Lena Annika Thiele (Autor)

Schirmdämpfungs- und Nahfeldmessungen mit einem elektro-optischen Sensorsystem unter Aspekten der elektromagnetischen Verträglichkeit

https://cuvillier.de/de/shop/publications/6186

Copyright:
Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentzsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: https://cuvillier.de

1 Einleitung

Die elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) spielt seit Jahren in der modernen Technik eine zunehmend wichtige Rolle. Durch immer höhere Taktfrequenzen, kürzere Schaltzeiten und hohe Leistungen ist auf der einen Seite das Störpotenzial durch mögliche ungewollte Sendequellen angestiegen. Durch die stetige Verkleinerung von Bauelementen bis in den nm-Größenbereich aktiver Strukturen ist auf der anderen Seite auch die Störempfindlichkeit der Systeme größer geworden. Durch geeignete Maßnahmen, wie zum Beispiel Schirmung der gefährdeten Bauelemente, müssen mögliche Ein- oder Auskopplungen der Störstrahlung verhindert oder zumindest ausreichend verringert werden. Für diese Anwendung kommen unterschiedliche Schirmgehäuse zum Einsatz, die jedoch durch Kabelöffnungen immer Schwachstellen aufweisen müssen. Deshalb ist es wichtig, diese Schwachstellen zu kennen und die Gehäuse und Durchführungen für den jeweiligen Fall und den genutzten Frequenzbereich möglichst gut abzustimmen.

Gerade im Bereich der Automobilelektronik, aber auch Avionik, sind diese Schirmgehäuse gegen elektro-magnetische Strahlung sicherheitsrelevant, da die verwendete Elektronik teilweise direkt ins Verkehrsgeschehen eingreift. Hier müssen die jeweiligen Eigenschaften sehr genau bekannt sein, da ein Ausfall der jeweiligen Elektronik große Risiken birgt. Das Störpotenzial wird durch zunehmende Elektrifizierung besonders im Automobilsektor eine weiter zunehmend große Rolle spielen. Gerade auch bei der Einführung von Hybrid- oder reinen Elektrofahrzeugen können EMV-Probleme unterschiedlicher Art durch die verwendeten Elektroantriebe auftreten.

Durch die steigende Komplexität der Systeme sind Vorhersagen bezüglich des Abstrahlverhaltens, aber auch der Empfindlichkeit, sehr schwierig und im Rahmen von Simulationen kaum zu erfassen. Die zurzeit vorliegenden Normen zur Messung der Schirmdämpfung von Gehäusen sind allerdings ebenfalls sehr komplex und unübersichtlich, um die Schirmwirkung der einzelnen Gehäuse reproduzierbar und objektivierbar zu bestimmen. Für eine erste Charakterisierung bzw. eine Worst-Case-Abschätzung sind sie aufgrund des großen Aufwandes und der langen Dauer somit nur eingeschränkt geeignet.

Deshalb müssen einfache und doch aussagekräftige und genaue Messungen der Schirmung von Gehäusen ermöglicht werden. Gerade erste Abschätzungen erfordern hier zunächst ein genaues Verständnis der möglichen Einkopplungen und des resonanten Verhaltens von Gehäusen, um im nächsten Schritt die kritischen Fälle untersuchen zu können.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

1.1 Motivation

Die Bestimmung der Schirmdämpfung unterschiedlicher Abschirmgehäuse stellt eine wichtige Aufgabe der EMV dar. Dabei spielt vor allem bei komplexen Strukturen die Messung eine wichtige Rolle, da Simulationen hier noch immer nicht verifizierte Ergebnisse liefern. Gerade zur Messung an kleinen Schirmgehäusen müssen die verwendeten Empfangsstrukturen ebenfalls sehr geringe Abmessungen aufweisen, um sie einerseits in den kleinen Gehäusen platzieren zu können, und um andererseits die im Inneren vorliegenden Feldeigenschaften nicht oder nur sehr gering zu beeinflussen.

