

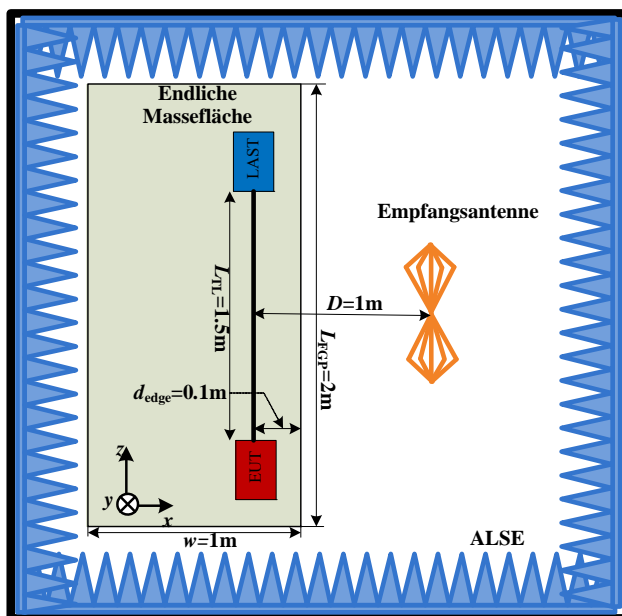
Modellierung von CISPR-25 Antennenmessungen mittels schneller approximierender Berechnungsverfahren

M.Sc. Jin Jia, Dipl.-Ing. Frank Kremer, Prof. Dr.-Ing. Stephan Frei, Technische Universität Dortmund, AG Bordsysteme

1 Einleitung

Die ALSE-Methode wird in der Norm CISPR-25 [1] zur Messung gestrahlter Störungen von Kfz-Elektronikkomponenten spezifiziert. Die zu messende Komponente wird dabei über ein Kabelbündel mit der Peripherie verbunden, die notwendig für den Betrieb ist. Die Modellierung von Mehrfachleitern mit komplexen 3D-Feldanalyseverfahren ist sehr rechenintensiv und oftmals nicht kompatibel zu nichtlinearen Schaltungssimulationen. Schnellere Methoden, welche zudem noch einfach mit Schaltungssimulationen kombinierbar sind, sind für den Einsatz in der Praxis notwendig. In diesem Beitrag wird eine Hybrid-Methode vorgestellt, mit welcher die Störaussendung von Kabel-Konfigurationen angelehnt an die CISPR-25 simulatorisch bestimmt werden kann. Gestrahlte Störfelder werden hierbei entweder mithilfe einer sogenannten analytischen Methode (AM) oder einer Mehrfach-Dipolmethode (MDM) bestimmt.

Die für approximierende Verfahren notwendige Annahme einer unendlichen Massefläche ist eine oft unzulässige Vereinfachung. Aufgrund von Kantenströmen bei einer räumlich begrenzten Massefläche ändert sich das Strahlungsfeld erheblich verglichen mit dem einer unendlichen Massefläche [2], [3], [4].



Der Einfluss einer räumlich begrenzten Massefläche wird in diesem Beitrag durch Einbeziehung der „Physical Optics“ Methode (PO) durch eine Darstellung der Massefläche über äquivalente elektrische Dipole in die Simulation integriert [4], [5]. Verglichen mit einer 3D-Feldberechnung wird die Rechenleistung durch den Hybrid-Ansatz deutlich verringert.

Nach CISPR-25 ist die zu testende Komponente mit einem Einzelleiter, beziehungsweise einem Mehrfachleiter der Länge 1,5 m zu verbinden.

Abbildung 1: Vereinfachtes Layout der CISPR-25 ALSE-Methode

Zur Eliminierung externer Störeinflüsse sind die Messungen an der Komponente in einer Absorberkammer nach der ALSE-Methode durchzuführen. Ein vereinfachter Aufbau für die ALSE-Methode ist in Abbildung 1 dargestellt.

Verschiedene 3D-Feldberechnungsverfahren wie zum Beispiel die MoM [6], „Finite Integration Technology“ (FIT) [7], [8] und „Finite Difference Time Domain“ (FDTD) [2] können für die Bewertung von Störaussendungsmessungen zum Einsatz kommen. Aufgrund der genannten Probleme sind approximierende Verfahren wünschenswert.

