

Einfluss von absorbierenden Materialien auf die elektromagnetische Strahlung von Leiterplatten

Alexander Vogt, Heinz-D. Brüns, Christian Schuster
Technische Universität Hamburg-Harburg, Institut für Theoretische Elektrotechnik

1 Einleitung

In modernen digitalen Systemen werden Signale üblicherweise mit Frequenzen im GHz-Bereich übertragen. Neben dem Übersprechen zwischen vertikalen Durchkontaktierungen (Vias) kommt es auch zur Abstrahlung über den Rand der Leiterplatte [1]. Damit tragen Leiterplatten substantiell zur elektromagnetischen Abstrahlung des digitalen Systems bei und müssen bei EMV-Untersuchungen mitberücksichtigt werden [2].

Häufig sind Leiterplatten in metallischen Gehäusen untergebracht, die auf Grund ihrer resonanten Natur zu einer starken Wechselwirkung mit den eingeschlossenen Komponenten führen. Durch das Einbringen absorbierender Materialien in das Gehäuse wird häufig versucht, dies zu mindern und die Abstrahlung des Gesamtsystems zu reduzieren. Dieser Beitrag untersucht den Einfluss dämpfender Materialien auf die Wechselwirkung zwischen Leiterplatte und Gehäuse sowie die abgestrahlte Leistung durch Aperturen im Gehäuse.

Die numerische Behandlung von Stoffeinsätzen führt in der Momentenmethode [3] in der Regel zu einer großen Zahl von Unbekannten, da an den Materialgrenzen die Stetigkeit von elektrischer und magnetischer Feldstärke gewährleistet werden muss. Die im vorliegenden Fall elektrisch dünnen Körper führen zu schlecht konditionierten Gleichungssystemen, was bei iterativen Lösungsverfahren zu schlechtem Konvergenzverhalten und geringer Lösungsgüte führt. Beide Probleme können unter Ausnutzung der Eigenschaften dünner Schichten gemindert werden. In der Dünnschichtapproximation (Thin Sheet Approximation, TSA) wird im Medium die elektrische Flussdichte als vorherrschend normal auf dem metallischen Grund und die magnetische Flussdichte als vorherrschend tangential zum Grund angenommen. Damit kann ein äquivalenter elektrischer Oberflächenstrom auf der Grenzfläche zur Luft gefunden werden, der sich additiv zum Strom auf der Metallplatte auswirkt [4]. Mit dieser Formulierung entfällt eine explizite Modellierung der absorbierenden Schicht, wodurch sowohl die Zahl der Unbekannten reduziert wird, als auch die Konditionierung der Systemmatrix verbessert wird.

Anknüpfend an [4] und [5] wird anhand von Messung und Simulationen [6] mit verschiedenen Konfigurationen die Genauigkeit der vorgeschlagenen Methode gezeigt. Es wird deutlich, dass Simulationen geeignet sind, qualitative Aussagen über die Abstrahlungscharakteristik einer Leiterplattenanordnung in metallischen Gehäusen zu treffen.

2 Theorie

Nach [7, 8] können die elektrischen und magnetischen Streufelder einer beschichteten metallischen Platte mit Hilfe des Überlagerungssatzes bestimmt werden. Das Teilproblem für die metallischen Platten wird in der Momentenmethode üblicherweise mit den Integralgleichungen für das elektrische Feld (EFIE) und das magnetische Feld (MFIE)

beschrieben. Diese basieren auf den folgenden Termen für die Streufelder:

$$\vec{E}_{PEC}^{scat} = -j\omega\mu \iint_S \vec{J}_s(\vec{r}') g(\vec{r}, \vec{r}') dS' - \frac{j\nabla}{\omega\varepsilon} \iint_S \nabla' \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') g(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{S}' \quad \text{und} \quad (1)$$

$$\vec{H}_{PEC}^{scat} = \iint_S \vec{J}_s(\vec{r}') \times \nabla' g(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{S}'. \quad (2)$$

Hier ist $g(\vec{r}, \vec{r}')$ die Greensche Funktion des Freiraums.