Des Weiteren stellen Nahfeldmessungen im Rahmen von Antennencharakterisierungen ebenfalls anspruchsvolle Messaufgaben dar. Mit Hilfe der gewonnen Parameter können aus diesen Messungen die Fernfeldparameter der Antennen bestimmt werden, ohne aufwändige und oftmals fehlerbehaftete Freifeldmessungen durchführen zu müssen. Im Gegensatz zu den witterungsabhängigen Messungen auf einem Freifeld unter freiem Himmel können die Nahfeldmessungen in geeigneten (Teil-)Absorberräumen durchgeführt werden. Außerdem kann im Fall einer Aperturantenne oder dem Schlitz eines metallischen Gehäuses mit Nahfeldmessungen in nur einer Ebene ein vollständiges dreidimensionales Fernfelddiagramm berechnet werden, was bei reinen Fernfeldmessungen so nicht möglich ist. Besonders wichtig bei diesen Nahfeldmessungen ist ebenfalls wie oben beschrieben, die geringe Feldbeeinflussung durch die Messtechnik.

Der in dieser Arbeit und bereits in [Gassmann 1995] und [Werner 2002] gezeigte elektro-optische Sensor scheint für diese beiden Anwendungen besonders gut geeignet zu sein. Mit dem vorgestellten Sensorsystem ist es nicht nur möglich, relative Feldstärkewerte in Betrag und Phase darzustellen, sondern mit einer geeigneten Kalibrierung ebenfalls absolute Werte zu generieren. Der Lithiumniobat-basierte Sensor besteht nur aus dielektrischen Materialien, abgesehen von einem kleinen Dipol als Empfangsstruktur. Somit kann davon ausgegangen werden, dass er die zu messende Feldstärke nicht oder nur sehr geringfügig verzerrt. Durch die geringe Größe des Sensorkopfes und die Versorgung über einen Lichtwellenleiter (LWL) kann er sehr leicht auch in kleine Gehäuse eingebracht werden. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die grundlegende Funktionsweise des elektro-optischen Sensors und ausgesuchte Praxisbeispiele für seine Anwendung im Rahmen von Nahfeld- und insbesondere Schirmdämpfungsmessungen gezeigt werden. Vor allem sollen dabei die große Empfindlichkeit des Sensors und die geringe Beeinflussung der ursprünglichen Feldverhältnisse verifiziert werden.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

1.2 Struktur der Arbeit

Nach dieser Einleitung werden im Rahmen des zweiten Kapitels sowohl grundlegende physikalische Zusammenhänge, als auch wichtige Fachbegriffe erläutert. Dabei werden zunächst relevante Definitionen zum Thema elektro-magnetische Wellen und Verträglichkeit, aber auch die Nahfeld-Fernfeld-Bedingungen erläutert. Außerdem wird bereits eine Einführung in den Begriff der Schirmdämpfung gegeben, was in Kapitel 5 anhand von Praxisbeispielen erweitert wird.

Im darauf folgenden Kapitel werden die technischen Arbeitsmittel vorgestellt. Dabei werden vor allem die Funktionsweise des elektro-optischen Sensorsystems, aber auch die verwendeten Messmittel und Messumgebungen mit deren jeweiligen Feldverteilungen beschrieben. Anschließend wird eine Kalibriermethode dargelegt, mit der unter Verwendung einer sogenannten µTEM-Zelle auch absolute Feldstärkewerte aus den mit dem Sensor gemessenen Daten generiert werden können. Außerdem wird gezeigt, wie mit einfachen Modifizierungen des Sensorkopfes seine Empfindlichkeit gesteigert werden kann.

Im vierten Kapitel werden anhand von Nahfeldmessungen an einer Doppelsteghornantenne die Genauigkeit und Empfindlichkeit des elektro-optischen Sensors demonstriert. Die gewonnenen Daten werden mit den theoretischen Werten aus der Literatur verglichen. Über eine anschließende Nahfeld-Fernfeld-Transformation und den Vergleich der Daten mit auf einem Freifeld gemessenen Fernfeldparametern werden die Eigenschaften des Sensorsystems weiter untersucht und dessen Eignung für Messungen im Nahfeldbereich erarbeitet.

