

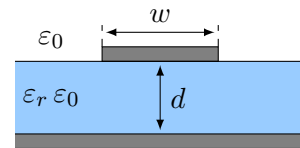
# Modale Netzwerkmodellierung elektrischer Verbindungsstrukturen auf Leiterplatten auf Basis der Momentenmethode

M.Sc. Phillip Schulz, Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik, OvG-Universität Magdeburg  
 Prof. Dr.-Ing. Marco Leone, Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik, OvG-Universität Magdeburg

## 1 Einleitung

Elektronische Schaltungen sind typischerweise auf mehrlagigen Leiterplatten angeordnet, auf denen die Leiterbahnen durch eine dielektrische Schicht von der Masseebene isoliert sind. Zur Anbindung der elektronischen Bauelemente werden sowohl Strukturen auf der Grenzschicht Luft-Dielektrikum (z.B. Mikrostreifenleitungen, Abbildung 1), als auch Strukturen im Dielektrikum (z.B. Vias) verwendet. Dies stellt die EMV-Analyse solcher Strukturen über eine elektromagnetische Feldsimulation vor große Herausforderungen, da bspw. bei der Finiten-Elemente-Methode das gesamte Volumen vernetzt werden muss, was zu einem großen Rechenaufwand führt. Alternativ bietet die Momentenmethode (MoM) den Vorteil nur die leitenden Strukturen vernetzen zu müssen. Hierbei erweist sich jedoch die Berücksichtigung von geschichteten Medien in solchen Strukturen mit Hilfe von problemangepassten Greenschen Funktionen als mathematisch anspruchsvoller. In [1] wurde hierfür ein einfaches, quasistatisches Spiegelmodell entwickelt, welches für Strukturen direkt auf der Grenzschicht Luft-Dielektrikum geeignet ist. Ein so modelliertes System kann durch eine Modalzerlegung in ein modales Netzwerkmodell überführt werden, um insbesondere auch Zeitbereichssimulationen mit beliebigen linearen oder nichtlinearen, sowie passiven oder aktiven Bauelementen durchführen zu können.

Abbildung 1: Querschnitt einer Mikrostreifenleitung als praktisches Beispiel für ein geschichtetes Medium



In diesem Beitrag wird erstmalig die Kombination der Momentenmethode mit einer quasistatischen Greensfunktion für geschichtete Medien und anschließender modaler Netzwerksynthese vorgestellt. Hierbei wird die Greensfunktion im Unterschied zu [1] so erweitert, dass sowohl Strukturen auf der Grenzschicht, als auch innerhalb des Dielektrikums modelliert werden können, was den Anwendungsbereich insgesamt vergrößert. Somit kann die in der Vorgängerarbeit [2] entwickelte modale Netzwerkdarstellung, die auf homogene Medien beschränkt ist, erstmalig auf Leiterplattenstrukturen angewendet werden.

## 2 Bestimmung der Greenschen Funktionen des geschichteten Mediums

Bei der Momentenmethode wird die elektrische Feldintegralgleichung

$$\mathbf{E}_{\text{tan}}(\mathbf{r}) = Z_S \cdot \mathbf{J}_S(\mathbf{r}) + j\omega\mu \left[ \iint_S [\mathbf{G}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] \cdot \mathbf{J}_S(\mathbf{r}') dS' \right]_{\text{tan}} - \frac{\nabla_S}{j\omega\epsilon} \iint_S G_\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla'_S \cdot \mathbf{J}_S(\mathbf{r}') dS' \quad (1)$$

numerisch gelöst [2], um die unbekannte Oberflächenstromdichte  $\mathbf{J}_S$  zu bestimmen. Durch Anpassung der Greenschen Funktion für das Skalarpotential  $G_\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  und dem dyadischen Tensor des Vektorpotentials  $[\mathbf{G}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]$  lassen sich verschiedene Randbedingungen, wie geschichtete Medien berücksichtigen, ohne die Dimension des MoM-Gleichungssystems zu erhöhen. Hierbei beschreibt die Greensche Funktion für das Vektorpotential  $[\mathbf{G}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]$  den Beitrag der vorliegenden Strom-

dichte  $\mathbf{J}_S$  zum elektrischen Feld, während jene für das Skalarpotential  $G_\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  den Beitrag der Ladungsträgerdichte  $q_S$  auf der Oberfläche über die Kontinuitätsgleichung mit

$$\nabla_S \cdot \mathbf{J}_S = -j\omega q_S \quad (2)$$

beschreibt.