Geht man nun, wie in [4] beschrieben, von Polarisationsströmen innerhalb einer dielektrischen bzw. magnetischen Schicht aus, können die sich ergebenden Streufelder durch die folgenden Volumenintegrale bestimmt werden [7, 8]:

$$\vec{E}_{diel}^{scat} = -j\omega\mu \iiint_V \vec{J}_v(\vec{r}') \cdot g(\vec{r}, \vec{r}') dV' - \frac{j}{\omega\varepsilon} \iiint_V \nabla' \cdot \vec{J}_v(\vec{r}') \nabla g(\vec{r}, \vec{r}') dV', \quad (3)$$

$$\vec{E}_{mag}^{scat} = - \iiint_V \vec{M}_v(\vec{r}') \times \nabla g(\vec{r}, \vec{r}') dV', \quad (4)$$

$$\vec{H}_{diel}^{scat} = \iiint_V \vec{J}_v(\vec{r}') \times \nabla' g(\vec{r}, \vec{r}') dV', \quad (5)$$

$$\vec{H}_{mag}^{scat} = j\omega\varepsilon \iiint_V \vec{M}_v(\vec{r}') \cdot g(\vec{r}, \vec{r}') dV' + \frac{j}{\omega\mu} \iiint_V \nabla' \cdot \vec{M}_v(\vec{r}') \nabla g(\vec{r}, \vec{r}') dV'. \quad (6)$$

Hier sind die Polarisationsstromdichten \vec{J}_v and \vec{M}_v in der Beschichtung definiert als

$$\vec{J}_v(\vec{r}') = j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E}(\vec{r}') = -j\omega \left(\frac{1}{\varepsilon_r} - 1 \right) \vec{D}(\vec{r}'), \quad (7)$$

$$\vec{M}_v(\vec{r}') = j\omega(\mu - \mu_0) \vec{H}(\vec{r}') = -j\omega \left(\frac{1}{\mu_r} - 1 \right) \vec{B}(\vec{r}'). \quad (8)$$

In einer elektrisch dünnen dielektrischen bzw. magnetischen Schicht kann angenommen werden, dass die elektrische Flussdichte im Wesentlichen kontinuierlich ist und senkrecht auf der Metallplatte steht (Abb. 1b). Eine ähnliche Annahme trifft auf die magnetische Flussdichte zu; hier steht die Flussdichte parallel zur Metallplatte (Abb. 1c). Mit diesen Annahmen können die oben genannten Volumenintegrale auf Oberflächenintegrale reduziert werden und die sich ergebenden zusätzlichen Terme als Beiträge zu den Strömen auf der Metallplatte angesehen werden.

Die entstehenden Ausdrücke weisen zudem keine neuen Integralterme auf, womit sie einfach in die bestehenden Integrationsroutinen aufgenommen werden können [4]:

$$\vec{E}_{diel}^{scat} = j\omega\mu \iint_S \vec{e}'_n \cdot \tau \nabla' \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \cdot \chi g(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{S}' + \frac{j\nabla}{\omega\varepsilon} \iint_S \nabla' \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \chi (g(\vec{r}, \vec{r}') - g_\tau(\vec{r}, \vec{r}')) d\vec{S}', \quad (9)$$

$$\vec{E}_{mag}^{scat} = j\omega\mu \left[\frac{(1 - \mu_r) \tau}{2} \vec{J}_s(\vec{r}') - (1 - \mu_r) \tau \vec{e}'_n \times \iint_S \vec{J}_s(\vec{r}') \times \nabla' g(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{S}' \right]. \quad (10)$$

