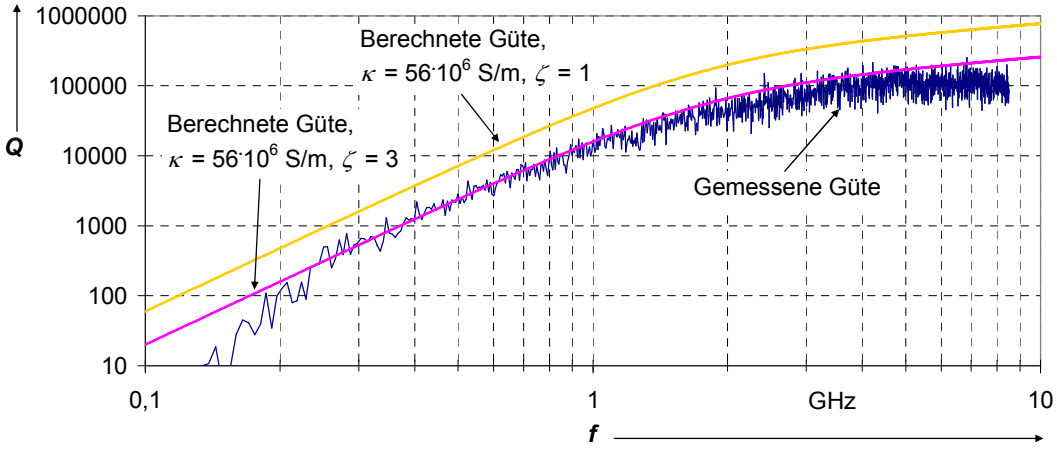


Abbildung 2.24: Berechnete und über das *Source-Stirred*-Verfahren messtechnisch bestimmte Güte der Kammer am HFT. Zur Angleichung der beiden Kurven ist nur ein Korrekturfaktor von 3 erforderlich.

Der Vergleich der Kammer am HSE und HFT zeigt deutlich, dass die zuvor am Kleinresonator nachgewiesenen Einflussfaktoren auch bei multimodalen Hohlraumresonatoren wirksam sind. Die Gesamtheit der Einflüsse reduziert die Güte der Kammer am HSE um mehr als den Faktor 3 (10 dB) im Vergleich zur Kammer am HFT. Zur güteoptimierten Konstruktion ist also eine möglichst glatte Oberfläche anzustreben. Die zur Verbindung der Wandsegmente notwendigen Falzungen sollten nicht in das Kammerinnere ragen, sondern an der Außenwand der Kammer angebracht werden. Kann auf die Möglichkeit der Demontage und des Wiederaufbaus der Modenverwirbelungskammer verzichtet werden, ist eine gelötete oder verschweißte Verbindung der Segmente einer Verschraubung vorzuziehen. Lässt sich diese nicht vermeiden, ist auf einen ausreichend kleinen Verschraubungsabstand und eine sachgerecht installierte Hochfrequenzdichtung zu achten.

Die beim Kleinresonator aufgezeigte Dämpfung durch eine Elektroverteilung ist bei der MVK HFT ebenfalls nicht wirksam und führt daher zu einer deutlich geringeren Dämpfung. Allerdings wird hierauf bei der Erstellung einer Modenverwirbelungskammer zur Durchführung von EMV-Prüfungen nicht verzichtet werden können.

3 MEHRFACHNUTZUNG GESCHIRMTER LABORE ALS MODENVERWIRBELUNGSKAMMER

Qualitativ hochwertig geschirmte Labore werden in vielfältigen Anwendungen genutzt. Im Bereich der elektromagnetischen Verträglichkeit werden Schirmkabinen zur Untersuchung mit leitungsgeführten Störgrößen oder bei ESD Untersuchungen genutzt. Die notwendige Schirmung von Hochspannungslaboren wird häufig ebenfalls mit einem Vollmetall-Schirm realisiert. Eine zusätzliche Nutzung bereits vorhandener, geschirmter Labore als Modenverwirbelungskammer erscheint aus betriebswirtschaftlicher Sicht aber nur dann sinnvoll, wenn beim Wechsel der Betriebsarten keine oder nur geringe Umrüstungen im Labor erforderlich sind. Zusätzliche, im Labor befindliche Geräte, wie z. B. Störimpulsgeneratoren für leitungsgeführte Prüfungen oder hochspannungstechnische Anlagen sollten also beim Betrieb des Labors als Modenverwirbelungskammer nicht entfernt werden müssen. Allerdings können die zusätzlichen Geräte und Objekte innerhalb des geschirmten Labors die Güte des Hohlraumresonators und somit evtl. auch die Feldhomogenität negativ beeinflussen. Außerdem können notwendige Einrichtungen einer Modenverwirbelungskammer im hochfeldbelasteten Bereich eines Hochspannungslabors zu unerwünschten Teilentladungen führen. Es wird daher die Güte diverser Hochspannungs- und EMV Labore untersucht, um über die Messung der Feldhomogenität der beladenen Modenverwirbelungskammer am HSE Rückschlüsse auf die Mehrfachnutzbarkeit ziehen zu können. Des Weiteren wird das Teilentladungsverhalten von typischen Einrichtungen einer Modenverwirbelungskammer in Hochspannungsprüffeldern untersucht.

3.1 Güte von mehrfachgenutzten Laboren

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, beeinflusst die Güte eines multimodalen Hohlraumresonators maßgeblich dessen Nutzbarkeit als Modenverwirbelungskammer. Bei mehrfachgenutzten Laboren wird die Güte neben den bereits erwähnten Einflussfaktoren maßgeblich von der Beladung der Labore durch die für die ursprüngliche Nutzung notwendigen Geräte beeinflusst. Es ist daher immer ratsam, bei der Nutzung eines vorhandenen, geschirmten Labors als Modenverwirbelungskammer die Beladung durch Entfernen mobiler Gerätschaften auf ein Minimum zu reduzieren.

3.1.1 Einfluss von Hochspannungsanlagen in Modenverwirbelungskammern

Zur Vergleichbarkeit von Untersuchungen in nicht als Modenverwirbelungskammer ausgelegten Laboren wird die Güte der mit einem Hochspannungsprüftransformator[8] beladenen MVK HSE bestimmt. Es werden drei unterschiedliche Konfigurationen untersucht. Bei der als Position I (POS I) gekennzeichneten befindet sich der Hochspannungsprüftransformator (TEO) exakt in der Mitte der Modenverwirbelungskammer. In der Position II ist der Prüftransformator in eine der Ecken gerückt, bei der Position III steht der TEO ebenfalls in der Kammermitte, allerdings ist noch ein zur Gleichspannungserzeugung notwendiger Aufbau hinzugefügt (vgl. Abbildung 3.1).

Abbildung 3.1: Unterschiedliche Aufbauten zur Untersuchung des Einflusses hochspannungstechnischer Geräte auf die Güte einer Modenverwirbelungskammer.

Da diese Messungen zum Vergleich mit anderen Laboren herangezogen werden sollen, werden nicht wie in Abschnitt 2.4.1 konische Antennen verwendet, da diese nicht die zum Transport in andere Labore notwendige Stabilität aufweisen. Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, werden die Vergleichsmessungen in der MVK HSE mit zwei logarithmisch-periodischen Antennen[9] durchgeführt. Diese Antennen sind nur für einen Frequenzbereich von 200 – 1300 MHz ausgelegt. Wie bereits erläutert, gehen die Richtungsinformationen und somit auch Antennenkenngrößen wie Antennengewinn und Direktivität in der Modenverwirbelungskammer verloren, sodass bei Betrieb in der Modenverwirbelungskammer nur noch die Antenneneffektivität entscheidend ist. Die verwendeten Antennen weisen auch oberhalb von 1300 MHz eine hinreichende Antenneneffektivität auf, wie die Vergleichsmessung der Güte in Abbildung 3.2 zeigen. Neben der Gütemessung mit den beiden logarithmisch-periodischen Antennen vom Typ HL 223 ist auch ein Vergleich mit einer Kombination aus einer logarithmisch-periodischen und einer bikonisch-logarithmisch-periodischen Antenne[10] eingefügt, die z. T. bei Vor-Ort Messungen genutzt wird.

---

[8] MWB – Messwandler Bau AG 100 kV Prüftransformator, Typ: TEO 100/10

[9] Rohde & Schwarz HL 223, logarithmisch-periodische Antenne, 200 – 1300 MHz

[10] Frankonia BTA-H, Ultrabreitbandantenne, 30 MHz – 2 GHz

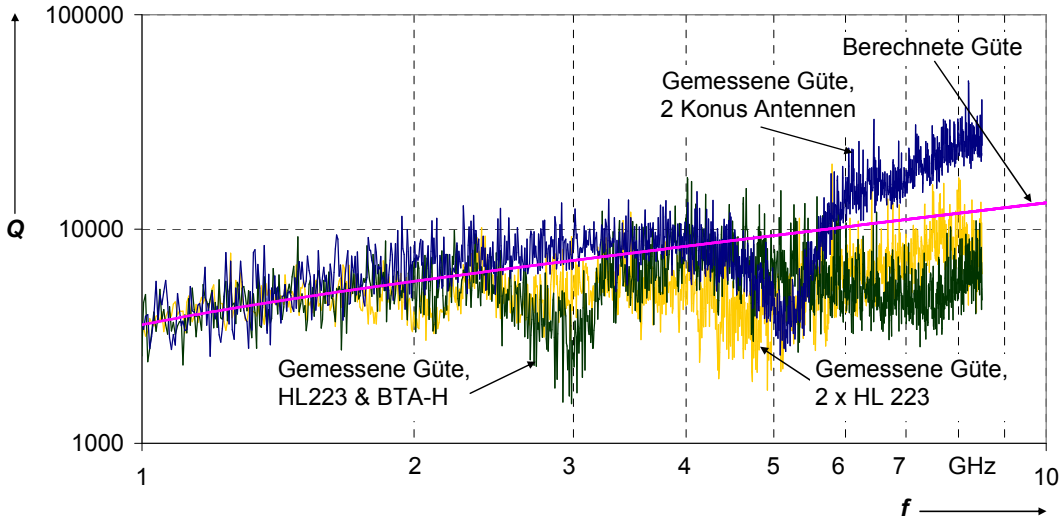


Abbildung 3.2: Mit unterschiedlichen Antennenkombinationen durchgeführte Gütemessung der leeren Kammer am HSE. Zur besseren Auflösung ist nur der Frequenzbereich oberhalb 1 GHz dargestellt, da es unterhalb zu keinen Abweichungen kommt.

Wie aus Abbildung 3.2 deutlich zu erkennen ist, liegen die Ergebnisse aller drei Kombinationen bis zu einer Frequenz von 2,5 GHz im Rahmen der Messgenauigkeit. Bei 3 und 5 GHz sind vor allem die bereits vorher erwähnten Schwierigkeiten bei der Kalibrierung der Zuleitungen zu erkennen, oberhalb von 5 GHz kommt es zu einer nicht unerheblichen Abweichung der Messergebnisse, die auf eine verringerte Antenneneffektivität zurückzuführen ist. Aufgrund dieser Ergebnisse werden die Vergleichsmessungen der mit Hochspannungsgeräten beladenen Kammer am HSE und weiterer, nicht als Modenverwirbelungskammer ausgelegten Labore nur bis 5 GHz dargestellt. Oberhalb von 2,5 GHz ist die Vergleichbarkeit der Ergebnisse bereits eingeschränkt.

Die Ergebnisse des *Mode-Stirred* Verfahrens unterliegen relativ starken Schwankungen, die die Darstellungen und den Vergleich mehrer Messungen erschweren. Bei dem Vergleich der Messungen mit eingebrachten Prüftransformator an den in Abbildung 3.1 dargestellten Positionen wird daher zur besseren Übersicht noch eine Mittelung über 10 Messwerte nach dem *Frequency-Stirred*-Verfahren angewendet. Aus den Messergebnissen kann außerdem noch die Reduktion der Güte bestimmt werden. Diese ist über den gesamten Frequenzbereich gemittelt und in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Tabelle 3.1: Mittlere Reduktion von *Q* bei unterschiedlichen Prüftransformatorpositionen und -aufbauten

	Pos I	***Pos II***	***Pos III***	***Pos II mit Bediener***
Dämpfung [dB]	2,9	2,6	3,9	7,7

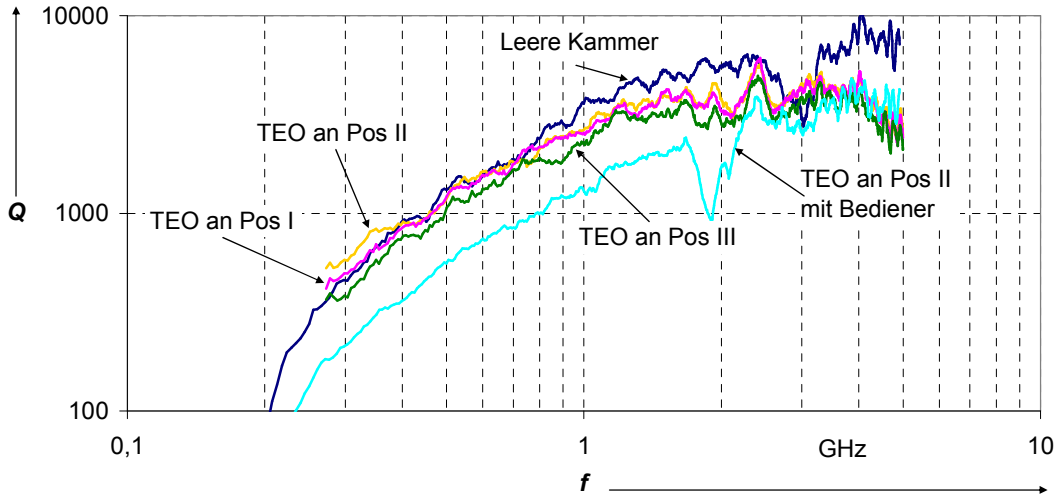


Abbildung 3.3: Güte der Kammer am HSE mit eingebrachten hochspannungstechnischen Geräten. Die Messergebnisse sind zur besseren Darstellbarkeit mithilfe des *Frequency-Stirred*-Verfahrens geglättet.