Im messtechnisch wichtigsten Kapitel dieser Arbeit werden die eigentlichen Schirmdämpfungsmessungen mit dem elektro-optischen Sensor gezeigt. Dabei wird zunächst auf gängige Methoden und Normen zur Schirmdämpfungsbestimmung eingegangen. Anschließend werden zunächst an einem einfachen Testgehäuse unterschiedliche Einkoppelmechanismen und die Verwendung des Sensors für diese Art der Messungen untersucht. Anhand einfacher Modifikationen des Gehäuses wird der Zusammenhang zwischen Geometrie, Schwachstellen und der Schirmwirkung erarbeitet.

Abschließend werden Messungen an einem reellen Schirmgehäuse für Motorsteuergeräte durchgeführt. Dabei kommen unterschiedliche Messumgebungen, wie zum Beispiel eine TEM-Zelle, sowie Modifikationen des Sensorkopfes zum Einsatz. Hiermit wird verifiziert, dass der Sensor empfindlich genug ist, Schirmdämpfungsmessungen in sehr kleinen und gut geschirmten Gehäusen durchzuführen. Außerdem kann daran gezeigt werden, dass handelsüb-

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

liche Schirmgehäuse bereits gute Abschirmung elektro-magnetischer Felder bieten. Des Weiteren wird der Unterschied zwischen leeren Gehäusen, deren Eigenschaften nur vom Material und der verwendeten Geometrie abhängen, und von den mit Leiterplatten, sowie Ersatzstrukturen bestückten Gehäusen gezeigt.

Als letzter Abschnitt werden als Ausblick auf zukünftige Anwendungen Magnetfeldmessungen mit Hilfe des Sensors durchgeführt und bewertet. Dabei kommt eine einfache Modifikation des Sensorkopfes mit einer kleinen Kupferdrahtschleife zum Einsatz. Die Messungen finden analog zu den Nahfeldmessungen der elektrischen Feldstärke in der Apertur der Hornantenne statt. Zur Verifizierung werden aber auch andere Messumgebungen mit definierter Feldstärke, wie eine TEM-Zelle oder ein Rechteckhohlleiter, eingesetzt. Anhand dieser Messungen kann vor allem gezeigt werden, dass Magnetfeldmessungen in dieser Konfiguration prinzipiell möglich sind und die gegebenen Feldverhältnisse nicht unzulässig beeinflusst werden.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Messergebnisse und Anwendungsmöglichkeiten des elektro-optischen Sensorsystems.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

2 Theoretische Grundlagen

In den folgenden Abschnitten werden einige wichtige physikalische Grundlagen dieser Arbeit dargelegt. Eine komplette Wiederholung der Grundlagenliteratur scheint jedoch in diesem Zusammenhang nicht sinnvoll, so dass nur auf die wichtigsten Themen eingegangen wird. Eine Liste der entsprechenden weiterführenden Literatur ist im Anhang gegeben.

2.1 Elektromagnetische Wellen

Im Rahmen der Feldtheorie können zwei Arten von Feldern unterschieden werden. Das sind einerseits die elektrischen Felder, die zwischen spannungsführenden Elektroden, in der Nähe elektrischer Ladungen und zeitlich veränderlicher Magnetfelder auftreten. Andererseits existieren magnetische Felder zwischen magnetischen Polschuhen oder in der Nähe stromführender Leiter und Spulen. Diese beiden Arten von Feldern können alleine oder gekoppelt auftreten. Bei elektromagnetischen Wellen handelt es sich immer um die verkoppelte Form. [Schwab 2002]

Die Entstehung elektromagnetischer Wellen wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Sie erläutern die Entstehung der Felder durch Ladungen, sowie die Verknüpfung dieser Felder untereinander und sind im Vakuum gegeben durch:

$$div\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho$$ (Gaußsches Gesetz) **Formel 1**

$$div\vec{B} = 0$$ (Quellenfreiheit des magnetischen Feldes) **Formel 2**

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$ (Faradaysches Induktionsgesetz) **Formel 3**

$$rot\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{J} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$ (Maxwell-Ampèresches Gesetz) **Formel 4**

[Schwab 1996; Kapitel 3].