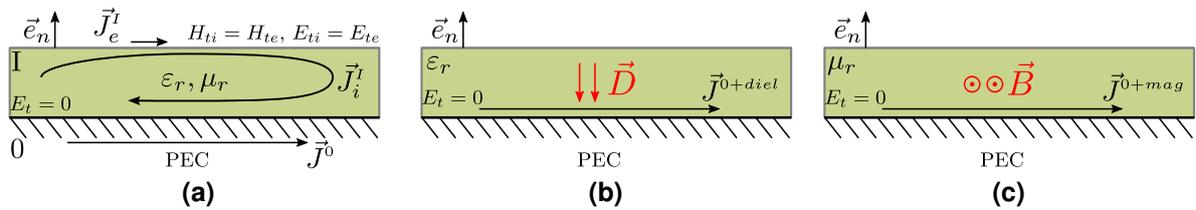


Abbildung 1: Modellierung von dielektrischen Schichten in der Momentenmethode. (a) Klassische MoM: Stromdichte \vec{J}^0 auf der PEC Oberfläche, die Ströme \vec{J}_i^e und \vec{J}_e^i sind dem inneren bzw. dem externen Raum zugeordnet. (b) Modellierung mit TSA: Es ergibt sich ein Beitrag zur Stromdichteverteilung auf der Metallplatte durch die dielektrische Flussdichte \vec{D} . (c) wie (b), nur mit einem Beitrag durch die magnetische Flussdichte \vec{B} . Abbildungen adaptiert aus [4].

Hier ist die Konstante χ (Kontrastverhältnis) gegeben als der folgende Faktor mit der relativen Permittivität ε_r des Absorbermaterials:

$$\chi = \frac{1}{\varepsilon_r} - 1. \quad (11)$$

Die Greensche Funktion des Mediums g_τ muss zudem an der Grenze zwischen Medium und Freiraum ausgewertet werden:

$$g_\tau(\vec{r}, \vec{r}') = g(\vec{r}, \vec{r}' + \tau \cdot \vec{e}'_n), \quad (12)$$

mit der Dicke τ der Beschichtung.

Für die magnetischen Felder ergeben sich aus den Gleichungen (5) und (6):

$$\vec{H}_{diel}^{scat} = \tau \chi \vec{e}'_n \times \nabla \iint_S \nabla' \cdot \vec{J}_s(\vec{r}) g(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{S}', \quad (13)$$

$$\vec{H}_{mag}^{scat} = \omega^2 \varepsilon \mu (1 - \mu_r) \tau \vec{e}'_n \times \iint_S \vec{J}_s(\vec{r}) \times g(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{S}'. \quad (14)$$

Auch hier treten keine neuen Integralterme auf.

Zusammengefasst werden also die folgenden erweiterten Integralgleichungen ausgewertet:

$$\vec{e}_n \times \vec{E}^{inc} = -\vec{e}_n \times \left(\vec{E}_{PEC}^{scat} + \vec{E}_{diel}^{scat} + \vec{E}_{mag}^{scat} \right), \quad (15)$$

$$\vec{e}_n \times \vec{H}^{inc} = \frac{1}{2} \vec{J}_s(\vec{r}) - \vec{e}_n \times \left(\vec{H}_{PEC}^{scat} + \vec{H}_{diel}^{scat} + \vec{H}_{mag}^{scat} \right). \quad (16)$$

Im Vergleich zur klassischen Modellierung mit Oberflächenströmen in jedem Raumgebiet (Abb. 1a), wird mit diesem Ansatz die Zahl der Unbekannten erheblich reduziert.

3 Modellierung von Leiterplatten

Im Folgenden soll nun untersucht werden, inwieweit sich die Dünnschichtapproximation auch für die Modellierung des Dielektrikums von PCBs eignet. Eine volle MoM-Modellierung nach Abb. 1a ist hier nachteilig, da an der dielektrischen Grenzschicht (am Rand) die Kontinuität der tangentialen Komponenten von elektrischem und magne-

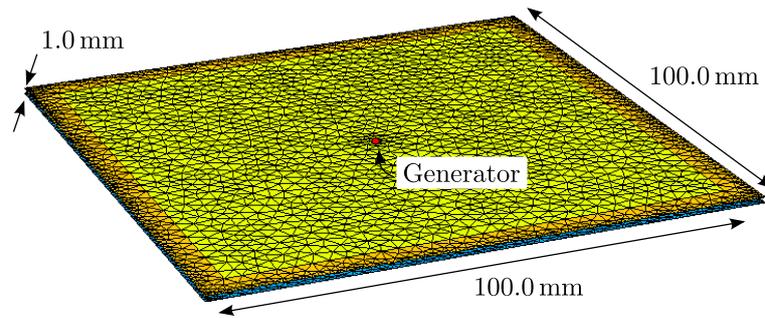


Abbildung 2: Simulierte Leiterplatte (PCB) mit den Abmaßen 10 cm \times 10 cm: Eine Via im Zentrum der Leiterplatte speist die beiden Metallplatten (Abstand 1 mm) mit einem Spannungsgenerator (1 V). Zwischen den Platten ist ein Dielektrikum mit $\epsilon_r=4,2$ angesetzt.