2 Numerische Feldberechnungsverfahren

2.1 Berechnung gestrahlter Felder ungeschirmter Leitungen im freien Raum

Gestrahlte Störungen im freien Raum können mit verschiedenen Verfahren berechnet werden. Hier werden eine analytische Methode (AM) und eine Dipol-Methode (MDM) eingesetzt. Die AM bestimmt die Nah- und Fernfelder von Übertragungsleitungen verglichen mit Abbildung 2 a im Zeitbereich [9]. Im Frequenzbereich lassen sich die Felder mithilfe der Fouriertransformation herleiten. Nach Gleichung (1) lassen sich die H-Felder in x- und die E-Felder in y-Richtung bilden.

$$H_x(\omega) = \frac{-y}{4\pi} [I_0(\omega) + I_L(\omega)] \quad E_y(\omega) = \frac{-y}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{F_0(\omega)}{R^3(0)} - \frac{F_L(\omega)}{R^3(L)} - \frac{z}{R(0)} I_0(\omega) + \frac{L-z}{R(L)} I_L(\omega) \right] \quad (1)$$

$$I_0(\omega) = \frac{1}{\rho^2} \left[V(0) / Z_0 e^{-j\omega \frac{R(0)}{c_0}} + \frac{z}{R(0)} I(0) e^{-j\omega \frac{R(0)}{c_0}} \right] \quad I_L(\omega) = \frac{-1}{\rho^2} \left[V(L) / Z_0 e^{-j\omega \frac{R(L)}{c_0}} + \frac{z-L}{R(L)} I(L) e^{-j\omega \frac{R(L)}{c_0}} \right] \quad (2)$$

$$F_0(\omega) = \frac{c_0}{j\omega} I(0) e^{-j\omega \frac{R(0)}{c_0}} \quad F_L(\omega) = \frac{c_0}{j\omega} I(L) e^{-j\omega \frac{R(L)}{c_0}} \quad (3)$$

$I_0(\omega)$, $I_L(\omega)$, $F_0(\omega)$ und $F_L(\omega)$ (Gleichungen (2) und (3)) sind Funktionen der Knotenpotentiale und der Strangströme an beiden Enden der Leitung $V(0)$, $I(0)$ und $V(L)$, $I(L)$. R ist der Abstand vom Beobachtungspunkt $P(x, y, z)$ zu einem beliebigen Punkt auf der Leitung. Die Strahlungsfelder lassen sich nach diesen Formeln über die Knotenspannungen sowie die Strangströme am Anfang und am Ende der Leitung berechnen.

Bei der Mehrfach-Dipolmethode wird die Leitung gemäß Abbildung 2 b in eine bestimmte Anzahl kurzer Einzeldipole unterteilt [10]. Schaltungssimulatoren können eingesetzt werden, um jeden einzelnen Dipolstrom zu bestimmen. Das gesamte, abgestrahlte Feld ist die Summe der Beträge der einzelnen Dipole. Zum Beispiel werden die x-Richtung des H-Feldes und die y-Richtung des E-Feldes eines Dipols in kartesischen Koordinaten mit den Gleichungen (4) berechnet.

$$H_x(\omega) = \frac{-IdL \cdot y}{4\pi r} \beta_0^2 \left(j \frac{1}{\beta_0 r} + \frac{1}{\beta_0^2 r^2} \right) e^{-j\beta_0 r} \quad E_y(\omega) = \frac{IdL \cdot zy}{4\pi r^2} \eta_0 \beta_0^2 \left(j \frac{1}{\beta_0 r} + \frac{3}{\beta_0^2 r^2} - j \frac{3}{\beta_0^3 r^3} \right) e^{-j\beta_0 r} \quad (4)$$