Ganz allgemein sagen diese Gleichungen aus, dass jede zeitliche Änderung des elektrischen Feldes mit einer zeitlichen Änderung des magnetischen Feldes einhergeht. Weitere Inhalte sollen an dieser Stelle nicht weiter erläutert werden, da die vollständige Beschreibung in weiterführender Literatur [Balanis 1982] gegeben ist. Der Vollständigkeit halber sind sie hier aufgeführt, da in folgenden Kapiteln in Teilen Bezug darauf genommen wird.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

2.1.1 Ebene Wellen

Transversale ebene Wellen stellen die fundamentalsten elektromagnetischen Wellen dar. Sie breiten sich geradlinig aus und ihre Wellenfronten, das heißt die Flächen gleicher Phase, sind Ebenen. Diese homogenen ebenen Wellen stellen die einfachste Lösung der Wellengleichungen dar. [Kark 2011, Kapitel 4]

Die Wellengleichungen können aus den Maxwell'schen Gleichungen (Formeln 1 – 4) hergeleitet werden. Hierbei wird vereinfachend nur vom Spezialfall der Ausbreitungseigenschaften ausgegangen, das heißt die Erzeugung der elektromagnetischen Wellen wird nicht betrachtet. Die Entkopplung des elektrischen Feldes $\vec{E}$ und der magnetischen Flussdichte $\vec{B}$ erfolgt durch Anwendung des Rotationsoperators auf Formel 1 unter Zuhilfenahme der Materialgleichungen

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \text{ und } \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \text{ , so dass folgt}$$ **Formel 5**

$$rot\, rot\vec{E} = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mu\varepsilon\vec{E} \text{ .}$$ **Formel 6**

Nun wird die zweifache Rotation dargestellt als

$$rot\, rot\vec{E} = grad\, div\vec{E} - \Delta\vec{E}$$ **Formel 7**

so dass sich im Raum mit divergenzfreien Feldern die Wellengleichung für elektrisches bzw. magnetisches Feld ergibt zu:

$$\Delta\vec{E} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mu\varepsilon\vec{E} = 0$$ **Formel 8**

$$\Delta\vec{H} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mu\varepsilon\vec{H} = 0$$ **Formel 9**

Ebene Wellen können somit als Lösung dieser Wellengleichungen in komplexer Form wie folgt dargestellt werden:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}r)} \text{ und}$$ **Formel 10**

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}_0 \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}r)}$$ **Formel 11**

Der Wellenvektor $\vec{k}$ gibt dabei die Ausbreitungsrichtung einer elektromagnetischen Welle an.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} \text{ und } \left|\vec{k}\right| = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \text{ bzw. } \left|\vec{k}\right| = \frac{2\pi}{\lambda}$$ **Formel 12**

Dabei ist ω die Kreisfrequenz und λ die Wellenlänge. [Unger 1988]

Der Poyntingvektor $\vec{S}$ beschreibt als Kreuzprodukt der Vektoren $\vec{E}$ und $\vec{H}$ die Leistungsflussdichte der elektromagnetischen Welle in Ausbreitungsrichtung. Innerhalb der von $\vec{E}$ und $\vec{H}$ aufgespannten Ebene sind die Feldvektoren konstant, was ebenfalls als Kriterium für eine ebene Welle angesehen wird. In der Realität treten ebene Wellen nicht auf. Reale elektromagnetische Wellen im Freiraum können durch sphärische Phasenfronten angenähert werden. Lokal lassen sich diese globale Kugelwellen durch TEM-Wellen beschreiben. [Kark 2011; Kapitel 4]

2.1.2 Nahfeld – Fernfeld

Im Bereich der Quelle eines elektro-magnetischen Feldes sind grundsätzlich die drei folgenden Bereiche charakterisiert:

- Nahfeld
- Fernfeld, Strahlungsfeld
- Übergangsbereich. [Enders 2012]

Von Nahfeld-Bedingungen spricht man allgemein anschaulich in einem kleinen Abstand r zur Quelle, also

$$r < \frac{\lambda}{2\pi} \text{ bzw. } e^{-jkr} \approx e^0 = 1.$$ **Formel 13**