Die Dämpfung des in der Ecke befindlichen Transformators ist leicht geringer als bei Positionierung in der Mitte der Kammer. Eine Verbringung hochspannungstechnischer Geräte an den Rand der Schirmung erscheint also hinsichtlich der Reduzierung des Einflusses auf die Güte als nicht besonders effektiv. Der räumlich ausgedehnte Prüfaufbau zur Erzeugung einer Gleichspannung hat eine etwas höhere Dämpfung der Güte zur Folge, da zum Einen etwas mehr Metall, in welches Wirbelströme induziert werden vorhanden ist und zum Anderen dielektrische Verluste in den verbauten Isolierstoffen auftreten.

Bei Messungen der Güte in Schirmkabinen, die ursprünglich nicht als Modenverwirbelungskammer konzipiert waren, ist eine Messung nach dem *Mode-Stirred* Verfahren nicht möglich, da der notwendige Modenrührer fehlt. Die Messungen werden daher mit dem in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen *Source-Stirred*-Verfahren durchgeführt. Hierbei ist eine mehrfache Veränderung der Antennenpositionen notwendig. Des Weiteren müssen geeignete, koaxiale Hochfrequenzdurchführungen vorhanden sein, die nicht in allen Laboren zur Verfügung stehen. Im untersuchten Hochspannungslabor waren diese nicht vorgesehen, bei den untersuchten teilbeladenenen EMV-Schirmkabinen entweder belegt oder nur schwer zugänglich. Daher werden die Messungen in den zu untersuchenden Laboren mit in die Schirmung eingebrachtem Bediener und Messgeräten durchgeführt. Dieser kann sowohl die notwendigen Messungen am Netzwerkanalysator durchführen, als auch die Antennenpositionen verändern. Der menschliche Körper und das notwendige Messgerät bedämpfen die Güte des Resonators zusätzlich. Um diesen Einfluss bestimmen zu können, werden auch in der

MVK HSE Messungen nach diesem Verfahren durchgeführt. Die durch den zusätzlich im Raum befindlichen Bediener der Messgerätschaften hervorgerufene Dämpfung beträgt ca. 5 dB. Bei allen Messungen mit in der Modenverwirbelungskammer befindlichem Bediener wird mit sehr geringer Leistung gemessen, sodass die in der 26. Bundes-Immissionsschutzverordnung geforderten Grenzwerte für elektromagnetische Felder eingehalten werden.

Die Ergebnisse zeigen, dass durch die eingebrachten Hochspannungsgeräte die Dämpfung der Kammergüte relativ gering ist. Ein Betrieb der Kammer als kombiniertes Hochspannungs-/ EMV-Labor erscheint also ohne erhebliche Feldstärkeeinbußen möglich. Die Anzahl an hochspannungstechnischen Geräten ist allerdings relativ gering. Der Vergleich mit üblichen Hochspannungslaboren in diesem Spannungsbereich zeigt allerdings, dass hier außer dem Hochspannungsprüftransformator weitestgehend nur mobile Gerätschaften vorhanden sind, die bei einer Umrüstung vom EMV- in den Hochspannungsbetrieb verhältnismäßig schnell und einfach entfernt werden können. Die Größe von 100 kV Hochspannungslaboren liegt in einer ähnlichen Größenordung wie bei der MVK HSE, sodass eine Kombination in diesem Bereich sinnvoll erscheint.

3.1.2 Güte eines voll geschirmten, ausgestatteten Hochspannungslabors

Eine Modenverwirbelungskammer, die zur Abdeckung des gesamten, für gestrahlte EMV-Prüfungen interessanten Frequenzbereichs (ab 30 MHz) genutzt werden können, müssen eine erhebliche Größe aufweisen, um bei den relativ großen Wellenlängen die notwendige Anzahl von Moden aufweisen zu können. In Abschnitt 1.3.1 ist eine notwendige Kammergröße von 23 x 21 x 25 m hergeleitet worden. Hochspannungslabore mit einer maximalen Prüfwechsel-spannung von 350 kV oder mehr erreichen häufig ähnliche Abmessungen. Allerdings sind diese nur selten mit einem vollmetallischen Schirm ausgestattet, häufig kommen hier Geflechtschirme zum Einsatz, die eine Kombination von Hochspannungslabor und Modenverwirbelungskammer nicht zulassen.

Ein Industriepartner verfügt über ein voll geschirmtes Hochspannungslabor mit einer Abmessung von 30 x 12 x 9 m (vgl. Abbildung 3.4). Mit Gleichung (1.41) ergibt sich eine Modenanzahl größer 100 ab ca. 32,6 MHz, eine Modendichte von mehr als 1,5 Moden/MHz nach (1.45) ist ab 22,3 MHz erreichbar. Ein Betrieb ab 30 MHz erscheint also bei dieser Größe durchaus möglich.

Abbildung 3.4: Voll geschirmtes Hochspannungslabor mit Einrichtungen zur Erzeugung von Blitzstoßspannungen bis 1 MV und Wechselspannungen bis 400 kV sowie Aufbauten zur hochspannungstechnischen Überprüfung von Kabeln. Der Bedienerraum ist in die Schirmung integriert.

In Abbildung 3.5 ist die mit dem *Source-Stirring*-Verfahren bestimmte Güte des voll ausgestatteten Hochspannungslabors dargestellt. Im Frequenzbereich unterhalb von 200 MHz werden an diese Frequenz angepasste bikonische Antennen verwendet.

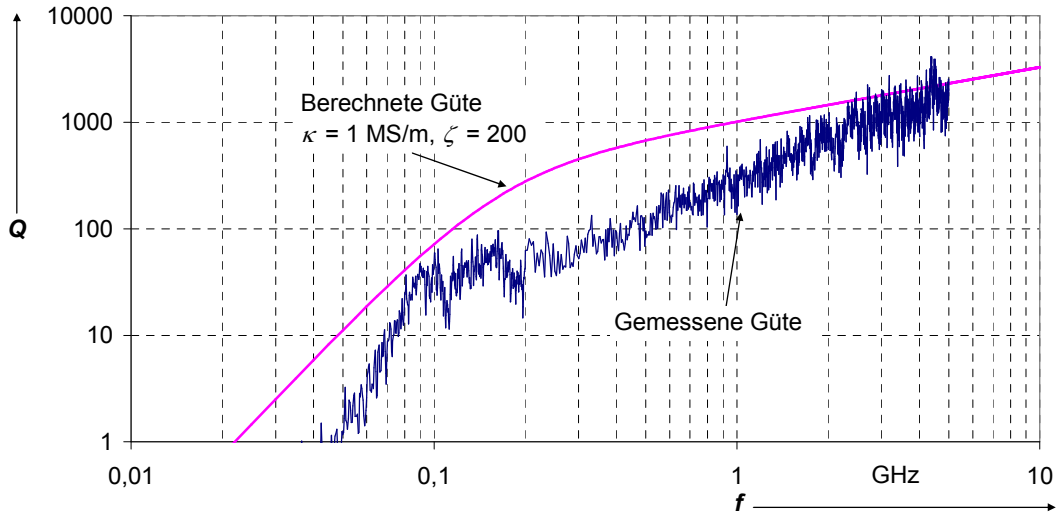


Abbildung 3.5: Messtechnisch bestimmte Güte des voll ausgestatteten Hochspannungslabors. Berechneter und gemessener Verlauf sind nur bedingt in Übereinstimmung zu bringen.

Aus Abbildung 3.5 ist deutlich zu erkennen, dass auch mithilfe der angepassten Wandleitfähigkeit, die Kammer ist ebenfalls aus verzinkten Stahlblechen aufgebaut, und des eingeführten Korrekturfaktors ζ die messtechnisch bestimmte Güte nicht in Übereinstimmung mit der berechneten Güte zu bringen ist. Dies kann ein Hinweis auf eine zusätzliche, mit den zur Berechnung der Güte herangezogenen Verlustmechanismen nicht erfassbare Dämpfung der Kammer durch die für die Hochspannungsprüfung notwendigen Gerätschaften sein. Allerdings würde sich das nicht mit den Ergebnissen der Vergleichsmessung in der MVK HSE decken. Hierbei wird die Güte nicht durch die eingebrachten, hochspannungstechnischen Geräte in ihrem qualitativen Verlauf beeinflusst.

Die Abweichung zwischen messtechnisch bestimmter und berechneter Güte kann mit großen Öffnungen und Löchern in der Schirmung erklärt werden. In die Kammer ist eine zusätzliche Tür eingefügt worden, die mangelhaft an die Schirmstruktur angebunden ist. Das Türblatt ist nur unzureichend mit der restlichen Schirmstruktur verbunden (s. Abbildung 3.6).

Abbildung 3.6: Mangelhaft ausgeführte Kontaktierung der nachträglich in die Vollmetallschirmung eingefügten Tür.

Die bei der Untersuchung des vorgestellten Labors erzielten Ergebnisse lassen keinen eindeutigen Schluss zu, ob prinzipiell die Kombination aus großen, voll geschirmten Hochspannungshallen und Modenverwirbelungskammern möglich ist. Allerdings sprechen die maßstäblich übertragbaren Ergebnisse aus der MVK HSE - bei sachgerecht ausgeführter Schirmung - für eine Kombinierbarkeit von Hochspannungslabor und Modenverwirbelungskammer.

3.1.3 Resonanzeigenschaften ausgestatteter EMV-Schirmkabinen

Geschirmte Labore werden in der EMV-Prüftechnik häufig auch ohne Absorberausstattung verwendet, z. B. zur Durchführung von ESD-Prüfungen oder der Untersuchung leitungsgeführter Störgrößen. Diese können, eine hinreichende Güte vorausgesetzt, ebenfalls als Modenverwirbelungskammer für gestrahlte EMV-Prüfungen genutzt werden. Neben wirtschaftlichen Aspekten, wie eine bessere Auslastung der Labore, spricht auch ein geringer Raumbedarf für eine Mehrfachnutzung der Labore. Diese Kombination ist aber nur dann sinnvoll, wenn die Umrüstung ohne erheblichen Zeitbedarf erfolgen kann.

In Abbildung 3.7 ist eine Schirmkabine mit den Abmessungen 5,17 m x 3,97 m x 3,00 m, die im normalen Betrieb zur Untersuchung leitungsgeführter Störungen und zur Überprüfung der ESD-Festigkeit von Kfz-Bordnetzkomponenten genutzt wird, dargestellt.

Auf ein Entfernen der Einrichtungsgegenstände wird bewusst verzichtet, um eine Worst-Case Abschätzung durchführen zu können. Das Ergebnis der im *Source-Stirred*-Modus durchgeführten Gütemessung ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Abbildung 3.7: EMV-Schirmkabine zur Untersuchung der leitungsgeführten Störfestigkeit- und Emission von Kfz-Bordnetzkomponenten (EMV I). Die Güteuntersuchung wird ohne Veränderung oder Reduzierung der Ausstattung durchgeführt.

Im Vergleich zur leeren oder auch zur mit einem Hochspannungsprüftransformator beladenen Kammer ist ein erheblich höherer Korrekturfaktor zu Anpassung der Messung und Berechung notwendig. Das ζ ist um den Faktor 13 höher als bei der leeren MVK HSE. Es liegt also eine Dämpfung von ca. 22 dB vor. Im Gegensatz zur untersuchten Hochspannungshalle kann aber der Verlauf der berechneten Güte sehr gut an die messtechnisch bestimmte Güte angepasst werden. Es sind also keine weiteren Verluste erkennbar; die Güte wird insgesamt nur bedämpft.