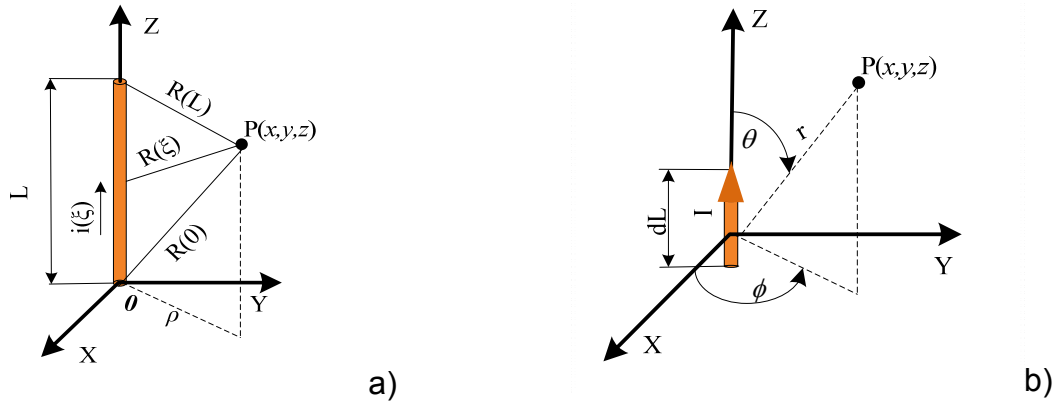


Abbildung 2: Strahlungsmodelle a) Analytische Methode, b) Mehrfach-Dipolmethode

Hierbei sind r der Abstand eines Dipols zum Beobachtungspunkt P , dL die Länge eines Dipols, I der Dipolstrom, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ der Wellenwiderstand im Vakuum und $\beta_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ die elektrische Feldkonstante im Vakuum.

2.2 Abstrahlung einer Stromverteilung auf einer endlichen Massefläche

Basierend auf dem Äquivalenztheorem kann die Abstrahlung der endlichen Massefläche der dargestellten Anordnung durch Oberflächenströme, wie in Abbildung 3 dargestellt, ersetzt werden. Die Oberflächenstromdichte $J(s)$ wird in erster Näherung mit der Oberflächenstromdichte einer unendlichen Massefläche gleichgesetzt [11]. Diese ist hierbei begrenzt auf einzelne Zellen. $J(s)$ kann nach Gleichung (5) berechnet werden.

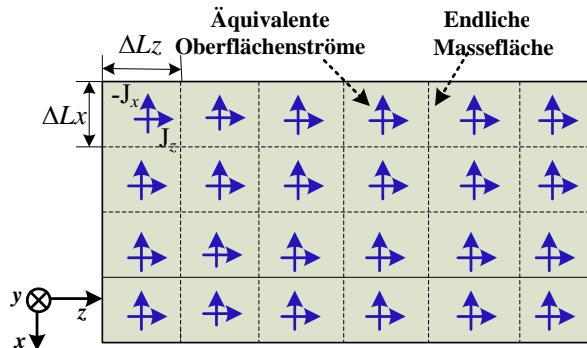


Abbildung 3: Ersatz der endlichen Massefläche durch äquivalente Oberflächenströme

Hierbei ist $\mathbf{e}_n (= -\mathbf{e}_y)$ der Einheitsnormalenvektor, $\mathbf{H}^{TL}(s)$ das magnetische Feld in Richtung der Leitung über der Massefläche, $\mathbf{H}^{TL_mirror}(s)$ das nach dem Spiegeltheorem ausgerichtete magnetische Feld.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{J}(s) &= J_x \mathbf{e}_x + J_z \mathbf{e}_z \approx \mathbf{e}_n \times (\mathbf{H}^{TL}(s) + \mathbf{H}^{TL_mirror}(s)) \\
 &\approx -H_z \mathbf{e}_x + H_x \mathbf{e}_z
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Zur Bestimmung der abgestrahlten Felder der Oberflächenströme werden in jeder Zelle äquivalente elektrische Dipole angeordnet. Die Größe einer Zelle sollte dabei die Bedingung $\Delta L \leq R/10$ und $\Delta L \leq \lambda/10$ erfüllen, wobei R der Abstand des Mittelpunktes einer Zelle zum Beobachtungspunkt darstellt und λ die zur Frequenz korrespondierende Wellenlänge [12]. Für jede Zelle kann der äquivalente Dipolstrom näherungsweise nach Gleichung (6) bestimmt werden.