Zur Bestimmung solcher angepassten Greenschen Funktionen wird in dieser Arbeit ein quasi-statischer Spiegelansatz verwendet. Bei elektrisch dünnen Dielektrika ( $d \ll \lambda$ ) lassen sich die Greenschen Funktionen für das Skalar- und Vektorpotential unabhängig voneinander bestimmen [1]. Das sich zeitlich ändernde Magnetfeld der Stromverteilung erzeugt auf Grund des Induktionsgesetzes ein sich zeitlich änderndes elektrisches Feld. Dieses wird nicht durch das Dielektrikum beeinflusst. Das aus der Stromverteilung resultierende elektrische Feld lässt sich daher, wie in Abbildung 2a dargestellt, durch eine einfache Spiegelung an der Masseebene erhalten. Für die Greensche Funktion der Stromverteilung folgt daher:

$$[\mathbf{G}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \cdot [\mathbf{E}] + \frac{e^{-jk|\mathbf{r}+[\mathbf{E}^S]\cdot\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}+[\mathbf{E}^S]\cdot\mathbf{r}'|} \cdot [\mathbf{E}^S]. \quad (3)$$

Hierbei ist  $k$  die Wellenzahl im Dielektrikum

$$k = \frac{2\pi f}{c} = 2\pi f \sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_0}, \quad (4)$$

während  $[\mathbf{E}]$  die Einheitsmatrix und  $[\mathbf{E}^S]$  die Spiegelmatrix mit

$$[\mathbf{E}^S] = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

ist. Im Gegensatz zum Magnetfeld der Stromdichte wird das elektrische Feld der Ladungsträgerdichte vom Dielektrikum beeinflusst. Zur Bestimmung der Spiegelanordnung wird die Ladung zuerst an der Masseebene gespiegelt. Hierdurch ergeben sich zwei Ladungen in einem doppelt so dicken Dielektrikum. Man erhält für jede Ladung zwei Grenzschichten Dielektrikum-Luft, an welchen diese Ladungen gespiegelt werden müssen. Die Spiegelung an der oberen Grenzschicht, welche in Abbildung 2b in grün dargestellt ist, ergibt eine mit

$$\alpha = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \quad (6)$$

gewichtete Spiegelladung im Dielektrikum. Diese entstandene Spiegelladung  $\alpha \cdot q$  muss wieder an der unteren Grenzschicht gespiegelt werden, so dass eine Spiegelladung mit  $\alpha^2 \cdot q$  entsteht, welche wiederum an der oberen Grenzschicht gespiegelt werden muss, usw. Es entsteht eine unendliche Anzahl an Spiegeltermen. Analog hierzu wird auch für die Spiegelungen, beginnend an der unteren Grenzschicht (Abbildung 2b, orange dargestellt) vorgegangen. Die Greensche Funktion für das geschichtete Medium ergibt sich somit durch Superposition der Beiträge der einzelnen Spiegelladungen:

$$G_{\varphi,D}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \frac{e^{-jk|\mathbf{r}+[\mathbf{E}^S]\cdot\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}+[\mathbf{E}^S]\cdot\mathbf{r}'|} + \sum_{p=1}^N \alpha^p \cdot \left( \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{O,1}^p|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{O,1}^p|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{O,2}^p|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{O,2}^p|} - \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{S,1}^p|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{S,1}^p|} - \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{S,2}^p|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{S,2}^p|} \right). \quad (7)$$