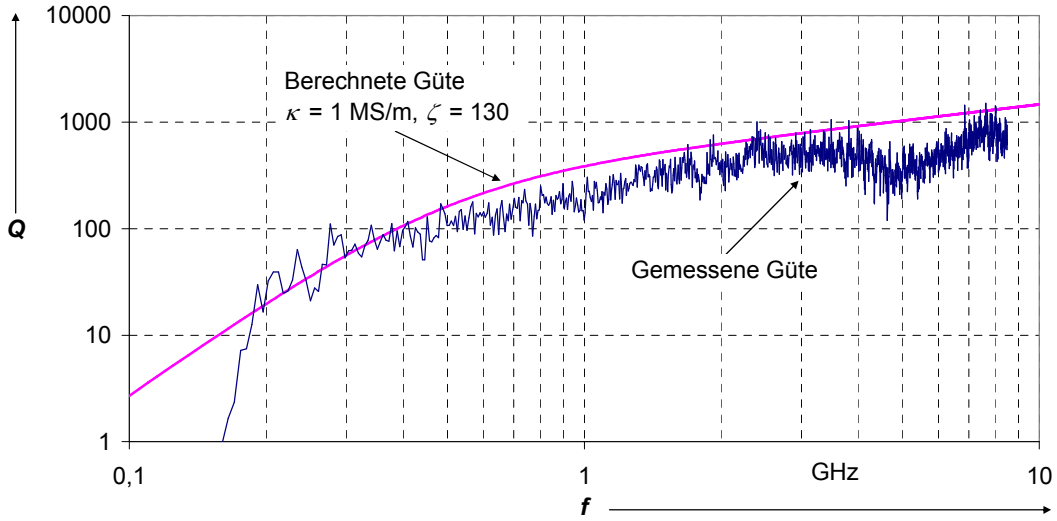


Abbildung 3.8: Vergleich zwischen berechneter und im Labor EMV I gemessener Güte. Zur Anpassung der beiden Kurven ist bei einer gegeben Wandleitfähigkeit von 1 MS/m ein ζ von 130 notwendig. Dies entspricht einer Dämpfung von 22 dB gegenüber der MVK am HSE.

Der Einbruch der Güte ab ca. 4 GHz ist auf die bereits vorher erwähnte reduzierte Antenneneffektivität zurückzuführen. Die Messung wird mit einem in der Kammer befindlichen Bediener durchgeführt, sodass es hierdurch zu einer beim Betrieb als Modenverwirbelungskammer nicht vorhandenen zusätzlichen Dämpfung von ca. 5 dB kommt, sodass zur

Anpassung der berechneten Güte der ohne einen Menschen belasteten Kammer ein $\zeta = 70$ zu erwarten ist.

Die erzielten Ergebnisse lassen, sowohl was den Verlauf der Güte, als auch die Höhe der durch die in der Kammer vorhandenen Geräte verursachte Dämpfung angeht, den Schluss zu, dass dieses Labor zusätzlich zur ursprünglichen Bestimmung auch als Modenverwirbelungskammer genutzt werden kann. Im Vergleich zu einem nicht mehrfach genutzten Labor ist zur Erzielung der erforderlichen Prüffeldstärken aufgrund der Wurzelabhängigkeit von erreichbarer Feldstärke und der Güte einer Modenverwirbelungskammer eine um ca. 10 dB höhere Sendeleistung erforderlich.

Zur Stützung der Ergebnisse wird eine weitere EMV-Schirmkabine auf ihre Tauglichkeit zur Mehrfachnutzung hin untersucht. Hierbei handelt es sich um ein Labor, welches üblicherweise zur Untersuchung leitungsgeführter Störgrößen bei Industrieprodukten genutzt wird. Die mit EMV II bezeichnete Kammer ist von einem anderen Hersteller als die MVK HSE und das Labor EMV I. Das Wandmaterial ist allerdings ebenfalls verzinktes Stahlblech. Die Kammer hat eine Größe von 7,50 m x 4,20 m x 3,00 m. Zur Gütebestimmung werden alle leicht entfernbaren Einrichtungsgegenstände aus der Kammer entfernt. Im Wesentlichen verbleiben ein Regal mit Steuer-PC, eine Kabelprüfstrecke samt Ferritabsorberzange, mehrere Tische und eine zusätzliche umfangreiche Elektroverteilung in der Kammer (vgl. Abbildung 3.9).

Abbildung 3.9: Labor EMV II mit für die Gütebestimmung notwendigen, eingebrachten Antennen. Es wurden alle leicht beweglichen Einrichtungsgegenstände vor der Messung entfernt.

Das Ergebnis der Gütemessung ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Es kann auch in diesem Fall eine gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Güte bis zu einer Frequenz von ca. 4,5 GHz, bei der die Antenneneffektivität der verwendeten logarithmisch-periodischen Antennen erheblich abnimmt, erzielt werden. Erwartungsgemäß ist der notwendige Korrekturfaktor aufgrund der reduzierten Beladung erheblich niedriger. Ein $\zeta = 70$ ist für eine Anpassung der Werte ausreichend.

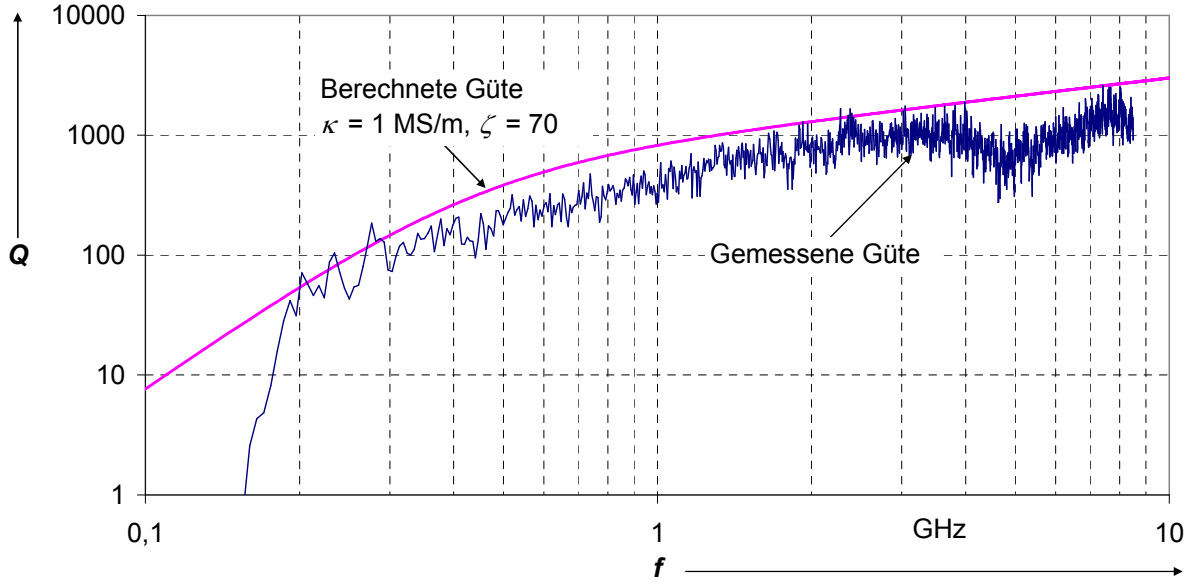


Abbildung 3.10: Vergleich zwischen berechneter und im Labor EMV II gemessener Güte. Zur Anpassung der beiden Kurven ist bei einer gegeben Wandleitfähigkeit von 1 MS/m ein ζ von 70 notwendig. Dies entspricht einer Dämpfung von 16 dB gegenüber der MVK am HSE.

Auch diese Messung muss aufgrund der Gegebenheiten mit einem in der Kammer befindlichen Bediener durchgeführt werden, sodass von einer um nochmals 5 dB höheren Güte der leeren Kammer ausgegangen werden kann. Dies entspricht in etwa einem $\zeta = 35$, sodass zur Erzielung der mit der leeren Kammer vergleichbaren Feldstärken eine um ca. 5 dB höhere Eingangsleistung vorgehalten werden muss.

Untersuchungen in einem dritten Labor (EMV III) zeigen ähnliche Resultate (s. Anhang), allerdings ist das Labor stärker beladen, sodass es zu einer Dämpfung von ca. 27 dB (22 dB nach Bereinigung der durch den Bediener hervorgerufenen Dämpfung) kommt.

Die Untersuchungen in den drei als EMV-Laboren genutzten Laboren lassen den Schluss zu, dass eine Mehrfachnutzung dieser Labore als Modenverwirbelungskammer ohne große Umrüstzeiten möglich ist. Allerdings muss entweder genügend Platz für den notwendigen Modenrührer im Labor vorhanden sein, oder mit den in Abschnitt 1.4 beschriebenen alternativen Feldhomogenisierungsverfahren gearbeitet werden.

3.2 Abschätzung der erreichbaren Feldstärken in den untersuchten Laboren

Die Güte eines Hohlraumresonators beeinflusst maßgeblich die erzielbare Feldstärke (vgl. Abschnitt 2.2.1). Für eine wirtschaftliche Mehrfachnutzung eines Labors als Modenverwirbelungskammer ist eine entsprechend hohe zu erwartende Feldstärke notwendig. Auf Basis der in der Hochspannungshalle und den 3 EMV-Laboren durchgeführten Messungen sind die berechneten Güten im vorangegangenen Abschnitt angepasst worden. Es ist somit möglich, über Formel (2.30) die zu erwartenden Feldstärken abzuschätzen, welche in Abbildung 3.11

für die jeweiligen Laboren bei einer Eingangsleistung von 1 W dargestellt sind. Zum Vergleich sind die über den Antennengewinn von üblicherweise in Freifeldnachbildungen verwendeten Sendeantennen berechneten, zu erwartenden Feldstärken bei einer 10 m Messtrecke dargestellt.

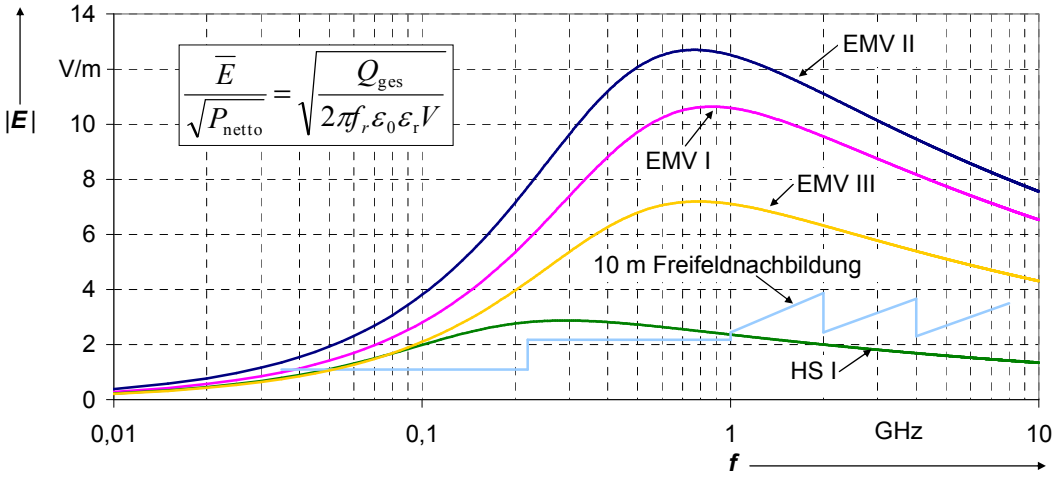


Abbildung 3.11: Vergleich der zu erwartenden, elektrischen Feldstärke bei Nutzung der vier vorgestellten, geschirmten Labore als Modenverwirbelungskammer und einer Freifeldnachbildung mit 10 m Messstrecke.

Die zu erwartende Feldstärke wird sowohl von der Güte als auch vom Volumen des Resonators bestimmt. Da die Güte der Kammer EMV II deutlich höher ist, kann trotz des im Vergleich zu den anderen EMV-Laboren größten Volumens die höchste Feldstärke erwartet werden.

Für die Nutzung einer Modenverwirbelungskammer bei Frequenzen ab 30 MHz sind erhebliche Volumina erforderlich. Das vorgestellte Hochspannungslabor HS I könnte unter Umständen eine für diese Frequenz ausreichende Größe haben. Allerdings ist gerade bei einer Mehrfachnutzung mit einer zusätzlichen Dämpfung zu rechnen. Die hier getroffene Annahme (Dämpfung um 26 dB) konnte bei der Gütemessung nur bedingt verifiziert werden, entspricht aber in etwa den Ergebnissen aus den beladenen EMV-Laboren. Bei einer Dämpfung dieser Größenordnung liegen die zu erwartenden Feldstärken im Bereich einer 10 m Freifeldnachbildung. Ein großer Vorteil der Modenverwirbelungskammern, die zur Erzielung hoher Feldstärken notwendige geringe Eingangsleistung, geht somit verloren. Bei Emissionsmessungen beschränkt die zu erwartende Einfügungsdämpfung die Messdynamik besonders bei hohen Frequenzen.

Ein weiteres Problem stellt die Positionierung des Prüflings bei Frequenzen im Bereich von 30 MHz dar. In [25] wird ein minimaler Abstand von $\lambda/4$ zu Kammerwänden und anderen metallischen Gegenständen gefordert. Das würde bedeuten, dass die Prüflinge mindestens 2,5 m über dem Hallenboden platziert werden müssen. Da hierzu keine metallischen Stützelemente genutzt werden können, wird diese Positionierung vor allem bei großen Prüflingen, wie z.B. Kraftfahrzeugen, nahezu unmöglich. Der Betrieb eines Labors als

Modenverwirbelungskammer, welches für den Betrieb ab 30 MHz ausreichend groß ist, erscheint also weniger sinnvoll.