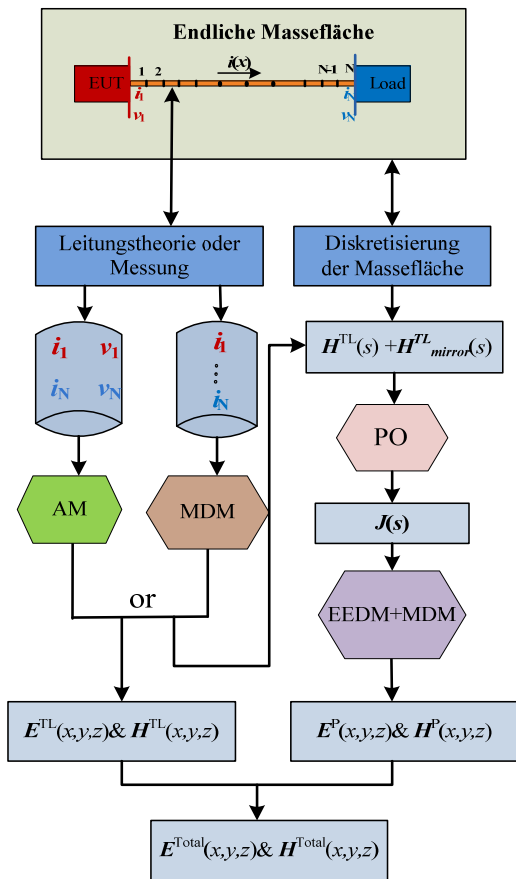
$$I_{dipx} \mathbf{e}_x = \Delta L_z \cdot J_x \mathbf{e}_x \quad I_{dipz} \mathbf{e}_z = \Delta L_x \cdot J_z \mathbf{e}_z \quad (6)$$

Angelehnt an die Theorie der Mehrfachdipole kann das elektrische Feld basierend auf den induzierten Oberflächenströmen auf einer endlichen Massefläche (\mathbf{E}^P & \mathbf{H}^P) berechnet werden. Zum Beispiel erzeugt der Oberflächenstrom $I_{dipx} \mathbf{e}_x$ in y -Richtung das in Gleichung (7) beschriebene elektrische Feld.

$$E_y^P(\omega) = \sum_{k=1}^N \frac{I_{dipx}^k \Delta L_x^k \cdot zy}{4\pi r^2} \eta_0 \beta_0^2 \left(j \frac{1}{\beta_0 r} + \frac{3}{\beta_0^2 r^2} - j \frac{3}{\beta_0^3 r^3} \right) e^{-j\beta_0 r} \quad (7)$$

N ist die Anzahl der Zellen und ΔL_x^k ist die Länge der k -ten Zelle entlang der x -Achse.

2.3 Abstrahlung der Leitung oberhalb einer endlichen Massefläche



Das von der Konfiguration abgestrahlte Gesamtfeld ($\mathbf{E}^{\text{Total}}$ & $\mathbf{H}^{\text{Total}}$) kann als Summe aus dem abgestrahlten Feld der Leitung ohne Massefläche (\mathbf{E}^{TL} & \mathbf{H}^{TL}) und dem Feld der in die Massefläche induzierten Oberflächenströme ohne Leitung (\mathbf{E}^P & \mathbf{H}^P) berechnet werden (Gleichung (8)).

$$\mathbf{E}^{\text{Total}} = \mathbf{E}^{\text{TL}} + \mathbf{E}^P \quad \mathbf{H}^{\text{Total}} = \mathbf{H}^{\text{TL}} + \mathbf{H}^P \quad (8)$$

In Abbildung 4 ist die Prozesskette der entwickelten Hybrid-Methode zur Bestimmung der abgestrahlten elektromagnetischen Felder einer Leitung über einer endlichen Massefläche dargestellt.

EEDM ist die Methode der äquivalenten Dipole. $\mathbf{H}(s)$ ist das tangential auf der endlichen Massefläche verlaufende magnetische Feld und $\mathbf{J}(s)$ die äquivalente Oberflächenstromdichte auf der Massefläche. Die kartesischen Koordinaten (x, y, z) beschreiben die Lage des Beobachtungspunktes.

Abbildung 4: Prozesskette der Hybrid-Methode

3 Simulationsergebnisse

Das für numerische Simulationen herangezogene Modell ist in Abbildung 1 dargestellt. Eine sinusförmige Spannung mit einer Amplitude von 1 V im Frequenzbereich von 10 MHz bis 500 MHz wird an einem Leitungsende einer Einfachleitung eingespeist. Die Leitung ist mit 50 Ω abgeschlossen. Feldreflexionen an den ALSE-Wänden sowie Rückwirkungen von der Antenne werden hier nicht berücksichtigt.