Die Vektoren  $\mathbf{r}_{O,1}^p$ ,  $\mathbf{r}_{O,2}^p$ ,  $\mathbf{r}_{S,1}^p$  und  $\mathbf{r}_{S,2}^p$  beinhalten die jeweilige Verschiebung des Quellvektors  $\mathbf{r}'$  bei

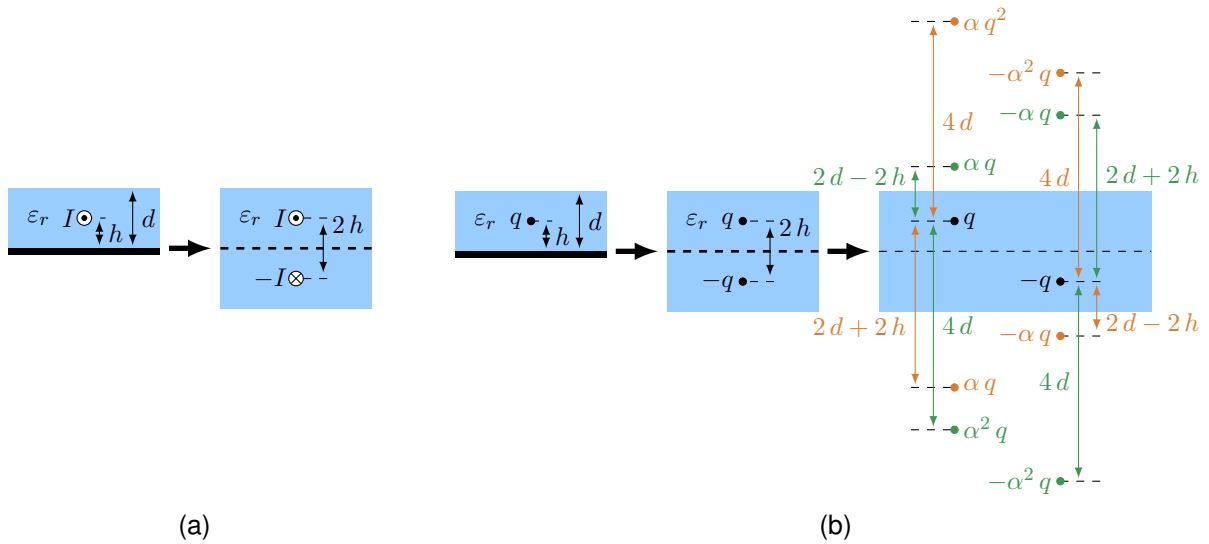


Abbildung 2: Spiegelanordnung zur Berechnung der Greenschen Funktion für (a) das magnetische Vektorpotential  $[G_A]$  und (b) das elektrische Skalarpotential  $G_\varphi$

den verschiedenen Spiegelungen:

$$\mathbf{r}_{O,1}^p = \mathbf{r}' + \mathbf{e}_z \cdot \begin{cases} -2pd & p \text{ gerade} \\ (2pd - 2h) & p \text{ ungerade} \end{cases} \quad (8)$$

$$\mathbf{r}_{O,2}^p = \mathbf{r}' + \mathbf{e}_z \cdot \begin{cases} 2pd & p \text{ gerade} \\ -(2pd + 2 \cdot h) & p \text{ ungerade} \end{cases} \quad (9)$$

$$\mathbf{r}_{S,1}^p = -[\mathbf{E}^S] \cdot \mathbf{r}' + \mathbf{e}_z \cdot \begin{cases} -2pd & p \text{ gerade} \\ (2pd + 2h) & p \text{ ungerade} \end{cases} \quad (10)$$

$$\mathbf{r}_{S,2}^p = -[\mathbf{E}^S] \cdot \mathbf{r}' + \mathbf{e}_z \cdot \begin{cases} 2pd & p \text{ gerade} \\ -(2pd - 2h) & p \text{ ungerade.} \end{cases} \quad (11)$$

Da der Vorfaktor  $\alpha$  immer kleiner als 1 sein muss und sich die Spiegelterme immer weiter vom betrachteten Feldpunkt entfernen, nimmt der Beitrag der Spiegelladungen zum elektrischen Feld immer weiter ab, so dass sich die unendliche Summe in (7) nach  $N$  Spiegeltermen abbrechen lässt.