Bei den drei kleineren EMV-Laboren scheint eine Kombination hingegen durchaus sinnvoll. Die zu erwartenden Feldstärken liegen allesamt in Bereichen, in denen ein wirtschaftlicher Betrieb möglich ist. Aufgrund der mit der Kammer am HSE vergleichbaren Größe können diese Labore allerdings nicht den gesamten, für gestrahlte EMV-Untersuchungen notwendigen Frequenzbereich abdecken, sondern nur ab Frequenzen größer 200 MHz genutzt werden.

3.3 Feldhomogenität einer vergleichbar beladenen Modenverwirbelungskammer

Neben der zu erwartenden Feldstärke eines mehrfach genutzten Labors ist zu klären, ob in einem relativ stark bedämpften Resonator überhaupt die zum Betrieb einer Modenverwirbelungskammer notwendige Feldhomogenität zu erzielen ist. Daher wird die MVK HSE durch das Einfügen von Pyramidabsorbern etwa auf das Maß der drei untersuchten EMV-Labore bedämpft. Die Beladung der Kammer mit Absorbermaterial ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

Abbildung 3.12: Beladung der Modenverwirbelungskammer am LS HSE zur Überprüfung der Feldhomogenität bedämpfter Labore.

Die durch die Hochfrequenzabsorber erzielte Dämpfung der Modenverwirbelungskammer wird über eine erneute Gütemessung bestimmt, die mit denen der leeren Kammer verglichen wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.13 gegeben.

Aus der Anpassung des Korrekturfaktors ist die Dämpfung zu ca. 15 dB zu bestimmen. Bei Betrachtung der einzelnen Messwerte und Mittelung des jeweiligen Gütequotienten bis 2,7 GHz (Auftreten der ersten Kalibrierfehler) ergibt sich eine geringfügig höhere Dämpfung

von 16,5 dB. Somit ist die Modenverwirbelungskammer ähnlich stark bedämpft, wie die drei untersuchten, beladenen EMV-Labore, wenn dort noch die Dämpfung des für die messtechnische Überprüfung notwendigen Bedieners von 5 dB abgezogen wird.

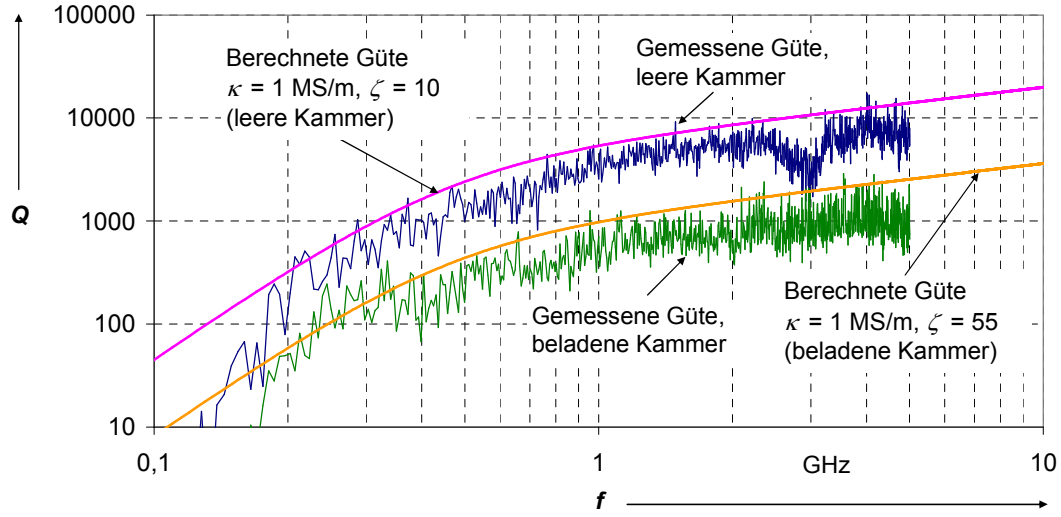


Abbildung 3.13: Vergleich der Güte der leeren und der beladenen MVK HSE. Die Messungen werden im *Mode-Stirred*-Betrieb durchgeführt.

Zur Abschätzung der Realisierbarkeit einer Modenverwirbelungskammer in einem bereits genutzten EMV-Labor wird die Güte der mit Absorbern beladenen Kammer nach dem im Abschnitt 1.2.5 erläuterten Verfahren bestimmt. Der Verlauf der Standardabweichung σ_i über der Frequenz ist für den Frequenzbereich von 200 MHz bis 1 GHz in Abbildung 3.14 dargestellt.

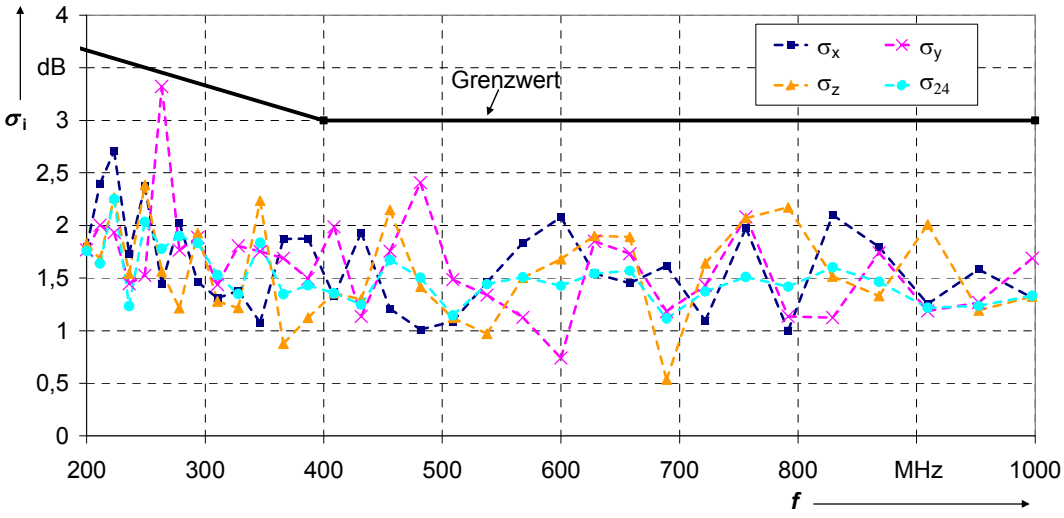


Abbildung 3.14: Standardabweichung der einzelnen *E*-Feldstärkekomponenten sowie des gesamten Datensatzes in der mit Absorbern bestückten Modenverwirbelungskammer am HSE

Im gesamten, untersuchten Frequenzbereich liegt die Standardabweichung weit unterhalb des in [25] geforderten Grenzwertes, sodass auch bei bedämpften Kammern noch von einer für EMV-Prüfungen ausreichenden Feldqualität ausgegangen werden kann.

3.4 Teilentladungsverhalten von Modenverwirbelungskammer-einrichtungen

Bei einer Kombination von Modenverwirbelungskammer und Hochspannungslabor ist neben der für den Betrieb als EMV-Prüfeinrichtung notwendigen, bereits untersuchten Güte auch die Teilentladungsfreiheit (TE-Freiheit) der gesamten Laborausstattung für den störungsfreien Betrieb als Hochspannungslabor notwendig. Die zum Betrieb einer Modenverwirbelungskammer notwendigen Antennen und Einrichtungen zur Feldhomogenisierung (Modenrührer) sollten nicht bei der Umrüstung zum Hochspannungslabor entfernt werden müssen, da dann eine erneute, zeitaufwändige Überprüfung der Feldhomogenität durchgeführt werden müsste [25]. Also müssen diese Einrichtungsgegenstände entweder eine entsprechend hohe Teilentlandungseinsetzfeldstärke haben oder an weniger feldbelasteten Bereichen im Hochspannungslabor platziert werden. Im Folgenden wird daher die TE-Einsetzfeldstärke von unterschiedlichen Antennenbauformen und eines Modenrührers bestimmt, um Rückschlüsse auf die notwendige Platzierung der Einrichtungen im Labor ziehen zu können.

3.4.1 Versuchsaufbau zur Bestimmung der Teilentladungs-Einsetzfeldstärke

Zur Bestimmung der TE Einsetzfeldstärke wird eine Versuchsanordnung, bestehend aus einer kreisrunden Platte mit einem Durchmesser von 3 m auf Hochspannungspotenzial sowie dem metallisch leitenden Boden des Hochspannungs-Prüflabors, aufgebaut (s. Abbildung 3.15). Die geometrischen Abmessungen der zu prüfenden Antenne beziehungsweise des Modells eines Modenrührers sowie die Höhe *h* der Elektrode sind klein gegenüber dem Durchmesser der kreisrunden Hochspannungselektrode, sodass die Randfeldstärke unberücksichtigt bleiben und daher von einem homogenen Prüffeld ausgegangen werden kann.

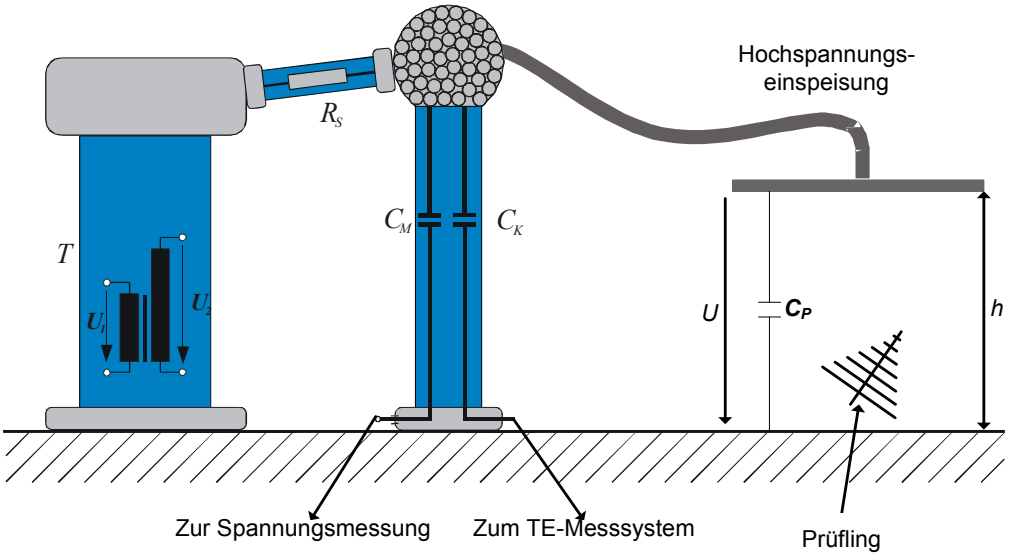


Abbildung 3.15: Versuchsaufbau zur Bestimmung der TE-Einsetzfeldstärke von Einrichtungen einer Modenverwirbelungskammer.

Bei der Prüfung werden die zu untersuchenden Antennen entsprechend der späteren Verwendung nicht leitend mit dem geerdeten Fußboden verbunden, sondern auf einem Holzbock bzw. einem Antennenstativ aus Holz platziert. Der Modenrührer wird mithilfe von Fäden in das Homogenfeld gehängt und ist ebenfalls isoliert. Somit bilden die Koppelkapazität C_K und der eigentliche Versuchsaufbau mit der daraus resultierenden Prüflingskapazität C_p den nach [70] geforderten TE Messkreis. Dabei ist zu beachten, dass die Koppelkapazität mit 51 pF kleiner als in [70] gefordert ist, sodass mit leicht reduzierter Messdynamik zu rechnen ist. Für die im Folgenden vorrangig vergleichenden Messungen spielt dies jedoch nur eine untergeordnete Rolle. Des Weiteren treten aufgrund der guten Schirmung des Labors, in dem die Experimente durchgeführt werden, keine Störungen der Messungen bis zum Auftreten der ersten Teilendladungen an der Kante der Hochspannungselektrode auf. Diese sind signifikant größer als das Grundrauschen im Labor, sodass die reduzierte Messdynamik zu keiner merklichen Beeinflussung bei der Bestimmung der TE-Einsetzfeldstärke unterschiedlicher Einrichtungsgegenstände führt.

Das verwendete TE-Messsystem[11] wird mit dem Messkreis verbunden. Es verfügt über einen Eingangsfilter zur Unterdrückung der 50 Hz-Signale, sodass auf einen Ankopplungsvierpol verzichtet werden kann. Da nur die Einsetzspannung, nicht aber eine quantitative Aussage zur scheinbaren Ladung wichtig für die Interpretation sind, ist auf eine Kalibrierung des Aufbaus verzichtet worden.

Vor Durchführung der Messungen wird die TE-Einsetzfeldstärke des unbeladenen Aufbaus bestimmt, indem die Spannung an der Kreiselektrode soweit erhöht wird, bis Teilentladungen mit dem Messsystem detektiert werden können. Die resultierende Homogenfeldstärke ergibt sich aus der Division der Spannung mit dem Plattenabstand h = 2 m. Im Falle des hier vorgestellten Aufbaues sind Messungen der Einsatzfeldstärke bis ca. 75 kV/m möglich, da es ab ca. 150 kV an den Rändern der Hochspannungselektrode zu Teilentladungen kommt. Grund hierfür ist die Feldüberhöhung an der Kante der Elektrode. Zur Bestimmung der TE-Einsetzfeldstärke wird, ähnlich wie beim Substitutionsverfahren bei EMV-Messungen, die äquivalente Homogenfeldstärke herangezogen; vom Prüfling hervorgerufene Feldverzerrungen bleiben unberücksichtigt.