3.1 Feld einer Leitung über einer endlichen Massefläche

Eine endliche Massefläche übt aufgrund ihrer Kantenströme und entstehender Feldreflexionen einen großen Einfluss auf die abgestrahlten Felder einer Leitung aus. Im Folgenden sind die Simulationsergebnisse einer Momentenmethodenberechnung (MoM) (Leitung über einer endlichen (Referenz) sowie einer unendlichen Massefläche) und der beschriebenen Hybrid-Methode (Leitung über einer endlichen Massefläche) dargestellt. Der Beobachtungspunkt liegt dabei 1 m von der Leitung entfernt. E_y und H_x sind in Abbildung 5 dargestellt. Die Maximalwerte sind in Tabelle 1 aufgelistet.

	MoM (Unendliche Massefläche)	MoM (Endliche Massefläche)	Hybrid-Methode (Endliche Massefläche)
Rechenzeit [s]	16,280	599,160	20,970
max(E_y [V/m])	0,497	0,286	0,250
max(H_x [mA/m])	0,649	0,314	0,319

Tabelle 1: Rechenzeiten und Maximalwerte unterschiedlicher Feldberechnungsverfahren

Aus den in Tabelle 1 dargestellten Ergebnissen geht hervor, dass die Felder der Konfiguration einer Leitung über einer endlichen Massefläche um etwa die Hälfte geringer sind als die der Konfiguration einer Leitung über einer unendlichen Massefläche. Verglichen mit der MoM besitzen die hybriden Modellierungsansätze eine hohe Ergebnisqualität verbunden mit einer kürzeren Rechenzeit. Die Berechnungszeit der MoM (Leitung über einer endlichen Massefläche) ist etwa 29-mal höher als die der entwickelten Hybrid-Methoden unter Verwendung derselben Diskretisierung der endlichen Massefläche.

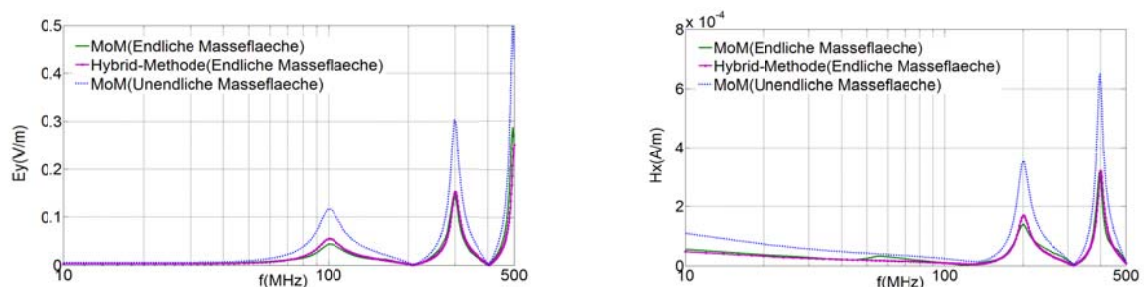
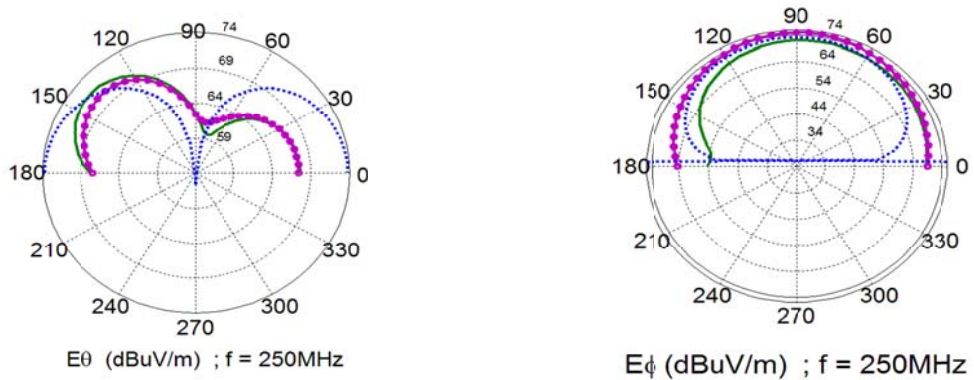