Dieser Bereich kann als quasistationär, also ortsfest, angesehen werden. Das heißt, dass magnetisches und elektrisches Feld voneinander entkoppelt sind. Bei quasistatischen Feldern macht sich die Kopplung der Felder, wenn überhaupt, nur lokal bemerkbar. Der Definitionsbereich eines Nahfelds ist allerdings nicht nur eine Frage des Abstands zur Quelle, sondern auch eine Frage der jeweiligen Änderungsgeschwindigkeit der Felder. Im Zeitbereich gelten Felder als quasistationär, wenn die Zeitspanne, innerhalb der die Feldänderung erfolgt, groß ist gegen die Laufzeit innerhalb des Definitionsbereichs. Im Frequenzbereich gelten Felder als Nahfelder wenn ihre Wellenlänge groß ist gegen die Ausdehnung des Definitionsbereichs. [Schwab, Kürner 2007; Kapitel 5]

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Von Fernfeld-Bedingungen spricht man hingegen in einem größeren Abstand zur Quelle, wobei gilt: $k \cdot r > 1$. Als Beispiel dient hier ein elektrischer Hertzscher Dipol als elementare Strahlungsquelle. Das Feld wird durch die 1/r-Terme dominiert, denn die sogenannten Strahlungs- oder Fernfeldterme sind gegeben durch:

$$E_\upsilon = \frac{I_o l}{4\pi} \cdot \frac{j\omega\mu}{r} \cdot (\sin\vartheta) \cdot e^{j(\omega t - kr)}$$ **Formel 14**

$$H_\varphi = \frac{I_o l}{4\pi} \cdot \frac{jk}{r} \cdot (\sin\vartheta) \cdot e^{j(\omega t - kr)}$$ **Formel 15**

Bei Integration des Poyntingvektors wird klar, dass die Leistung in den Raum hinaustransportiert wird. Die Felder lösen sich von den Quellen ab. Die Impedanz des Strahlungsfeldes ergibt sich im Vakuum zu:

$$Z = \frac{E_\upsilon}{H_\varphi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z_0 = 377\Omega$$ **Formel 16**

Elektromagnetische Wellen haben im Fernfeld besondere Eigenschaften. Zum Beispiel sind die magnetische Feldkomponente H und die elektrische Feldkomponente E in Phase und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientiert. Im Fernfeld nimmt die Krümmung der Phasenfront einer Kugelwelle immer weiter ab. Für $r \rightarrow \infty$ kann die Kugelwelle lokal durch eine homogene ebene Welle angenähert werden (vgl. Abschnitt 2.1.1). Die transversalen Feldkomponenten werden phasengleich und es wird nur in radialer Richtung Wirkleistung transportiert, deren Winkelverteilung allein durch die Strahleranordnung festgelegt ist. Im sogenannten Übergangsbereich geht die Nahzone in die Fernzone über. [Kark 2011; Kapitel 7], [Enders 2012]

2.1.3 Wellenimpedanz

Der Freiraumwellenwiderstand wurde bereits im vorherigen Abschnitt als Verhältnis von elektrischer und magnetischer Feldkomponente eingeführt. Dieser Zusammenhang gilt allgemein für alle Medien, in denen sich eine TEM-Welle ausbreitet. In diesen Medien weichen die Parameter jedoch von denen im Vakuum ab. Dieser Widerstand ist in den häufigsten Fällen komplex und wird als Wellenimpedanz bezeichnet. [Frenzel 2011]

$$Z_W = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \text{ mit } \sigma = 0 \text{ ergibt sich } Z_W = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}}$$ **Formel 17**

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

2.1.4 Elektromagnetische Wellen an Grenzflächen (Reflexion, Transmission und Einfallswinkel)

Wenn eine elektromagnetische Welle von einem Medium in ein anderes übergeht, bestimmen die jeweiligen Materialeigenschaften, welche Wellenanteile reflektiert oder transmittiert werden. Die Fläche, an denen zwei unterschiedliche Medien aneinanderstoßen, wird im Folgenden als Grenzfläche bezeichnet. Sie besitzt keine Dicke und keine elektromagnetischen Eigenschaften.