3.4.2 Teilentladungsverhalten üblicher Antennenbauformen

Zum Betrieb einer Modenverwirbelungskammer sind, je nach Feldhomogenisierungsverfahren, mindestens zwei Antennen notwendig – die Sendeantenne darf zwischen den Messungen nicht aus dem Aufbau entnommen werden, da ansonsten eine erneute Überprüfung der Feldhomogenität notwendig ist. Daher ist zu kontrollieren, ob die üblicherweise verwendeten

[11] Messwandler Bau (MWB) Teilentladungsmesssystem DTF / DTM

Breitbandantennen Teilentladungen verursachen. Üblicherweise ist die Antenne über den Außenleiter des zur Speisung verwendeten Koaxialkabels über die Durchführung mit der Schirmstruktur und somit mit der Bezugsmasse leitend verbunden. Teile der Antennen liegen somit nicht mehr auf gleitendem Potenzial, sondern auf Massepotenzial und führen somit zu einer stärkeren Beeinflussung der ursprünglich homogenen Feldverteilung des Versuchsaufbaus.

Für das Auftreten von Teilentladungen sind lokale Überschreitungen der Festigkeit des Isoliermediums (hier: Luft) maßgeblich, die z.B. durch eine Feldstörung hervorgerufen werden können. Je nach Größe der Feldstörung nimmt ihr Wirkungsradius zu. Die Hochspannungselektrode stellt eine Äquipotenzialfläche dar, sodass bei größerem Wirkungsradius die Feldstärke im Dielektrikum zunimmt und es somit bei niedrigeren homogenen Ersatzfeldstärken zu Teilendladungen kommen kann. Daher ist für den Fall, dass der Wirkungsradius der Feldüberhöhung bis an die Elektrode reicht, die ermittelte Teilentladungseinsetzfeldstärke abhängig von der Prüflingspositionierung. Zur Reduzierung dieses Verhaltens müsste, ähnlich wie bei zu großen Prüflingen in TEM Zellen [38], der Abstand zwischen Hochspannungselektrode und Prüfling vergrößert werden. Die TE-Einsetzspannung des vorgestellten Aufbaus ist aber maßgeblich durch die an den Elektrodenkanten entstehende Feldüberhöhung gegeben und ändert sich durch eine Vergrößerung des Plattenabstandes nicht wesentlich, wohingegen sich die dann maximal einstellbare Feldstärke proportional zum vergrößerten Plattenabstand reduziert. Des Weiteren wäre dann der Radius nicht mehr groß gegenüber dem Plattenabstand, sodass nicht mehr von einem homogenen Grundfeld ausgegangen werden kann. Daher ist hierauf verzichtet worden. Die mit dem Versuchsaufbau abbildbaren Abstände zwischen Einrichtungsgegenständen und hochspannungsführenden Teilen entsprechen jedoch realen Verhältnissen in kombinierten Laboren, sodass sie durchaus zur Bewertung des Teilendladungsverhaltens herangezogen werden können.

3.4.2.1 Logarithmisch-periodische Antennen

Zur Untersuchung des Teilentladungsverhaltens logarithmisch-periodischer Antennen wird erneut die HL223 verwendet. Die Länge der Antenne beträgt ca. 71 cm, die Spannweite des längsten Querelements ca. 76 cm. Wird die Antenne nicht mit einem Koaxialkabel mit der Schirmstruktur des Hochspannungslabors verbunden, befindet sie sich auf gleitendem Potenzial. Teilentladungen können daher nur aufgrund der dann eingefügten metallischen Struktur und der dadurch hervorgerufenen lokalen Feldüberhöhung an den durch die Struktur gebildeten Äquipotenzialflächen erzeugt werden. Die Einsetzfeldstärke der Teilentladungen sollte, ein im unbeladenen Zustand homogenes Hochspannungsfeld und eine im Vergleich zum Abstand zur Hochspannungselektrode hinreichend kleine Feldrückwirkung vorausgesetzt, nur geringfügig von Position und Orientierung der Antennen abhängig sein, da hierdurch lediglich die kapazitive Kopplung der Struktur zur Massefläche verändert wird. Diese Aussage kann durch diverse Messungen mit der logarithmisch-periodischen Antenne bestätigt werden. Hierfür wird die HL223 in horizontaler und vertikaler Polarisation auf ein

Holzstativ montiert und in unterschiedlichen Höhen h_{Ant} (85 cm und 135 cm oberhalb des Laborbodens) in das durch die Elektrodenanordnung erzeugte Hochspannungsfeld gebracht (vgl. Abbildung 3.16). Die Antennenhöhe wird an dem Punkt der Stativbefestigung gemessen, sodass bei vertikaler Antennenpolarisation die kürzeste Entfernung zwischen Antennenelement und Elektrode 35 cm (bei einer Höhe von 135 cm) bzw. 75 cm (bei einer Höhe von 85 cm) beträgt.

Abbildung 3.16: Vertikal polarisierte, logarithmisch-periodische Antenne auf einer Höhe von 85 cm unter der Elektrode des Hochspannungsaufbaus aus Abbildung 3.15.

Die Einsetzfeldstärken der vier Messungen für die Antenne auf gleitendem Potenzial sind in Tabelle 3.2 gegeben. Die erzielten Messergebnisse sind sehr gut reproduzierbar, es kommt bei Wiederholung der Messung zu nicht nennenswerten Abweichungen

Tabelle 3.2: TE-Einsetzfeldstärke der logarithmisch-periodischen Antenne bei unterschiedlichen Antennenhöhen und –polarisationen und einer Elektrodenhöhe h von 2 m

	Vertikale Polarisation	***Horizontale Polarisation***
h_{Ant} ***= 85 cm***	54 kV/m	56 kV/m
h_{Ant} ***= 135 cm***	41 kV/m	43 kV/m

Im Folgenden wird der Einfluss der Erdung von Teilen der Antenne über das zum Betrieb notwendige Koaxialkabel untersucht. Für das Teilentladungsverhalten ist es unerheblich, ob an dem anderen Ende der Durchführung ein 50 Ω-Abschlusswiderstand angeschlossen ist oder das Kabel nicht abgeschlossen wird. Die Antenne wird über ein Koaxialkabel mit der Schirmstruktur verbunden (s. Abbildung 3.17).

Die Erdung der Antenne führt aufgrund der oben erläuterten Potenzialverschiebung zum Einen zu einer deutlich niedrigeren TE-Einsetzspannung als bei ungemassten Antennen,

sodass sich hier auch niedrigere TE-Einsetzfeldstärken ergeben. Des Weiteren machen sich sowohl die Höhe als auch die Polarisation der Antenne deutlicher bemerkbar. Dies ist durch den größeren Wirkungsradius der Feldstörung zu erklären.

Abbildung 3.17: Vertikal polarisierte, logarithmisch-periodische Antenne mit angeschlossenem Koaxialkabel auf einer Höhe von 85 cm unter der Elektrode des Hochspannungsaufbaus aus Abbildung 3.15.

In Tabelle 3.3 sind die ermittelten Teilentladungsfeldstärke dargestellt. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Antennenhöhe und –polarisation erkennbar, was auf einen für den Prüfaubau zu großen Wirkungsradius der Feldstörung hinweist.

Tabelle 3.3: TE-Einsetzfeldstärke der logarithmisch-periodischen Antenne mit angeschlossenen Koaxialkabel bei unterschiedlichen Antennenhöhen und –polarisationen und einer Elektrodenhöhe h von 2 m

	Vertikale Polarisation	***Horizontale Polarisation***
h_{Ant} ***= 85 cm***	25 kV/m	47,5 kV/m
h_{Ant} ***= 135 cm***	16 kV/m	23,5 kV/m

Bei einer Antennenhöhe von 85 cm und vertikaler Polarisation beträgt der kleinste Abstand zwischen Antennenelement und Hochspannungselektrode ca. 75 cm, für eine Antennenhöhe von 135 cm ergibt sich ein Abstand von 25 cm. Diese Abstände reichen aufgrund des durch die Massung bedingten größeren Wirkungsradius der Feldstörung im Vergleich zu Antennen auf gleitendem Potenzial nicht aus, um eine Rückwirkung des Prüflings auf das Feld zu unterbinden, sodass die Variation der Antennenposition deutlich bemerkbar ist.

Für die horizontale Polarisation ergeben sich minimale Abstände zwischen Hochspannungs-elektrode und Antennensegment von 115 cm (h=85 cm) bzw. 65 cm (h=135 cm). Auch hier

ist der Wirkungsradius der Feldstörung wesentlich größer als der Abstand zur Hochspannungselektrode, sodass sich ebenfalls eine starke Höhenabhängigkeit ergibt.

Es ist jedoch in beiden Fällen deutlich erkennbar, dass über das Koaxialkabel gemasste Antennen Teilentladungen bei deutlich niedrigeren Spannungen auftreten, als bei Antennen auf gleitendem Potenzial. Ferner ist der Wirkungsradius der Feldstörung im gemassten Fall größer.

Bei der Verwendung logarithmisch-periodischer Antennen für die Kombination eines Hochspannungslabors und einer Modenverwirbelungskammer sollte, falls möglich, das Zuleitungskabel zur Antenne beim Betrieb als Hochspannungslabor entfernt werden, um TE-Freiheit auch bei hohen Spannungen garantieren zu können. Ist dieses nicht möglich, muss die Antenne möglichst weit von den hochspannungsführenden Teilen entfernt sein. Dies ist allerdings unter Umständen schwer zu realisieren, da es in der Regel gleichbedeutend mit einer Platzierung der Antenne in der Nähe der Kammerwände ist. Nach [25] sollte aber die anregende Antenne im gesamten Frequenzbereich mindestens $\lambda/4$ von den Kammerwänden entfernt sein. Bei den hier untersuchten Antennen wäre das bereits bei ca. 40 cm der Fall, da diese erst ab 200 MHz betrieben werden können. Größere Labore können allerdings bereits bei niedrigen Frequenzen betrieben werden. So sind die Bedingungen bezüglich Modendichte und Anzahl der Moden bei dem in Abschnitt 3.1.2 untersuchten Hochspannungslabor ab ca. 30 MHz erfüllt, sodass hier die Antennen mindestens 2,5 m von den Kammerwänden entfernt sein müssten. Je nach Raumaufteilung und Platzierung der hochspannungstechnischen Anlagen im Labor ist dann eine Anordnung der Antenne in ausreichendem Abstand zu den Hochspannungsgeräten nicht mehr möglich.

3.4.2.2 Konische Breitbandstrahler

Konische Antennen bestehen aus einem mit dem Innenleiter der Zuleitung verbundenen Antennenkegel und einer mit dem Außenleiter verbundenen Massefläche (vgl. Abbildung 3.18). Die Massefläche muss für den korrekten Betrieb der Antenne ein von der längsten Wellenlänge abhängiges Mindestmaß einhalten [43].

Beim Einbau einer solchen Antenne in ein voll geschirmtes Labor kann auf eine explizit ausgeführte Massefläche verzichtet werden, wenn der den Konus aufnehmende Hochfrequenz-Konnektor direkt in die Schirmwand eingelassen wird. Der in [25] geforderte Abstand ist dann nur noch zu den anderen Seiten der Antenne einzuhalten, da die Massefläche am Kegelfuß notwendiger Bestandteil des Strahlers ist. Dies hat für die Verwendung in hochspannungstechnischen Laboren als Modenverwirbelungskammer den entscheidenden Vorteil, dass die Antennen, wenn sie z.B. an der Decke oder den Wänden montiert werden, den größtmöglichen Abstand zu den hochspannungsführenden Teilen haben, sodass das Teilentladungsverhalten des gesamten Labors nur geringfügig beeinflusst wird.

Zur Untersuchung des Teilentladungsverhaltens von konusförmigen Breitbandstrahlern werden zwei Antennen einer Länge L von 5 und 15 cm und daraus resultierenden untersten Nutzfrequenzen von ca. 1 GHz und 300 MHz untersucht. Die kleine Konusantenne ist auf eine Masseplatte montiert, wohin gegen der große Konus aufgrund der notwendigen Größe der Massefläche ohne zusätzliche Platte untersucht wird. Der Konus und die Massefläche sind beim Betrieb als Antenne üblicherweise mit 50 Ω miteinander verbunden, sodass zumindest zur worst-case Abschätzung des TE-Verhaltens des großen Kegels dieser direkt mit der Bezugsmasse des Hochspannungslabors verbunden werden kann.