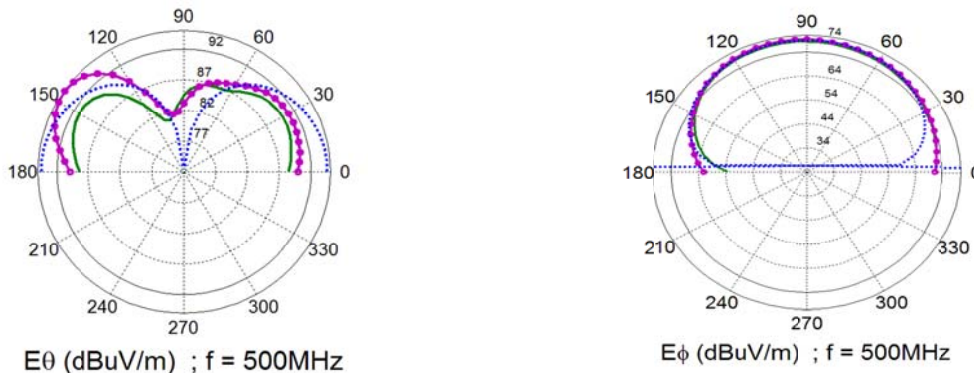
Abbildung 5: Simulationsergebnisse des Feldes E_y und H_x in 1 m Entfernung für unterschiedliche Berechnungsmethoden

Zusätzlich zum abgestrahlten Feld in 1 m Entfernung ist das Feld der Konfiguration auf der Ebene $\varphi=0$ in einem Abstand von $R = 10$ m untersucht worden. In Abbildung 6 ist das Strahlungsfeld bei 250 MHz und in Abbildung 7 das Strahlungsfeld bei 500 MHz dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen das nach MoM (Leitung über einer endlichen oder einer unendlichen Massefläche) berechnete und die gestrichelten Linien das nach der Hybrid-Methode berechnete Fernfeld dar. Zum Vergleich ist das Fernfeld einer Leitung über einer unendlichen Massefläche (gepunktete Linie) dargestellt.



— MoM(Endliche Masseflaeche) — Hybrid-Methode(Endliche Masseflaeche) MoM(Unendliche Masseflaeche)

Abbildung 6: Simuliertes Strahlungsfeld unterschiedlicher Methoden bei 250 MHz



— MoM(Endliche Masseflaeche) — Hybrid-Methode(Endliche Masseflaeche) MoM(Unendliche Masseflaeche)

Abbildung 7: Simuliertes Strahlungsfeld unterschiedlicher Methoden bei 500 MHz

Aus den Ergebnissen geht hervor, dass die räumlich begrenzte Massefläche einen großen Einfluss auf das Strahlungsfeld besitzt. Insbesondere der Einfluss auf E_θ ist deutlich erkennbar. Die Ergebnisse der Hybrid-Methode stimmen weitestgehend mit denen der MoM überein. Im Strahlungsfeld bei 250 MHz beträgt die maximale Abweichung von E_θ zwischen der MoM und der Hybrid-Methode ungefähr 2 dB bei $\theta = 150^\circ$. Im Strahlungsfeld bei 500 MHz beträgt die Abweichung ungefähr 4 dB bei $\theta = 140^\circ$. Für E_ϕ ist die Abweichung im Bereich von $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ größer als im Bereich von $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Die maximale Abweichung beträgt etwa 10 dB und befindet sich nahe $\theta = 180^\circ$ bei 250 MHz und 500 MHz. Der Grund für diese Abweichungen

liegt hauptsächlich in den hier nicht berücksichtigten Kantenströmen und den Feldreflexionen durch die Massefläche.