Je unterschiedlicher die beiden Medien sind, desto mehr Anteile werden reflektiert. Sind sie sich elektromagnetisch ähnlich, werden mehr Anteile transmittiert. [Schwab, Kürner 2007; Kapitel 6]

Transmissionsfaktor und Reflexionsfaktor geben dabei das Verhältnis aus transmittierter bzw. reflektierter zu einfallender Welle an. Sie lassen sich bei senkrechtem Einfall berechnen durch:

Transmissionsfaktor: $$T = \frac{E'_0}{E_0} = \frac{2Z'}{Z'+Z} \overset{wenn\ \mu'=\mu}{=} \frac{2n}{n'+n}$$ **Formel 18**

Reflexionsfaktor: $$R = \frac{E''_0}{E_0} = \frac{Z'-Z}{Z'+Z} \overset{wenn\ \mu'=\mu}{=} \frac{n-n'}{n+n'}$$ **Formel 19**

Wobei n der Brechungsindex des jeweiligen Mediums ist, der sich berechnet zu $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$.

Die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke und die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte sind dabei an Grenzflächen stetig. Diese Eigenschaften von elektromagnetischen Wellen an Grenzflächen spielen auch bei der Berechnung der Schirmwirkung eine Rolle. [Kark 2011, Kapitel 5]

2.1.5 Resonanz, λ/2

Als Resonanzfrequenz wird die Frequenz eines schwingungsfähigen Systems bezeichnet, bei der das Verhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangssignal minimal wird. Ein Resonator kann dabei auch mehrere Resonanzfrequenzen aufweisen. Die Resonanzbedingung verknüpft die Resonanzlänge, also die Länge des Resonators bei der sich eine stehende Welle ausbildet, mit der Wellenlänge.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Es gilt $l_R = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ mit (n = 1, 2, 3…). Die Resonanzlänge muss also ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge sein. Diese Bedingung wird auch bei Antennen verwendet, wobei eine Antennenlänge von λ/2 bei der zugehörigen Frequenz besonders gute Abstrahlung ermöglicht. Im Falle von sogenannten Hohlraumresonanzen können sie jedoch negative Auswirkungen auf die Schirmdämpfung des betrachteten Objekts haben, weil kleine durchgekoppelte Anregungsleistungen trotzdem zu hohen inneren Feldstärken führen können, was in Kapitel 5 aufgegriffen wird. [Schwab, Kürner 2007; Kapitel 7]

2.1.6 Moden

Als Moden werden die stationären Eigenschaften stehender Wellen und auch fortlaufender Wellen (z. B. in einem Hohlleiter) hinsichtlich ihrer Energieverteilung, in verschieden Richtungen, bezeichnet. Moden oder Eigenwellen sind Wellen mit Frequenzen, bei denen Eigenresonanz auftritt.

Bei elektromagnetischen Wellen werden die folgenden Typen von Moden unterschieden:

- TEM-Mode, bei der sowohl die elektrische, als auch die magnetische Feldkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehen
- TE-Mode, bei der die elektrische Feldkomponente ausschließlich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht
- TM-Mode, bei der nur die magnetische Feldkomponente ausschließlich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht

Die letzten beiden Moden-Typen sind erst ab einer bestimmten Frequenz f_c (cut-off-Frequenz) ausbreitungsfähig. Unterhalb der Grenzfrequenz breiten sich im Hohlleiter nur aperiodisch gedämpfte elektromagnetische Felder aus. Diese Felder nehmen exponentiell mit der Entfernung von der Erregung ab. Wellenleiter können allerdings nur bis zur cut-off-Frequenz der ersten höheren Mode sinnvoll zur Signalübertragung verwendet werden. [Schwab, Kürner 2007; Kapitel 5].

Die Frequenzen der Eigenmoden eines rechtwinkligen Raumes mit den Abmessungen a, b und d erhält man für m, n, p ≥ 0 mit:

$$f_{m,n,p} = \frac{c_0}{2}\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}$$ **Formel 20**

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.