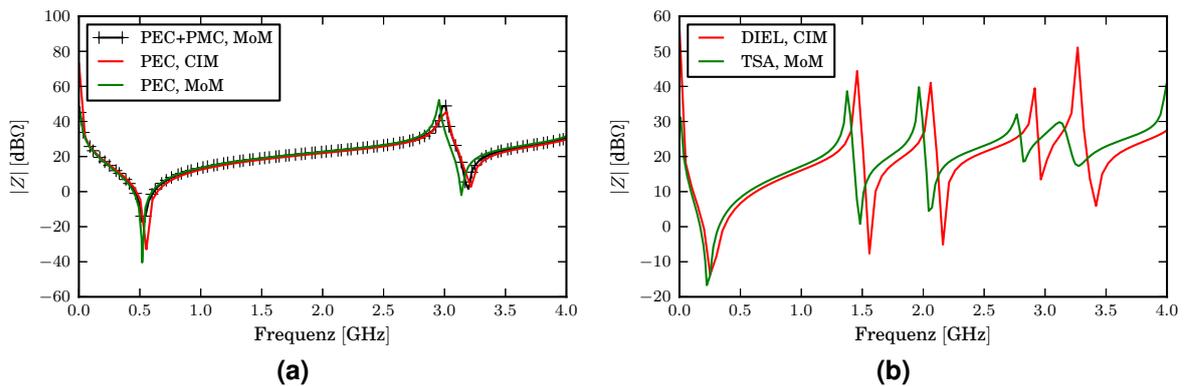


Abbildung 3: Betrag der Eingangsimpedanz an der Via gemäß Abb. 2. (a) Freiraumsimulation ohne Dielektrikum zwischen den Platten. Die Simulationsergebnisse von CIM und MoM zeigen einen leichten Versatz der Resonanzpeaks, die sich aus der Annahme einer PMC-Randbedingung in CIM ergeben. Eine entsprechende Modellierung in MoM (PEC+PMC) ist annähernd deckungsgleich mit der CIM-Lösung. (b) Simulation mit Dielektrikum: Ein vergleichbarer Frequenzversatz wie in (a) ist zu erkennen.

tischem Feld erfüllt werden muss. Damit muss die magnetische Feldintegralgleichung mit herangezogen werden, was sich nachteilig auf die Konditionierung des Gleichungssystems und damit auf die Güte der Lösung niederschlägt. Ein weiteres Problem ist die Diskretisierung der Oberflächenströme mit *RWG*-Basisfunktionen [9]: Hier werden Basisfunktionen über zwei benachbarte Teildreiecke angenommen, denen *eine* Randbedingung zugeordnet wird. Im Falle des Übergangs zwischen den Metallplatten und dem Dielektrikum führt dies dazu, dass entweder ein Teil des Randes metallisiert wird oder ein Teil der Metallplatten "dielektrisiert" wird. Beides führt zu Ungenauigkeiten in der Lösung und muss durch eine entsprechende Verfeinerung der Diskretisierung abgefangen werden, was eine weitere Zunahme der Unbekannten bedingt.

Abbildung 3 zeigt den Betragsverlauf der Eingangsimpedanz des Generators, der wie in Bild 2 gezeigt, die beiden Metallplatten der Leiterplatte anregt.