### 3 Modales Netzwerkmodell

Die Anwendung der Momentenmethode auf die elektrischen Feldintegralgleichungen unter Verwendung von problemangepassten Greenschen Funktionen ergibt das  $N \times N$  Gleichungssystem

$$(\mathbf{U}) = [\mathbf{Z}(\omega)] (\mathbf{I}) = \left( j\omega [\mathbf{L}] + \frac{1}{j\omega} [\mathbf{S}] + [\mathbf{Z}_R(\omega)] \right) (\mathbf{I}) \quad (12)$$

mit der System- oder Impedanzmatrix  $[\mathbf{Z}]$ , dem Anregungsvektor  $(\mathbf{U})$  und der gesuchten Stromverteilung  $(\mathbf{I})$ . Für die Aufstellung eines modalen Ersatzschaltbilds wird die Impedanzmatrix  $[\mathbf{Z}(\omega)]$  in (12) in einen induktiven  $[\mathbf{L}]$ , kapazitiven  $[\mathbf{S}]$  und residualen Anteil  $[\mathbf{Z}_R(\omega)]$  aufgespalten. Ausgangspunkt für die Modalanalyse ist das verlustlose System mit  $[\mathbf{Z}_R(\omega)] = 0$  ohne Anregung  $((\mathbf{U}) = (\mathbf{0}))$ . Hierfür lässt sich das Eigenwertproblem

$$\lambda_n [\mathbf{L}] (\mathbf{i}_n) = [\mathbf{S}] (\mathbf{i}_n) \quad (13)$$

mit den Eigenwerten  $\lambda_n = \omega_n^2$  und den Eigenvektoren ( $\mathbf{i}_n$ ) aufstellen [2]. Da bei der numerischen Implementation der MoM die Systemmatrix  $[\mathbf{Z}(\omega)]$  im allgemeinen Fall unsymmetrisch ist, sind die Eigenvektoren nicht zwangsläufig orthogonal:

$$(\mathbf{i}_m)^T (\mathbf{i}_n) \neq 0, \quad m \neq n. \quad (14)$$

Um eine orthogonale Basis zu erhalten, muss zusätzlich noch das transponierte Eigenwertproblem

$$\mu_n [\mathbf{L}]^T (\mathbf{i}_n^t) = [\mathbf{S}]^T (\mathbf{i}_n^t) \quad (15)$$

mit den transponierten Matrizen  $[\mathbf{L}]^T$  und  $[\mathbf{S}]^T$  gelöst werden [2]. Hierbei ist ( $\mathbf{i}_n^t$ ) der  $n$ -te Eigenvektor des transponierten Problems, während die Eigenwerte  $\mu_n$  identisch zu den Eigenwerten des Ursprungsproblems sind ( $\mu_n = \lambda_n = \omega_n^2$ ) [2]. Mit Hilfe von Standardalgorithmen zur Biorthogonalisierung aus der linearen Algebra, wie zum Beispiel dem zweiseitigen Gram-Schmidt-Verfahren [3], lassen sich zwei Sätze von Eigenvektoren ( $\tilde{\mathbf{i}}_n$ ), ( $\tilde{\mathbf{i}}_n^t$ ) entwickeln, für welche die Biorthogonalität des gewichteten Skalarprodukts

$$(\tilde{\mathbf{i}}_m^t)^T [\mathbf{L}] (\tilde{\mathbf{i}}_n) = L_m \delta_{mn} \quad (16)$$

gegeben ist. Mit Hilfe des biorthogonalen Satzes an Eigenvektoren lassen sich die Tor-Admittanzparameter der betrachteten Anordnung, wie in [2] beschrieben, berechnen:

$$Y_{ij} \approx \sum_{n=1}^N \frac{\eta_n^i \nu_n^j}{j\omega L'_n + \frac{1}{j\omega C_n} + R_n}. \quad (17)$$