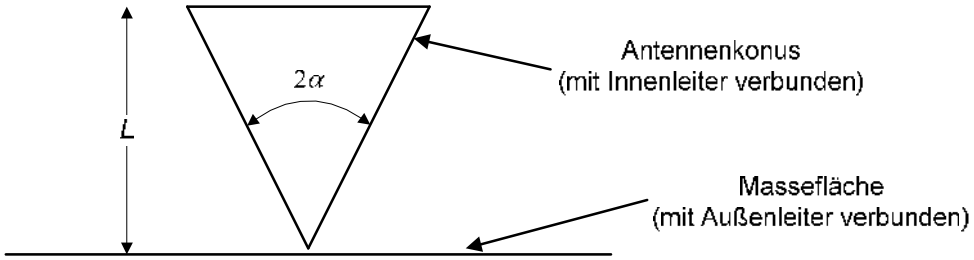


Abbildung 3.18: Prinzipieller Aufbau einer breitbandigen Konusantenne zur Verwendung in Modenverwirbelungskammern. Für eine Anpassung an die übliche Impedanz von 50 Ω ist ein α von ca. 47° einzuhalten.

Bei der Platzierung der unterschiedlichen Kegel direkt oberhalb des Hallenbodens sind bis zum Auftreten der aufbaubedingten Teilentladungen bei einer Feldstärke von 75 kV/m keine Teilentladungen festzustellen. Dies ist unabhängig von einer direkten oder einer über das Koaxialkabel indirekten Massung des Kegels. Auch bei einem vollkommen isoliert aufgestellten Kegel (vgl. Abbildung 3.19) sind bis zum Erreichen der aufbaubedingten Maximalspannung keine Teilentladungen detektierbar. Die Feldstörung eines 5 bzw. 15 cm großen Kegels reicht bei einem Plattenabstand von 2 m nicht aus, um Teilentladungen im untersuchten Feldstärkebereich zu erzeugen.

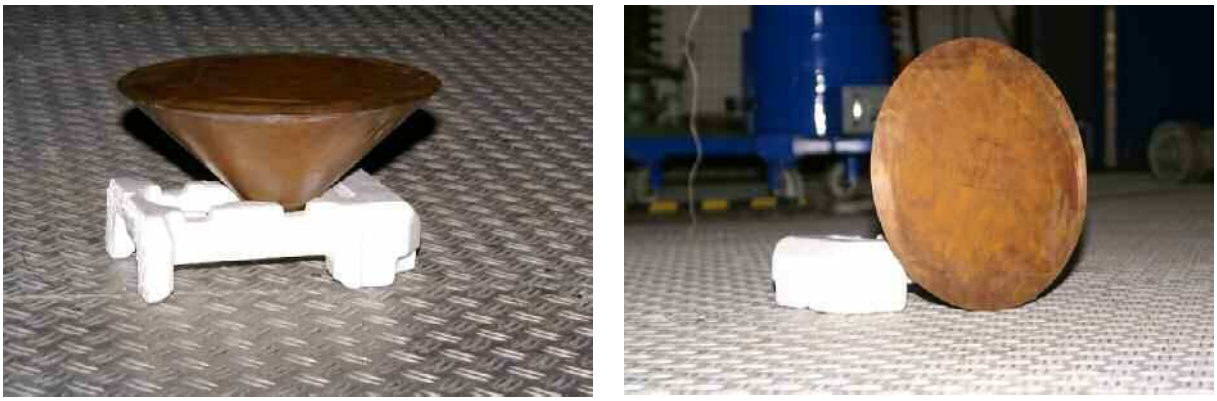


Abbildung 3.19: Vertikal polarisierter, voll isoliert aufgebauter (links) und direkt gemasster, horizontal polarisierter (rechts) großer Konus auf dem Boden der Hochspannungshalle. Der Kegel befindet sich mittig unterhalb der in 2 m Höhe hängenden Hochspannungselektrode.

Für die Kombination eines Hochspannungslabors und einer Modenverwirbelungskammer eignen sich also an die Wand oder die Decke montierte konische Breitbandstrahler hervorragend, da es zu keiner detektierbaren Störung des Laborteilentladungsverhaltens kommt.

Beim Betrieb der Konusantennen innerhalb des Labors ist eine zusätzliche Massefläche notwendig. Zur Untersuchung des Teilentladungsverhaltens einer von einer Kammerwand entfernten Konusantenne wird der kleine Konusstrahler in einer Höhe von 95 cm in der Mitte der Hochspannungselektrode platziert, der Abstand zwischen Antennenelement und hochspannungsführenden Teilen ist also vergleichbar mit der HL 223 in 85 cm Höhe. Bei angeschlossenem Antennenkabel sind ab einer Spannung von ca. 66 kV Teilentladungen zu detektieren. Somit ist das Ergebnis vergleichbar zu denen bei der logarithmisch-periodischen Antenne. Allerdings ist diese Nutzungsart der konischen Breitbandstrahler höchstens als für den Betrieb einer Modenverwirbelungskammern notwendige Empfangsantenne sinnvoll. Diese können aber beim Betrieb als Hochspannungslabor entfernt werden, ohne dass eine erneute Überprüfung der Feldhomogenität beim Betrieb als Modenverwirbelungskammer notwendig wird. Da bei der Verwendung als Erregerantenne, die nicht entfernt werden darf, die Wandmontage in Frage kommt, ergibt sich ein klarer Vorteil der konischen Strahler gegenüber der mit einem Mindestabstand zur Wand zu versehenden logarithmisch-periodischen Antennen.

3.4.3 Verhalten des Modenrührers

Zur Untersuchung des TE-Verhaltens eines für die Feldhomogenisierung notwendigen Modenrührers wird ein Modell aufgebaut und unter der Hochspannungselektrode platziert. Bei dem Modell des Modenrührers handelt es sich um einen in der Literatur als Doppel-W Modell bezeichneten Rührers. Hierbei wird ein langes Kupferblech viermal in einem Winkel von 90° - 150° abgewinkelt. Zur Erhöhung der Stabilität sind die Blechkanten gefalzt. Die Gesamthöhe des erstellten Modells beträgt 80 cm (vgl. Abbildung 3.20).

Der Vergleich zwischen Modell und dem in der MVK HSE tatsächlich verwendeten Rührer zeigt nicht nur in Bezug auf die Größe einen deutlichen Unterschied auf. Allerdings ist beiden Rührern gemein, dass sie scharfe Kanten besitzen, an denen sich deutlich Feldüberhöhungen ergeben, die letztlich für das Auftreten von Teilentladungen verantwortlich sind. Insofern können die am Modell beobachteten Effekte durchaus auf einen realen Rührer übertragen werden.

Der in der MVK HSE benutzte Modenrührer ist isoliert aufgebaut, er befindet sich auf gleitendem Potenzial. Dies wird bei den Untersuchungen am Modell berücksichtigt, in dem es ohne eine Masseverbindung unter die Elektrode gehängt wird. Das Modell wird ebenfalls in zwei unterschiedlichen Höhen auf sein Teilentladungsverhalten untersucht, es wird ca. 10 cm und ca. 60 cm oberhalb des Hallenbodens aufgehängt. Der Abstand zur Elektrode beträgt

somit ca. 110 bzw. 60 cm. Es kann keine merkliche Veränderung des Teilentladungsverhaltens in Abhängigkeit zum Elektrodenabstand des Rührermodells erkannt werden. Die TE-Einsetzfeldstärke beträgt 32 kV/m bzw. 30,5 kV/m.

Für den Fall, dass die große metallische Fläche, die der Rührer darstellt, z.B. aus Sicherheitsgründen gemasst werden soll, ist der Wirkungsradius der Feldstörung erheblich größer, als im ungemassten Fall. Dies ist an der deutlichen Variation der Einsetzfeldstärke in Abhängigkeit zum Elektrodenabstand erkennbar. Für einen Abstand von 110 cm beträgt die TE-Einsetzfeldstärke ca. 16 kV/m, bei einem Abstand von 60 cm nur noch 10 kV/m.

a) Rührermodell

b) Modenrührer der MVK HSE

Abbildung 3.20: Auf sein TE-Verhalten untersuchtes Modell im Vergleich zum Modenrührer in der Modenverwirbelungskammer am HSE.

Der Einsatz eines gemassten Modenrührers in einer Hochspannungshalle sollte also vermieden werden, da aufgrund der notwendigen Größe des Modenrührers die erforderlichen Abstände zu den hochspannungstechnischen Anlagen nur schwer eingehalten werden können.

Auch bei einem Modenrührer auf gleitendem Potenzial ist die TE-Einsetzfeldstärke nicht sehr hoch. Vor allem unter Berücksichtigung der notwendigen Größe und der damit eingeschränkten Platzierbarkeit eines Modenrührers erscheinen bei der Kombination aus Modenverwirbelungskammer und Hochspannungslabor weitere Maßnahmen notwendig, wenn ein Rührer zur Veränderung der Randbedingungen eingesetzt werden soll. Zur Reduzierung der an den scharfen Kanten des Modenrührers auftretenden Teilentladungen können diese zum Einen zusätzlich abgerundet werden. Neben dieser aufwendigen Veränderung ist es bei ausreichendem Platzangebot im Labor auch möglich, den Modenrührer mit einem aus leitfähigem Gewebe hergestellten Vorhang abzuhängen. Wird diese neu eingeführte Äquipotenzialfläche möglichst rund ausgeführt, kann das Auftreten von Teilentladungen weiter reduziert werden,

da die scharfen Kanten des Rührers dann im Feldschatten des Vorhangs liegen und es an ihnen somit nicht zu starken Feldüberhöhungen kommen kann. Allerdings ist dann eine kurze Umrüstzeit beim Anbringen bzw. Entfernen des Vorhanges beim Wechsel der Betriebsmodi einzukalkulieren.

Werden beim Einsatz des in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten *Source-Stirring* auf Antennenarraybasis an den Laborwänden befestigte konische Antennen genutzt, kann auf eine Feldhomogenisierung mit Modenrührer verzichtet werden. Aufgrund des unkritischen Teilentladungsverhaltens der an den Laborwänden montierten, konischen Breitbandstrahler kann das Labor ohne merkliche Einbußen des TE-Verhaltens auch als Hochspannungslabor verwendet werden. Die Nutzung des *Source-Stirring* erscheint also für die Kombination aus Hochspannungslabor und Modenverwirbelungskammer besonders sinnvoll. Allerdings müssen noch weitere Untersuchungen vorgenommen werden, um eine ausreichende Feldhomogenisierung bei der Verwendung eines Antennenarrays zu erreichen.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Modenverwirbelungskammern sind eine wirtschaftlich interessante alternative EMV-Prüfumgebung. Die Investitionskosten einer Freiraumnachbildung mit 3 m Messstrecke sind fast 3-mal so hoch wie die einer vergleichbaren Modenverwirbelungskammer. Des Weiteren sind der Platzbedarf und somit die indirekten Kosten einer Modenverwirbelungskammer geringer. Allerdings können hier unter bestimmten Vorraussetzungen die Prüfzeiten erheblich größer sein als in entsprechenden Absorberhallen, sodass die Bestimmung der Gesamtprüfkosten eine genaue Analyse der durchzuführenden Prüfungen erfordert.

Der multimodale Hohlraumresonator bildet die Grundlage zum Betrieb eines geschirmten Labors als Modenverwirbelungskammer. Durch ein gezieltes Verändern der Randbedingungen können bei einer festen Frequenz unterschiedliche Resonanzen mit jeweils charakteristischen Feldverteilungen angeregt werden. Bei einer hinreichenden Variation der Randbedingungen ergibt sich somit im statistischen Mittel eine homogene isotrope Feldverteilung innerhalb der Kammer. Dabei sind Mindestanforderungen an die Anzahl und die Dichte der anregbaren Moden einzuhalten, wodurch die Nutzbarkeit eines Labors als Modenverwirbelungskammer auf eine unterste Nutzfrequenz beschränkt ist. Diese ist maßgeblich vom Volumen der Kammer abhängig.

Eine für die Auslegung einer Modenverwirbelungskammer entscheidende Größe ist die Güte. Aufgrund der spektral dichten Verteilung der Resonanzen beim Betrieb eines multimodalen Resonators ist eine Auswertung der Einzelresonanzen wenig sinnvoll. Es wird daher der zusammengesetzte Gütefaktor ermittelt und verwendet. Dieser wird maßgeblich durch die Kammergröße, die zum Bau der Schirmung benutzten Materialien sowie die Konstruktion beeinflusst und kann bedingt berechnet werden.

Ist die Güte eines geschirmten Labors bekannt, kann hiermit die beim Betrieb als Modenverwirbelungskammer maximal erzielbare Feldstärke bestimmt werden. Da diese ein frequenzabhängiges Verhalten zeigt, ist für die Auslegung einer Kammer auf den zu erwartenden Nutzfrequenzbereich eine Optimierung erforderlich. Dabei ist die Kammeroberfläche entscheidend, für eine maximale Feldstärke ist diese zu minimieren.

Der Vergleich zwischen berechneter und messtechnisch bestimmter Güte zeigt, dass der Verlauf qualitativ gut übereinstimmt, die berechnete Güte jedoch bis um den Faktor 10 zu hoch ist. Dies ist unabhängig vom gewählten Messverfahren. Neben den bekannten Methoden zur Messung der Güte werden auf dem *Source*- und *Frequency-Stirred*-Verfahren basierende Möglichkeiten zur Bestimmung der Güte eines multimodalen Resonators abgeleitet, die auch ohne das Vorhandensein eines mechanischen Modenrührers genutzt werden können.