Zur Validierung der Dünnschichtapproximation wird aus den oben genannten Gründen die Konturintegralmethode (CIM) [1] herangezogen. Wie zu erkennen ist, weichen die Beträge der Eingangsimpedanzen leicht voneinander ab. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass CIM eine perfekte magnetische Leitfähigkeit (PMC) am Rand der Leiterplatten annimmt, was zu einem Abschneiden der Streufelder führt. Im Vergleich zur

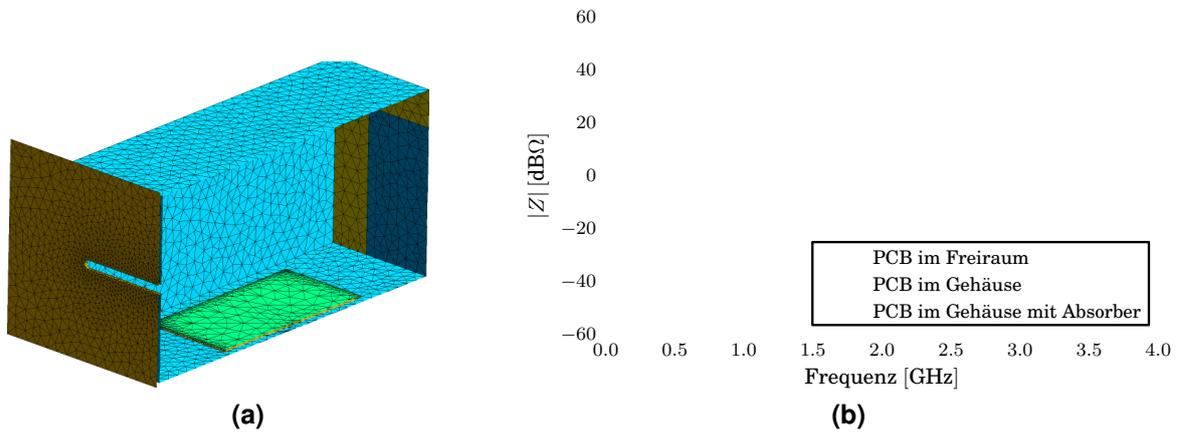


Abbildung 4: Leiterplatte in Metallgehäuse. (a) Simulationsaufbau: Die Leiterplatte aus Abb. 2 wird in ein metallisches Gehäuse mit einem Schlitz in der Frontplatte eingebracht. Zur Visualisierung ist der Aufbau in der $y=0$ -Ebene aufgeschnitten worden. An der Rückwand ist optional eine absorbierende Schicht mit $\epsilon_r = 4,2 - j0,042$ und $\mu_r = 1,0 - j10,0$ angebracht. (b) Die Simulationsergebnisse zeigen, dass sich die Präsenz des Gehäuses kaum auf den Betrag der Eingangsimpedanz auswirkt.

Modellierung in der Momentenmethode führt dies zu einer elektrischen Verkleinerung der Leiterplatten und damit zu einer Verschiebung der Resonanzen zu höheren Frequenzen. Setzt man in der Momentenmethode ebenfalls eine PMC-Randbedingung an der Kante an, stimmen die Ergebnisse von CIM und MoM nahezu perfekt überein. Dies ist in Abb. 3a für den Fall ohne Dielektrikum zwischen den Platten dargestellt.

Für den Fall mit Substrat (Abb. 3b) ergibt sich ein ähnliches Bild: auch hier zeigt sich ein leichter Frequenzversatz bei der Simulation mit CIM.

Aus der guten Übereinstimmung der Simulationen kann geschlossen werden, dass sich die Modellierung mit Hilfe der TSA für eine effiziente Berechnung von Leiterplatten mit Dielektrika gut eignet. Die Zahl der Unbekannten konnte im Vergleich zur klassischen MoM-Modellierung von 50 000 auf 8 000 reduziert werden und die Simulationsdauer um etwa den Faktor 200 gesenkt werden.

Desweiteren wird der Einfluss metallischer Gehäuse auf eine Via der Leiterplatte untersucht. Wie schon in [2] gezeigt, wird eine nur sehr geringe Auswirkung des Gehäuses auf die Viaimpedanz erwartet. Abb. 4a zeigt den gewählten Simulationsaufbau. Eine Leiterplatte gemäß Abb. 2 ist in ein Gehäuse mit geschlitzter Frontplatte eingebracht. Die Leiterplatte hat einen Abstand von 3 mm vom Boden, 12,5 mm zu den Seitenflächen und ca. 50 mm zur Front- und Rückplatte.

Aus den Simulationsergebnissen in Abb. 4b kann abgelesen werden, dass sich im Vergleich zur Rechnung im Freiraum die Betragsverläufe der Eingangsimpedanz nur minimal unterscheiden.