Hierbei sind die Netzwerkelemente wie folgt zu berechnen [2]:

$$\nu_n^i = (\tilde{\mathbf{i}}_n)^T (\mathbf{p}^i) \quad \eta_n^i = (\tilde{\mathbf{i}}_n^t)^T (\mathbf{p}^i) \quad (18)$$

$$R_n = \Re\{(\tilde{\mathbf{i}}^t)^T [\mathbf{Z}_R(\omega_n)] (\tilde{\mathbf{i}}_n)\} \quad X_n = \Im\{(\tilde{\mathbf{i}}^t)^T [\mathbf{Z}_R(\omega_n)] (\tilde{\mathbf{i}}_n)\} \quad (19)$$

$$L_n = (\tilde{\mathbf{i}}_n^t)^T [\mathbf{L}] (\tilde{\mathbf{i}}_n) \quad C_n = \frac{1}{\omega_n^2 L_n}. \quad (20)$$

Der dimensionslose Portvektor ( $\mathbf{p}^i$ ) besitzt an der Stelle der MoM-Basisfunktion am Port  $i$  den Wert 1, ansonsten überall den Wert 0. Da in den meisten kommerziellen Netzwerksimulationstools die Reaktanz  $X_n$  nicht als Netzwerkelement dargestellt werden kann, wird sie mit der Induktivität verrechnet:

$$L'_n = L_n + \frac{X_n}{\omega_n}. \quad (21)$$

In praktischen Anwendungen wird ein begrenzter Frequenzbereich betrachtet, welcher durch die maximale Kreisfrequenz  $\omega_{\max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\max}$  definiert ist. Dies erlaubt eine Reduktion der Modellordnung, da alle subresonanten Schwingkreise mit  $\omega_n \gg \omega_{\max}$  rein kapazitiv sind und durch die statische Kapazität  $C_{ij}^0$  mit

$$C_{ij}^0 = \sum_{n=M+1}^N \eta_n^i \nu_n^j C_n \quad (22)$$

zusammengefasst werden können. Hierbei werden alle Schwingkreise zusammengefasst, dessen Frequenz über der Frequenz  $\omega_M > \omega_{\max}$  liegen. Das statische induktive Verhalten einer Struktur lässt sich zudem durch Induktivitäten beschreiben. Hierbei werden alle  $N_0$  Eigenwerte mit  $\lambda = 0$  zu einer statischen Induktivität mit

$$L_{ij}^0 = \left( \sum_{n=1}^{N_0} \frac{\eta_n^i \nu_n^j}{L_n} \right)^{-1} \quad (23)$$

zusammengefasst. Hieraus resultiert für die Admittanzparameter zwischen den Toren  $i$  und  $j$

$$Y_{ij} \approx j\omega C_{ij}^0 + \frac{1}{j\omega L_{i,j}^0} + \sum_{n=N_0+1}^M \frac{\eta_n^i \nu_n^j}{j\omega L'_n + \frac{1}{j\omega C_n} + R_n}. \quad (24)$$

Diese Summe lässt sich als modales Ersatzschaltbild (Abbildung 3) interpretieren [2]. Um die Koppelinduktivitäten  $L_{ij}$  und Koppelkapazitäten  $C_{ij}$  schaltungstechnisch zu realisieren werden gesteuerte Stromquellen

$$I_{LC}^i = \sum_{m=1, m \neq i}^P \left( \frac{L_{mm}}{L_{mi}} I_{L,mm} + \frac{C_{mi}}{C_{mm}} I_{C,mm} \right) \quad (25)$$

verwendet. Mit diesem modalen Ersatzschaltbild lassen sich Zeit- und Frequenzbereichsimulationen mit beliebiger Beschaltung in kommerziellen Simulationstools, wie zum Beispiel LTspice [4], durchführen.