Der quantitative Unterschied zwischen berechneter und messtechnisch bestimmter Güte machte weitere Untersuchungen der Einflussfaktoren auf die Güte einer Modenverwirbelungskammer notwendig. Die Leitfähigkeit der Kammerwände ist maßgeblich für die dort erzeugten Wirbelstromverluste und beeinflusst daher die Güte eines multimodalen Resonators gerade bei hohen Frequenzen. Häufig werden zum Bau von geschirmten Laboren verzinkte Stahlbleche genutzt, die aufgrund ihres Herstellungsprozesses und ihrer Struktur eine kleinere Leitfähigkeit als elementares Zink aufweisen. Bei den Gütemessungen in diversen Laboren ist eine gegenüber elementarem Zink um den Faktor 16 reduzierte Leitfähigkeit ermittelt worden. Messungen mit einem neu entwickelten Aufbau zur Bestimmung des Widerstandes niederimpedanter Flächenleiter bis ca. 130 MHz ergeben einen nochmals um 4 reduzierten Wert, allerdings bei erheblich niedrigeren Frequenzen und einer reduzierten Reproduzierbarkeit.

Der Aufbau der Schirmwände hat ebenfalls erheblichen Einfluss auf die Güte. Dabei kommt der Verbindungstechnik der Wandsegmente eine entscheidende Bedeutung zu. Es ist besonders darauf zu achten, dass die Falzung die Innenseite der Kammerwände nicht stört. Die Güte eines bedämpften Kleinresonators mit nach innen gerichteter Falzung ist um bis zu 9 dB geringer als bei einem Kleinresonator, dessen Stoßstellen nicht in den Hohlraum hineinragten. Für den unbeladenen Resonator ergibt sich eine Dämpfung von 5 dB. Mit den durchgeführten Messungen ist kein entscheidender Unterschied bezüglich der Güte bei geklemmten oder verlöteten Stoßstellen der Resonatorhälften feststellbar. Hier sind weitere Untersuchungen notwendig.

Zum Betrieb der zu prüfenden Geräte, aber auch zur Beleuchtung des Labors und für den Betrieb eines mechanischen Modenrührers ist elektrische Energie innerhalb der Schirmstruktur notwendig. Die Elektroverteilung wirkt, ähnlich wie eine Antenne, ebenfalls bedämpfend in Bezug auf die Güte eines Hohlraumresonators. Werden die Leitungen nicht dicht an der Wand des Resonators geführt, kann es zu erheblichen Gütereduktionen kommen.

Die Summe der am Kleinresonator aufgezeigten Einflussfaktoren führt zu einer erheblichen Reduzierung der Güte. Die Modenverwirbelungskammer am HFT, die aus zusammengelöteten, nach außen gefalzten Kupferblechen aufgebaut ist und über keine Elektroverteilung verfügt, besitzt eine um mehr als den Faktor 3 höhere Güte, als die aus verzinkten Stahlblechen aufgebaute Kammer am HSE. Hier sind die Wandsegmente mit der Falzung nach innen miteinander verschraubt und eine umfangreiche Elektroverteilung ist installiert.

Neben dem expliziten Aufbau einer Modenverwirbelungskammer ist es auch möglich, bereits vorhandene, voll geschirmte Labore als Modenverwirbelungskammer zu nutzten. Dies scheint vor allem aus wirtschaftlichen Gesichtspunkten sinnvoll. Eine Modenverwirbelungskammer, die auch im unteren, für gestrahlte EMV-Prüfungen vorgesehenen Frequenzbereich funktionstüchtig wäre, erfordert erhebliche Ausmaße, vergleichbar oder größer als bei einer 10 m Freifeldnachbildung. Bei Modenverwirbelungskammern dieser Größenordnung geht ein

entscheidender Vorteil gegenüber Absorberhallen verloren: Die zur Erzielung der notwendigen Prüffeldstärke erforderliche Hochfrequenzleistung bewegt sich in beiden Fällen in vergleichbaren Größenordnungen. Dies trifft insbesondere dann zu, wenn die Modenverwirbelungskammer in ein mehrfach genutztes Labor, z. B. einer Kombination aus Hochspannungs- und EMV-Labor, installiert wird.

Eine Nutzung vorhandener, geschirmter Labore, sei es ein hochspannungstechnisch genutztes Labor oder z. B. eine Schirmkabine zur Überprüfung leitungsgeführter Störgrößen, macht aus wirtschaftlichen Überlegungen nur dann Sinn, wenn keine langen Umrüstzeiten erforderlich sind. Das heißt, die bereits vorhandenen Geräte und Einbauten müssen entweder schnell und einfach entfernbar sein oder sie dürfen die Güte nicht unzulässig stark bedämpfen. Des Weiteren dürfen die felderzeugenden Einrichtungen wie Sendeantenne und evtl. vorhandener Modenrührer nicht die ursprüngliche Nutzung stören, da ein Entfernen oder Bewegen dieser Einrichtungen eine komplette, zeitaufwendige Überprüfung der Feldhomogenität bedingt.

Bei der Untersuchung der Güte in z. T. stark beladenen Schirmkabinen, die zur Untersuchung leitungsgeführter Störgrößen genutzt werden, ist zwar eine merkliche Bedämpfung festzustellen, jedoch ist es immer noch möglich, in diesen Laboren beim Betrieb als Modenverwirbelungskammer hohe Feldstärken erzielen zu können. Eine Feldhomogenitätsprüfung in der vergleichbar beladenen Modenverwirbelungskammer am HSE zeigt, dass auch eine hinreichende Feldqualität zu erwarten ist, sodass diese Kombination sinnvoll erscheint.

Das Einbringen hochspannungstechnischer Geräte in die Modenverwirbelungskammer zeigt keine merkliche Bedämpfung der Güte, allerdings ist beim Betrieb als Hochspannungslabor in der Regel auf Teilentladungsfreiheit der Laborausstattung zu achten. Der mechanische Modenrührer zeigt hierbei ein nicht tolerierbares Verhalten, könnte aber einfach z. B. durch Verhängen mit einem leitfähigen Material während des Betriebes als Hochspannungslabor teilentladungsfrei gestaltet werden. Die nicht entfernbare Sendeantenne sollte dann, wenn möglich, weit entfernt zu den hochspannungstechnischen Geräten platziert werden und idealerweise vom erdenden Koaxialkabel getrennt werden. Hierauf kann beim Einsatz an der Kammerwand montierter konischer Breitbandstrahler verzichtet werden.

Wird bei der Feldhomogenisierung mit dem *Source-Stirring* auf Basis eines Antennenarrays die erforderliche Feldqualität erreicht, stellt diese Anregung die ideale Form bei Kombinationslaboren dar, da hierbei am wenigsten in die Struktur des ursprünglich vorhandenen Labors eingegriffen wird. Das Prüfvolumen wäre aufgrund des Verzichtes auf einen mechanischen Modenrührer ebenfalls größer. Des Weiteren wäre die Berechenbarkeit der Felderzeugung wesentlich einfacher, was günstig für den Designprozess ist. Die Nutzbarkeit eines Antennenarrays zur Anregung einer Modenverwirbelungskammer muss allerdings noch endgültig geklärt werden.

ANHANG

Güte des Labors EMV III

Das mit EMV III bezeichnete Labor ist eine Schirmkabine, in dem üblicherweise leitungsgeführte Messungen für den Industriebereich durchgeführt werden (s. Abbildung A.1). Die Maße betragen 7,28 m x 3,94 m x 3,00 m. In Abbildung A.2 ist das Ergebnis der Gütemessung dargestellt. Es ist eine im Vergleich zu den anderen EMV-Laboren stärkere Dämpfung zu erkennen (27 dB; mit Berücksichtigung der Bedienerdämpfung 22 dB).

Abbildung A.1: EMV-Schirmkabine zur Untersuchung der leitungsgeführten Störfestigkeit und Emission von Industriegütern. Die Güteuntersuchung wird ohne Veränderung oder Reduzierung der Ausstattung durchgeführt

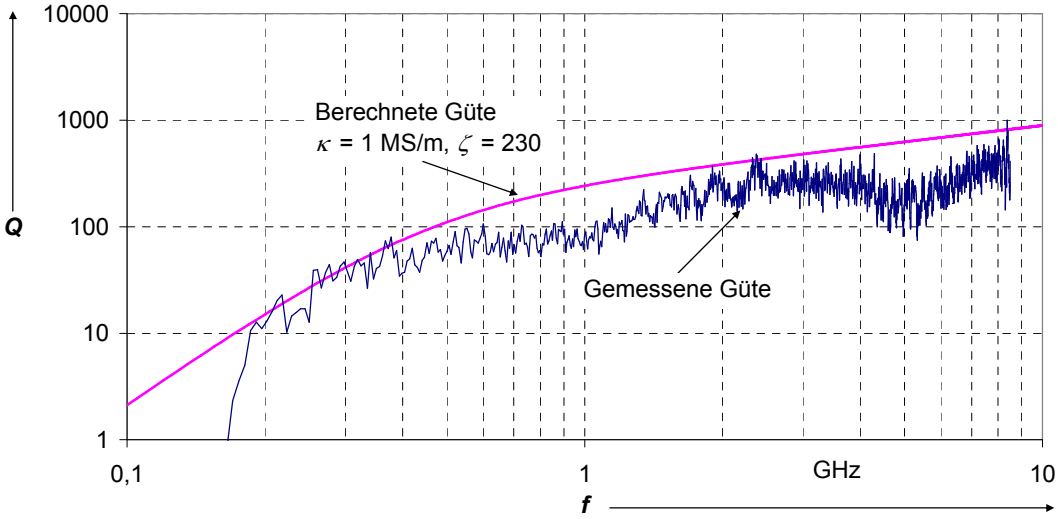


Abbildung A.2: Vergleich zwischen berechneter und im Labor EMV III gemessener Güte. Zur Anpassung der beiden Kurven ist bei einer gegeben Wandleitfähigkeit von 1 MS/m ein $\zeta = 230$ notwendig. Dies entspricht einer Dämpfung von 27 dB gegenüber der MVK am HSE.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] A. J. Schwab: *Elektromagnetische Verträglichkeit*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1996

[2] D. Peier: *Elektromagnetische Verträglichketi – Problemstellung und Lösungsansätze*, 1. Auflage, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1989

[3] 89/336/EWG: *Richtlinie des Rates vom 3. Mai zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedstaaten über die elektromagnetische Verträglichkeit*, 1989

[4] *Gesetz über die Elektromagnetische Verträglichkeit von Geräten*, 13. November, 1992

[5] *Gesetz über die Elektromagnetische Verträglichkeit von Geräten*, 18. September 1998, zuletzt geändert am 31.10.2006, BGBI I 2006, 2006

[6] 2004/108/EG: *Richtlinie des Europäischen Parlaments und des Rates vom 15. Dezember 2004 zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedstaaten über die elektromagnetische Verträglichkeit*, 2004

[7] U. Kappel: *Vergleichbarkeit von Verfahren zur Messung der Störfeldstärke*, Dissertation Universität Dortmund, Shaker Verlag, Aachen, 2003

[8] DIN EN 55016-2-3 / VDE 0877-16-2-3: *Anforderungen an Geräte und Einrichtungen sowie Festlegung der Verfahren zur Messung der hochfrequenten Störaussendung (Funkstörungen) und Störfestigkeit -Teil 2-3: Verfahren zur Messung der hochfrequenten Störaussendung (Funkstörungen) und Störfestigkeit -Messung der gestrahlten Störaussendung*, VDE-Verlag, Berlin, 2006

[9] DIN EN 61000-6-3 / VDE 0839 Teil 6-3: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) – Teil 6-3: Fachgrundnorm Störaussendung – Wohnbereich, Geschäfts- und Gewerbebereich sowie Kleinbetriebe*, VDE-Verlag, Berlin, 2005

[10] DIN EN 61000-6-4 / VDE 0839 Teil 6-4: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) – Teil 6-4: Fachgrundnorm Störaussendung für Industriebereich*, VDE-Verlag, Berlin, 2002

[11] DIN EN 61000-4-3 / VDE 0847 Teil 4-3: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) – Teil 4-21: Prüf- und Messverfahren – Prüfung der Störfestigkeit gegen hochfrequente, elektromagnetische Felder*, VDE-Verlag, Berlin, 2003

[12] G. Durcansy: *EMV-gerechtes Gerätedesign*, 5. Auflage, Franzis' Verlag, Poing 1999

[13] DIN EN 61000-4-20 / VDE 0847 Teil 4-20: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) – Teil 4-21: Prüf- und Messverfahren – Messung der Störaussendung und Störfestigkeit in transversal-elektrischen (TEM-)Wellenleitern*, VDE-Verlag, Berlin, 2003

[14] L. Jendernalik: *Zur Feldqualität von TEM-Zellen*, Dissertation Universität Dortmund, 1995

[15] C. E. Ebbing: *Experimental Evaluation of Moving Sound Diffusers for Reverberant Rooms*, Journal of Sound and Vibrations, Vol. 16, No. 1, Mai 1971, S. 99-118, 1971