4 Modellierung dämpfender Materialien in metallischen Gehäusen

Für den Aufbau gemäß Abb. 4a wurden Plots des Realteils der elektrischen Feldstärke bei einer Phase von 0° erstellt. Diese zeigen repräsentativ in Abb. 5 den gewünschten Effekt, nämlich eine elektrische Feldstärkeverteilung mit durchschnittlich geringerer Amplitude im Inneren des Gehäuses und eine Reduktion der Abstrahlung durch den Schlitz. Markant ist auch die wesentliche Verformung der Feldverteilung durch die

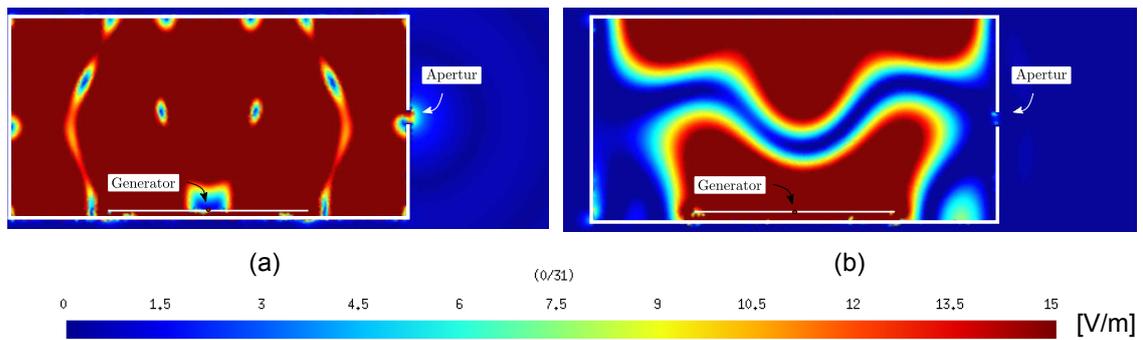


Abbildung 5: Elektrische Felder der Anordnung aus Abb. 3a in der Ebene $y=0$. (a) Ohne Absorbermatte, (b) mit Absorbermatte an der Rückwand. Es ist ersichtlich, dass es infolge des dämpfenden Materials zu einer Absenkung der gehäuseinternen elektrischen Feldstärke kommt. Dies führt auch zu einer geringeren Abstrahlung.

Absorbermatten.

Eine Verifikation der berechneten Resultate soll durch eine Messung erfolgen. Um diese zu vereinfachen, wird im Folgenden die Leiterplatte durch eine Monopolantenne ausgetauscht, die im Zentrum der Bodenplatte angebracht ist (Abb. 6a).