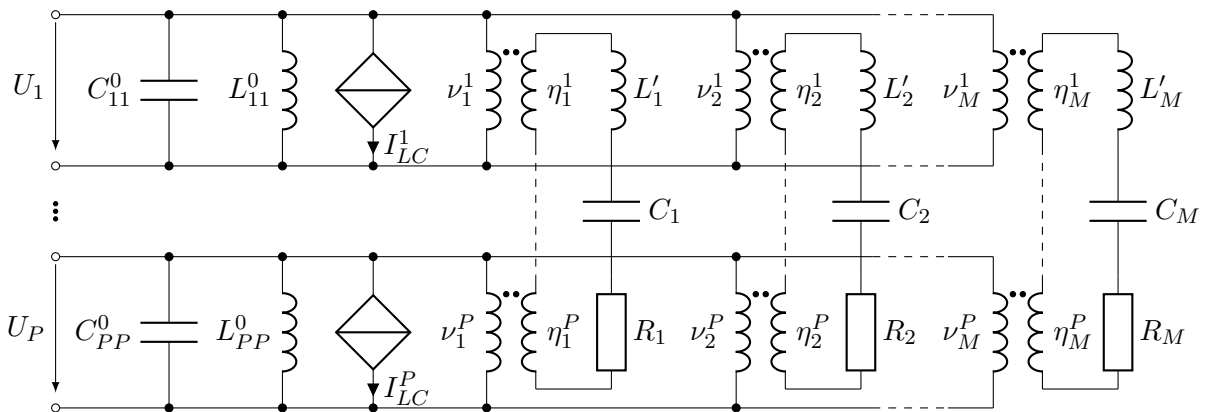


Abbildung 3: Modales Ersatzschaltbild für eine Verbindungsstruktur auf einer Leiterplatte mit  $P$  Ports und  $M$  resonanten Moden

#### 4 Anwendungsbeispiel: Verzweigtes Mikrostreifenleitungsnetzwerk

Um den breiten Anwendungsbereich des entwickelten Netzwerkmodells zu demonstrieren, wurden Simulationen im Zeit- und Frequenzbereich am Beispiel der in Abbildung 4 dargestellten, verzweigten Mikrostreifenleitungsstruktur durchgeführt. Zur Validierung des Modells werden Simulationsergebnisse des kommerziellen Simulationstools CST Microwave Studio [5] verwendet.

Abbildung 5a zeigt die Eingangsadmittanz  $Y_{11}$  an Tor 1 und in Abbildung 5b ist die Transferadmittanz  $Y_{23}$  zwischen Tor 2 und 3 jeweils in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt. Hierbei wird das Ergebnis des modalen Netzwerkmodells mit der dem Netzwerkmodell zugrunde liegenden Vollwellen-MoM mit den problemangepassten Greenschen Funktionen des geschichteten Mediums und Referenzsimulationen in CST verglichen. Für das modale Netzwerkmodell wurde die Greensche Funktion (7) durch  $N = 5$  Summenterme approximiert. Es hat sich gezeigt, dass dies für die meisten praktischen Anordnungen einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechengeschwindigkeit darstellt. Wie in Abbildung 5 zu erkennen ist, weisen die Ergebnisse aus dem modalen Netzwerkmodell und der Vollwellen-MoM eine sehr gute Übereinstimmung auf, was zunächst die Gültigkeit des Netzwerkmodells bestätigt. Der Vorteil des modalen Netzwerkmodells zeigt sich darin, dass die komplette Impedanzmatrix  $[Z]$  nur für die Frequenz  $f = 0$  und die Resonanzfrequenzen aufgestellt werden muss, was die Rechenzeit im Vergleich zu Vollwellen-MoM erheblich reduziert. Im Vergleich dieser beiden Simulationen mit der Referenz in CST zeigt sich bis zu einer Frequenz von ca. 5 GHz eine sehr gute Übereinstimmung. Oberhalb dieser Frequenz treten gewisse Abweichungen, insbesondere in den Resonanzgüten auf. Dies lässt sich auf die