4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Beitrag wird die Strahlungsproblematik eines Leiters über einer endlichen Massefläche gemäß der CISPR-25 ALSE-Methode mithilfe eines Hybridverfahrens untersucht. Zunächst wurden zwei einfache Algorithmen, eine analytische Methode und die Mehrfach-Dipolmethode eingeführt. Verglichen zur Momentenmethode sind diese beiden Ansätze mit Schaltungssimulatoren einfach kombinierbar. Ein weiterer Vorteil hierbei ist die Einsparung von Rechenzeit. Allerdings hat die Begrenzung der Massefläche aufgrund auftretender Kantenströme sowie von Reflexionseffekten einen großen Einfluss auf die abgestrahlten Felder der Leitung, was die Genauigkeit der vorgestellten approximierenden Verfahren reduziert. Aus diesem Grund wurde die „Physical Optics“ Methode einbezogen, um die in der endlichen Massefläche induzierten Oberflächenströme besser berücksichtigen zu können. Damit können die Felder mittels äquivalenter elektrischer Dipole bestimmt werden. Das komplette Feld der Konfiguration einer Leitung über einer endlichen Massefläche lässt sich durch die Superposition des Feldes der Leitung ohne Massefläche und des durch die induzierten Ströme in einer endlichen Massefläche erzeugten Feldes ohne Betrachtung der Leitung berechnen. Mit den Simulationsergebnissen des Feldes in 1 m Entfernung von der Leitung sowie des Feldes im 10 m Entfernung konnte gezeigt werden, dass die entwickelte Hybridmethode zur Feldberechnung verglichen mit der Momentenmethode genau und relativ schnell ist.

In einer realen ALSE-Umgebung kommen neben den Kanten der Massefläche weitere Einflussfaktoren hinzu, welche in zukünftigen Arbeiten untersucht werden sollen. Dazu zählen unter anderem die Feldreflexionen von den ALSE-Wänden, die Kabelisolierungen, Mehrfachleiter, Masseanbindungen und Effekte durch die Antennen zur Feldmessung.

Literaturverzeichnis

- [1] CISPR 25 Ed.3, Vehicles, boats and internal combustion engines – Radio disturbance characteristics – Limits and methods of measurement for the protection of on-board receivers“, 2007
- [2] D. Warkentin, A. Wang, W. Crunkhorn, Shielded enclosure accuracy improvement for MIL-STD-461E radiated emissions measurements, IEEE International Symposium on EMC 2005, 2005, pp.404-409.
- [3] J. Fessler, K. Whites, C. Paul, The effectiveness of an image plane in reducing radiated emissions, IEEE Transactions on Electromagnetic compatibility, vol. 38, pp 51 – 61, 1996
- [4] P. Vaudon, T. Auberton, P. Dufrane, B. Jecko, Influence of the ground plane structure on the radiation pattern of microstrip antennas, Ann. Telecommun., vol. 48, no. 5 – 6, pp. 319 – 329, 1993

- [5] S. Boghari, J. Mosig, F. Gardiol, Radiation pattern computation of microstrip antennas on finite size ground planes, Proc. Inst. Elec. Eng. Pt. H., vol. 139, no. 3, pp. 287 – 286, Jun 1992
- [6] F. Bongartz, J. Deckers, M. Heina, Proposal for the validation of absorber lined shield enclosure for CISPR 25 emission tests, IEEE International Symposium on EMC 2009, 2009, pp.116-220.
- [7] D. Swanson, Analysis of MIL-STD-461E and MIL-STD-461F RE102 test setup configuration below 100MHz, IEEE International Symposium on EMC 2008, 2008, pp.1-11.
- [8] C. Fanning, Improving monopole radiated emission measurement accuracy; RF chamber influence, antenna height and counterpoise grounding (CISPR 25 & MIL-STD-461E vs MIL-STD-461F), IEEE International Symposium on EMC 2009, 2009, pp.17-21.
- [9] R. Shi, J. Sabonadare, D. Dacherif, Computation of transient electromagnetic fields radiated by a transmission line: An exact model, IEEE Trans. Magn, vol. 31, pp. 2423–2431, Jul. 1995.
- [10] C. Paul and S. Nasar, Introduction to Electromagnetic Fields, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
- [11] V. Volski, Efficient Physical Optics approximation for the calculation of radiation pattern of planar antennas located on a finite ground plane, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol.53,No.1, pp.460 - 465, 2005.
- [12] X. Zhang, A. Liu, Y. Lee, A. Alphones, Near field and surface field analysis of thin wire antenna in the presence of conducting cube, Progress In Electromagnetics Research, PIER 45, 313-333,2004.