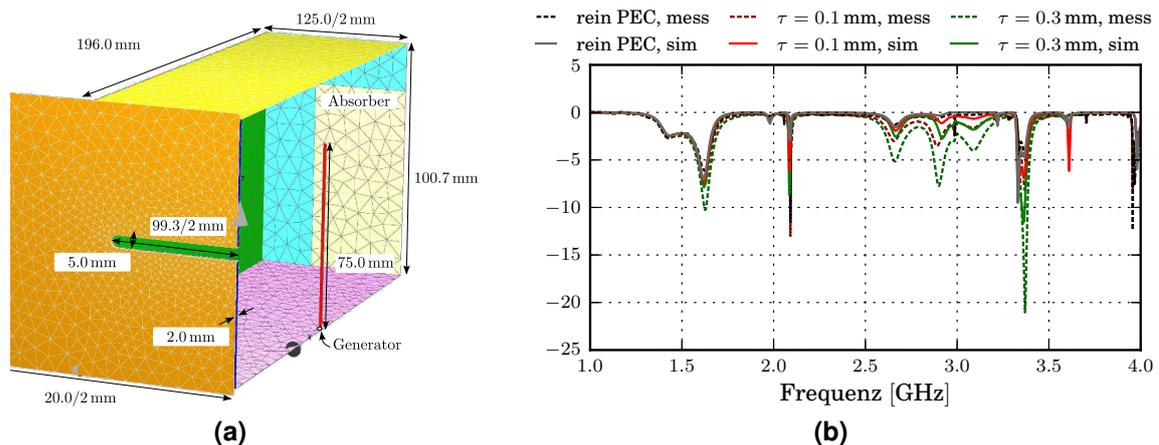


Abbildung 6: Monopolantenne im Metallgehäuse. (a) Simulationsaufbau: Die Leiterplatte aus Abb. 4 wird durch eine Monopolantenne ausgetauscht. Zur Visualisierung ist der Aufbau in der $y=0$ -Ebene aufgeschnitten worden. An der Rückwand ist eine absorbierende Schicht angebracht. (b) Die Simulationsergebnisse (Reflexion am Eingang) zeigen eine gute Übereinstimmung zur Messung bis ca. 2,5 GHz [4].

Die Materialeigenschaften der Absorber, die an der Rückplatte angebracht wurden, sind dem Datenblatt des Herstellers entnommen und ab 2 GHz extrapoliert worden. Abbildung 6b zeigt, dass die Simulationsergebnisse bis ca. 2.5 GHz sehr gut mit den Messungen übereinstimmen. Darüber hinaus werden die Resonanzfrequenzen gut getroffen, lediglich in der Amplitude gibt es Abweichungen. Diese sind auf die unzulängliche Kenntnis der Materialparameter zurückzuführen.

Die gute Übereinstimmung zeigt, dass die TSA sich auch für die numerische Behandlung von absorbierenden Schichten gut eignet. Sie wird daher verwendet, um Aussagen über das Abstrahlverhalten der Anordnungen zu treffen. Als Maß dazu wird das Verhältnis von eingespeister zu abgestrahlter Leistung des angeregten Gehäuses hergenommen. Als Beispiel dazu sei hier eine metallische Box mit einem wabenartigen

Lüftungsgitter in der Frontplatte gemäß Abb. 6a angenommen. Als Anregung dient der Einfachheit halber wieder eine Monopolanterenne im Inneren. Die abgestrahlte Leistung kann durch das Einbringen einer dämpfenden Schicht deutlich reduziert werden (Abb. 8). Es ist ersichtlich, dass die Position der Absorbermatte einen direkten Einfluss auf die Abstrahlverhalten hat.

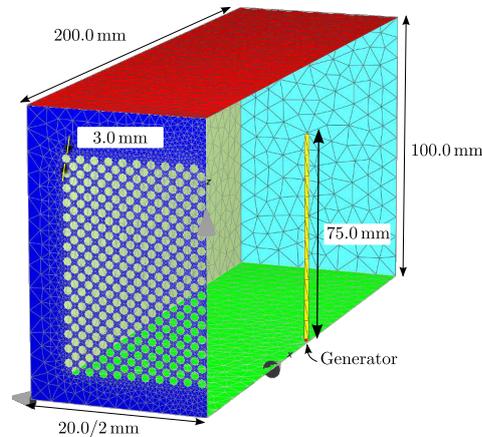


Abbildung 7: Monopolanterenne in Metallgehäuse: Eine Monopolanterenne regt ein Metallgehäuse mit Lüftungsgitter in Wabenstruktur in der Frontplatte an. Absorber werden in den Simulationen wahlweise oben, seitlich oder unten angebracht.