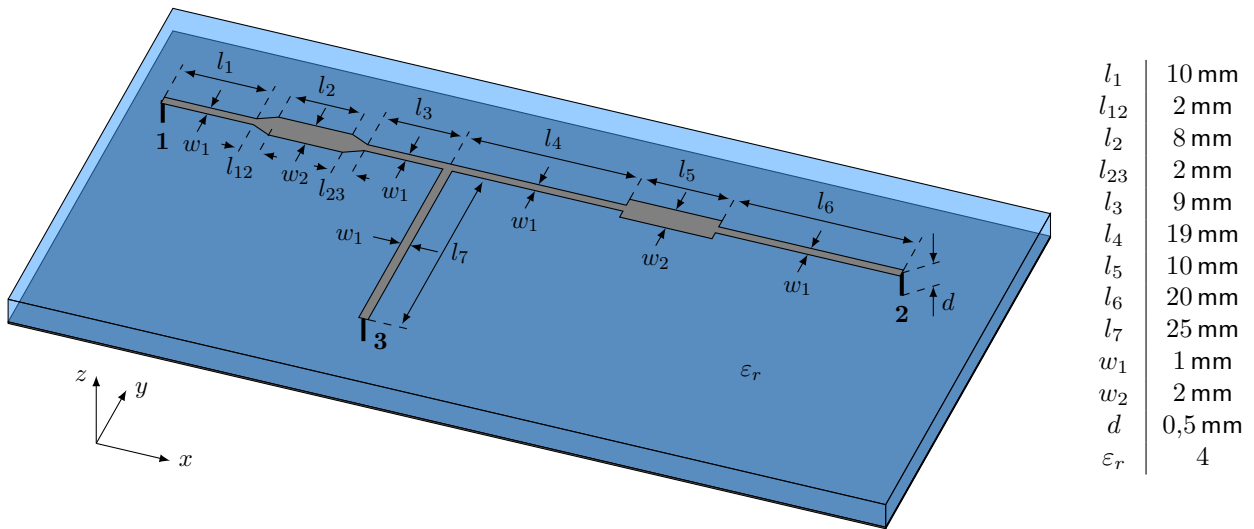


Abbildung 4: Beispiel einer verzweigten Mikrostreifenleitungsstruktur auf einer PCB