[16] H. A. Mendes: *A New Approach to Electromagnetic Field-Strength Measurements in Shielded Enclosures*, Wescon Technical Papers, Vol. 19/2 S. 1-16, Los Angeles, 1968

[17] W. Kürner: *Messung gestrahlter Emissionen und Gehäuseschirmdämpfung in Modenverwirbelungskammern*, GMM Fachbericht Band 42, S. 55 – 68, VDE Verlag, Berlin, 2003

[18] N. Eulig: *Eignung der Feldvariabelen Kammer (FVK) für EMV-Störfestigkeitstests*, Dissertation TU Braunschweig, Shaker Verlag, Aachen, 2004

[19] P. Corona, G. Latmiral, E. Paolini, L. Piccioli: *Use of a Reverberating Enclosure for Measurments of Radiated Power in the Microwave Range*, IEEE Transactions on EMC, Vol. 18, No. 2, Mai 1975

[20] B. - H. Liu, D. C. Chang: *Eigenmodes and the Composite Quality Factor of a Revebererating Chamber*, NBS Technical Note 1066, National Bureau of Standards, U. S. Department of Commerce, 1983

[21] M. L. Crawford, G. H. Koepke: *Design, Evaluation, and Use of a Reverberation Chamber for Performing Electromagnetic Susceptibility/Vulnerability Measurements*, NBS Technical Note 1092, National Bureau of Standards, U. S. Department of Commerce, 1986

[22] P. Corona, J. Ladbury, G. Latmiral: *Reverberation-Chamber Research – Then and Now: A Review of Early Work and Comparison With Current Understanding*, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 44, No. 1, Februar 2002, S. 87 – 94, 2002

[23] M. Petirsch: *Untersuchungen zur Optimierung der Feldverteilung in Mode-Stirred Chambers*, Dissertation TU Karlsruhe, Logos Verlag, Berlin, 1999

[24] W. Kürner: *Messung gestrahlter Emissionen und Gehäuseschirmdämpfungen in Modenverwirbelungskammern*, Dissertation TU Karlsruhe, Tenea Verlag, Berlin, 2002

[25] DIN EN 61000-4-21 / VDE 0847 Teil 4-21: *Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) – Teil 4-20: Prüf- und Messverfahren – Verfahren für die Prüfung in der Modenverwirbelungskammer*, VDE-Verlag, Berlin, 2004

[26] H. G. Krauthäuser, L. Dunker: *Emissionsmessungen im Frequenzbereich oberhalb 1 GHz*, EMV 2006, Konferenzband zur 13. Internationalen Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, S. 317 – 324, VDE Verlag, Berlin, 2006

[27] C. L. Holloway, D. Hill, J. Ladbury, G. Koepke, P. Wilson, J. Coder: *On the use of reverberation chambers to simulate Multipath Environments for the Testing of Wireless Devices*, EMC Europe 2006, International Symposium on EMC, Workshop on Reverberation Chambers, 2006

[28] P.-S. Kildal, J. Carlsson: *Characterizing Wireless Devices in Rayleigh Fading Using Reverberation Chambers*, EMC Europe 2006, International Symposium on EMC, Workshop on Reverberation Chambers, 2006

[29] H. Meinke, F. W. Gundlach: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1968

[30] G. Strassacker, R. Süsse: *Rotation, Divergenz und Gradient*, 5. Auflage, Teubner Verlag, Stuttgart, 2003

[31] F. W. Gundlach: *Grundlagen der Höchstfrequenztechnik*, Springer Verlag, Berlin, 1950

[32] D. A. Hill: *Electromagnetic Theory of Reverberation Chambers*, NIST Technical Note 1506, National Institute of Standards an Technology, U. S. Department of Commerce, 1998

[33] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig: *Taschenbuch der Mathematik*, 4. überarbeitete und erweiterte Auflage der Neubearbeitung, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a. M., 1999

[34] J. Ladbury, G. Koepke, D. Camell: *Evaluation of the NASA Langley Research Center Mode-Stirred Chamber Facility*, NIST Technical Note 1508, National Institute of Standards an Technology, U. S. Department of Commerce, 1999

[35] Y. Huang, D. J. Edwards: *An Investigation of Electromagnetic Fields inside a Moving Wall Mode Stirred Chamber*, 8th IEE International Conference on EMC, Edinburgh, S. 115 – 119, 1992

[36] F. Leferink: *High Field Strength in Large Volume: The Intrinsic Reverberation Chamber*, 1998 IEEE Int. Symposium on EMC, Vol. I, S. 24-27, 1998

[37] F. Leferink: *Generating an EMC Test Field Using a Vibrating Intrinsic Reverberation Chamber (VIRC)*, EMC Europe 2006, International Symposium on EMC, Workshop on Reverberation Chambers, 2006

[38] C. Groh, J. P. Kärst, H. Garbe: *Einfluss der Beladung auf die Feldmoden eines TEM Wellenleitern*, EMV 2000, Konferenzband zur 8. Internationalen Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, S. 287 – 294, VDE Verlag, Berlin, 2000

[39] A. Nothofer, D. Knight, M. Alexander, A. Rowell, A. Ward, A. Marvin: *A practical analysis of test site validation methods for RF measurments above 1 GHz*, Zurich 2005, International Symposium on EMC, Confrerence Proceedings, S. 463 – 468, 2005

[40] N. Wellander, O. Lundén, M. Bäckström: *Parameter Estimates for the Stirrer Efficiency in Reverberation Chambers*, EMC Zurich 2005, 16th International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Vol. I, S. 35 – 38, 2005

[41] M. Otterskog: *The Influence of Stirrer Size and Chamber Load on the Number of Uncorrelated Samples Created in a Reverberation Chamber*, EMC Zurich 2005, 16th International Symposium on Electromagnetic Compaitbility, Vol. I, S. 43 – 46, 2005

[42] O. Lundén, M. Bäckström, N. Wellander: *Evaluation of Stirrer Efficiency in FOI Mode-Stirred Reverberation Cahmbers*, FOI Report No. FOI-R-0250-SE, Swedish Defense Research Agency, 2001

[43] M. Hillgärtner, R. Stonies, D. Peier, E. Voges: *Design of Low Cost Antennas for Reverberation Chambers*, EMC Zurich 2005, 16th International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Topical Meeting on Reverberation Chambers, Vol. I, S. 147 – 152, 2005

[44] M. Hillgärtner, D. Peier: *Effiziente Bestimmung der Kabelschirmdämpfung bei hohen Frequenzen in Modenverwirbelungskammern*, EMV 2006, Konferenzband zur 13. Internationalen Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, S. 261 – 268, VDE Verlag, Berlin, 2006

[45] D. A. Hill: *Electronic Mode Stirring for Reverberation Chambers*, IEEE. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 36, No. 4, November 1994, S. 294 – 299, 1994

[46] D. Lewis, N Horton: *Aerospace Applications of Reverberation Chamber Techniques*, EMC Europe 2006, International Symposium on EMC, Workshop on Reverberation Chambers, 2006

[47] Y. Huang, D. J. Edwards: *A Novel Reverberating Chamber: The Source-Stirred Chamber*, 8th IEE International Conference on EMC, Edinburgh, S. 120 – 128, 1992

[48] G. Cerri, V. M. Primiani, S. Pennesi, P. Russo: *Source Stirring Mode for Reverberation Chambers*, IEEE. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 4, November 2005, S. 815 – 823, 2005

[49] J. S Hong: *Multimode Chamber Excited by an Array of Antennas*, IEE Electronic Letters, Vol. 29, No. 19, 17th September 1993, S. 1679 - 1680, 1993

[50] IEC: *Electropedia, The Worlds Online Electrotechnical Vocabulary*, IEC Website, http://dom2.iec.ch/iev/iev.nsf/display?openform&ievref=801-24-12, 28.05.2007, Suchbegriff: Güte

[51] J. M. Dunn: *Local, High-Frequency Analysis of the Fields in a Modes-Stirred Chaber*, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Col. 32, No. 1, Februar 1990, S. 53 - 58, 1990

[52] R. F. Harrington: *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGrawn-Hill Book Company, New York, 1961

[53] D. A. Hill, M. T. Ma, A. R. Ondrejka, B. F. Riddle, M. L. Crawford, R. T. Johnk: *Aperture Excitation of Electrically Large, Lossy Cavities*, IEEE. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 36, No. 3, August 1994, S. 169 – 178, 1994

[54] D. A. Hill, M. L. Crawford, M. Kanada, D. I. Wu: *Aperture Coupling to a Coaxial Air Line: Theory and Experiment*, IEEE. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 35, No. 1, Februar 1993, S. 69 – 74, 1993

[55] N. Eulig, A. Enders, H. G. Krauthäsuer, J. Nitsch: *Achievable Field Strength in Reverberation Chambers*, Advances in Radion Science (2003) 1, S. 53 – 56, Copernicus GmbH, 2003

[56] H. G. Krauthäsuer, S. Plate, J. Nitsch: *Eine Modenverwirbelungskammer für den Frequenzbereich oberhalb von 1 GHz*, EMV 2006, Konferenzband zur 13. Internationalen Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, S. 365 – 372, VDE Verlag, Berlin, 2006

[57] P. Corona, G. Latmiral, E. Paolini: *Performance and Analysis of a Reverberating Enclosure with Variable Geometry*, IEEE. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 22, No. 1, Februar 1980, S. 2 – 5, 1980

[58] A. K. Mitra, T. F. Trost: *Power Transfer Characteristics of a Microwave Reverberation Chamber*, IEEE. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 38, No. 2, Mai 1996, S. 197 – 200, 1996

[59] M. Hillgärtner, D. Peier: *Einflussgrößen bei der Gütebestimmung von Modenverwirbelungskammern*, EMV 2004, Konferenzband zur 12. Internationalen Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, S. 79 – 86, VDE Verlag, Berlin, 2004

[60] R. T. Ladbury, J. M. ans Johnk, A. R. Ondrejka: *Rapid Evaluation of Mode-Stirred Chambers Using Impulsive Waveforms*, NIST Technical Note 1381, National Institute of Standards an Technology, U. S. Department of Commerce, 1998

[61] H. G. Krauthäuser, J. Nitsch: *Effects of the Variation of the Excitation and Boundary Conditions of Mode-Stirred Chambers and Consequences for Calibration and Measurement*s, Proceedings of the 15th International Sympoium on EMC, EMC Zurich 2003, S. 615 – 620, 2003

[62] G. Megla: *Dezimeterwellentechnik*, 5. Auflage, Berliner Union Stuttgart, 1962

[63] M. Stöckel, K. H. Winterling: *Elektrische Messtechnik*, 1. Auflage, Teuber Verlag, Heidelberg, 1987

[64] F. Kremer, A. Schönhals: *Broadband dielectric spectroscopy*, 1. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 2003

[65] U. Stumper*: Extended Cross Ratio Reflection Correction at Microwave Frequencies Using Waveguide Air-Lines*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, No. 50, Issue II, April 2001, S. 363 – 367, 2001

[66] M. Hillgärtner, D. Peier: *Design of a Measurement Setup for the Impedance of Low-Resistance Plate-Conductors in the RF-Range*, Proceedings of OPTIM ‘06, 10th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipment, Brasov, Vol. I, S. 59 – 64, 2006

[67] DIN IEC 468: *Verfahren zur Messung des spezifischen (elektrischen) Widerstandes metallischer Werkstoffe*, Beuth Verlag, Berlin, 1981

[68] D. Kind: *Einführung in die Hochspannungsversuchstechnik*, 3. Auflage, Vieweg Verlag, Wiesbaden, 1982

[69] CST GmbH: *Handbook of CST Microwave Studio 5*, CST GmbH, Darmstadt, 2003

[70] DIN EN 60270 / VDE 0434: *Hochspannungs-Prüftechnik - Teilentladungsmessung*, Beuth Verlag, Berlin, 2001

LEBENSLAUF

Name:	Michael Hillgärtner
Geburtsdatum:	11.03.1977
Geburtsort:	Dortmund
Familienstand:	ledig

Werdegang:

1983 – 1987	Höchstener Grundschule, Dortmund
1987 – 1994	Phoenix Gymnasium, Dortmund
1994 – 1996	Mallinckrodt Gymnasium, Dortmund (Abschluss: Abitur)
1996 – 1997	Zivildienst bei der Johanniter Unfallhilfe im Rettungsdienst der Stadt Dortmund
1997 – 2002	Studium der Elektrotechnik an der Universität Dortmund (Abschluss: Diplom)
1999	Nokia Förderpreis Kommunikationstechnik für hervorragende Leistungen im Grundstudium
2000 – 2001	Studium an der City University London (Abschluss: M.Sc. in Information Engineering with Specialisation Communication Systems)
2000 – 2001	DAAD Stipendiat
2001 – 2007	Stipendiat bei e-fellows.net

Berufliche Tätigkeit:

1998 – 1999	Tutor für ausländische Studierende der Fakultät für Elektrotechnik, Universität Dortmund
1999 – 2000	Studentische Hilfskraft am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und elektrische Anlagen, Universität Dortmund
2002	Diplomand bei der Volkswagen AG, Wolfsburg
2002 – 2007	Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und EMV, Universität Dortmund
Seit 2007	Projektleiter bei der EMC Test NRW GmbH, Dortmund