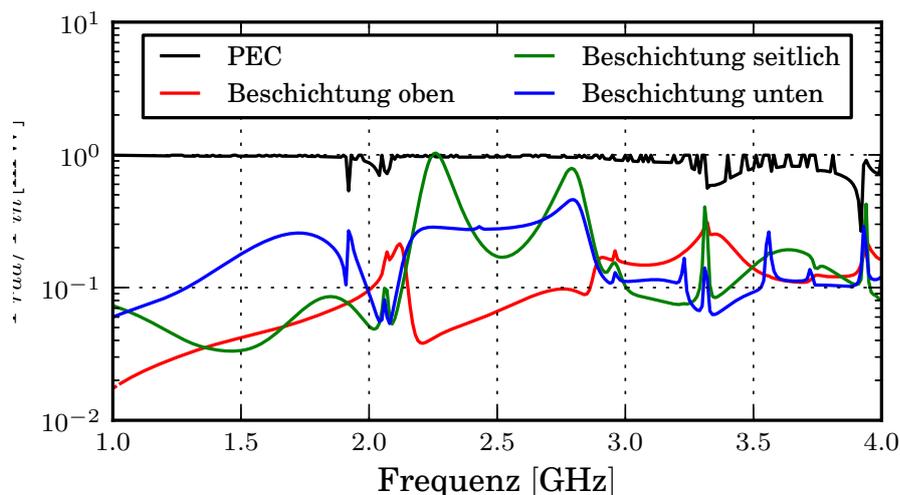


Abbildung 8: Monopolanterenne in Metallgehäuse: Einfluss dämpfender Beschichtungen (Dicke: 0,3 mm) auf die normierte abgestrahlte Leistung des Systems. Abhängig von der Positionierung der Beschichtung kann die Abstrahlung über einen großen Frequenzbereich deutlich reduziert werden.

5 Fazit

In diesem Beitrag wurde die Dünnschichtapproximation (TSA) zur effektiven Simulation von elektrisch dünnen Schichten auf metallischen Oberflächen eingeführt. Die TSA führt zu einer deutlichen Reduktion der Unbekannten und damit zur einer signifikanten Beschleunigung der Simulation. Durch Messungen wurde gezeigt, dass die TSA gut geeignet ist, um absorbierende Materialien zu simulieren. Damit lassen sich Absorber schon im Design des Gehäuse mit einbeziehen.

Im Vergleich zu einem anderen numerischen Verfahren konnte gezeigt werden, dass sich die TSA auch gut zur Modellierung des Substrats von Leiterplatten eignet. Damit kann die Anzahl der Unbekannten nicht nur durch das Verwenden einer einfachen Stromschicht reduziert werden, es kann auch eine deutlich gröbere Diskretisierung des Plattenrandes gewählt werden. Diese Reduktion des Problems führt dazu, dass Leiterplatten in metallischen Gehäusen schon auf Arbeitsplatz-Rechnern mit vertretbarem Aufwand simuliert werden können.

Jedoch haben frühere Untersuchungen gezeigt, dass die TSA bei zu dicken Schichten und zu großem Kontrastverhältnis zu Ungenauigkeiten führen kann [4]. Dieses wäre mit einem Doppelstromansatz mit getrennten Stromschichten für beide Seiten der beschichteten Platte zu beheben, allerdings unter Inkaufnahme eines entsprechenden Rechenaufwandes.

Literatur

- [1] Xiaomin Duan, "Extension of the contour integral method for the electrical design of planar structures in digital systems," Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg, Hamburg-Harburg, Germany, 2012.
- [2] X. Duan, A. Vogt, H.-D. Brüns, and C. Schuster, "Progress towards a combined CIM/MoM approach for EMI analysis of electronic systems," in Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE), 2012 International Symposium on, 2012, pp. 1 – 6.
- [3] R. Harrington, Field Computation by Moment Methods, 1st ed. Piscataway, N.J.: Wiley-IEEE Press, 1993.
- [4] Alexander Vogt, Heinz-D. Brüns, Helge Fielitz, and Christian Schuster, "Modeling absorbing materials in cavities with apertures using the thin sheet approximation," in Electromagnetic Compatibility, 2013 Asia-Pacific International Symposium on, May 2013.
- [5] A. Vogt, H.-D. Brüns, S. Connor, B. Archambeault, and C. Schuster, "Applicability of the thin sheet approximation to the analysis of EM emission from coated PCBs," pp. 267–272, Aug. 2012.
- [6] Technical University Hamburg-Harburg. The CONCEPT-II website. [Online]. Available: <http://www.tet.tu-harburg.de/concept/>
- [7] C. Lu and W. Chew, "A coupled surface-volume integral equation approach for the calculation of electromagnetic scattering from composite metallic and material targets," Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, vol. 48, no. 12, pp. 1866 –1868, Dec. 2000.
- [8] C. Davis and W. Chew, "An alternative to impedance boundary conditions for dielectric-coated PEC surfaces," in Antennas and Prop. Society International Symposium, 2007 IEEE, June 2007, pp. 2785 –2788.
- [9] S. Rao, D. Wilton, and A. Glisson, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape," Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, vol. 30, no. 3, pp. 409 – 418, 1982.