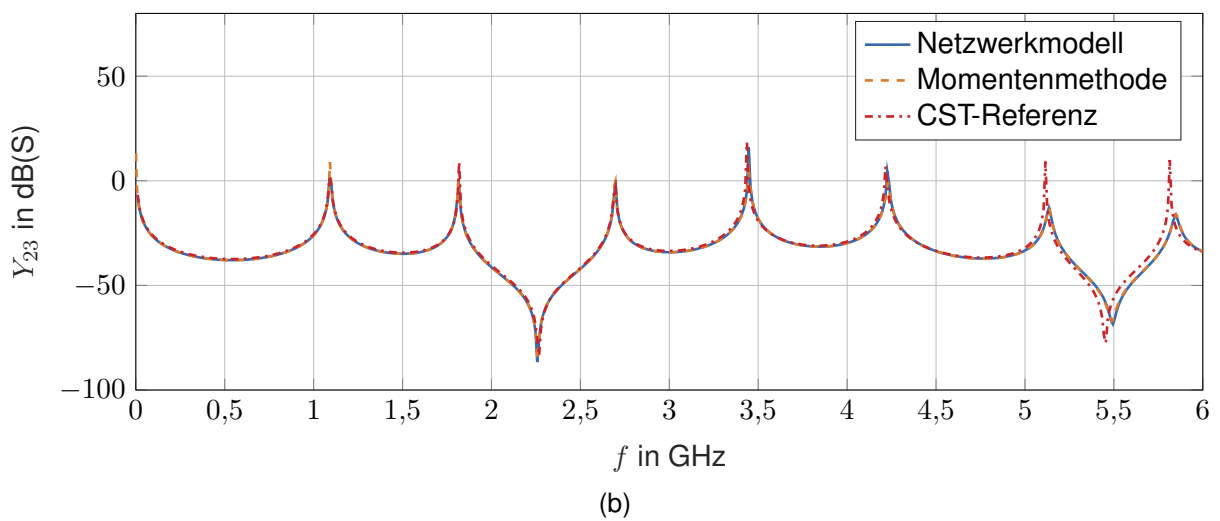
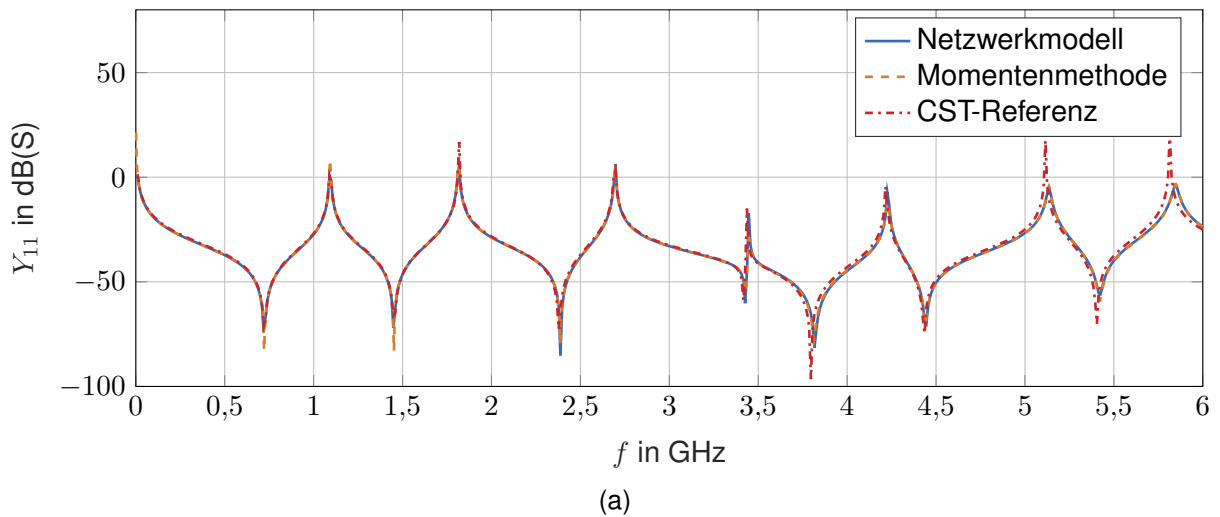


Abbildung 5: (a) Eingangsadmittanz an Tor 1 und (b) Transferadmittanz zwischen Tor 2 und 3 der Verbindungsstruktur aus Abbildung 4

quasistatische Näherung der Greenschen Funktionen (3) und (7) zurückführen, bei der die Retardierung der Potentiale nur unzureichend berücksichtigt wird.

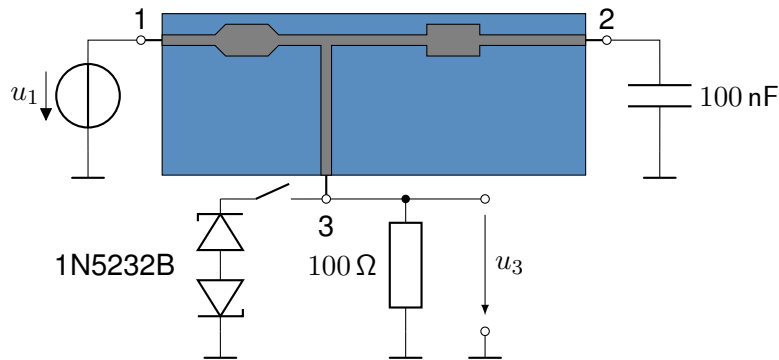


Abbildung 6: Beschriftung der Mikrostreifenleitungsstruktur; Verwendung zweier Antiparalleler Zenerdioden als Schutzschaltung

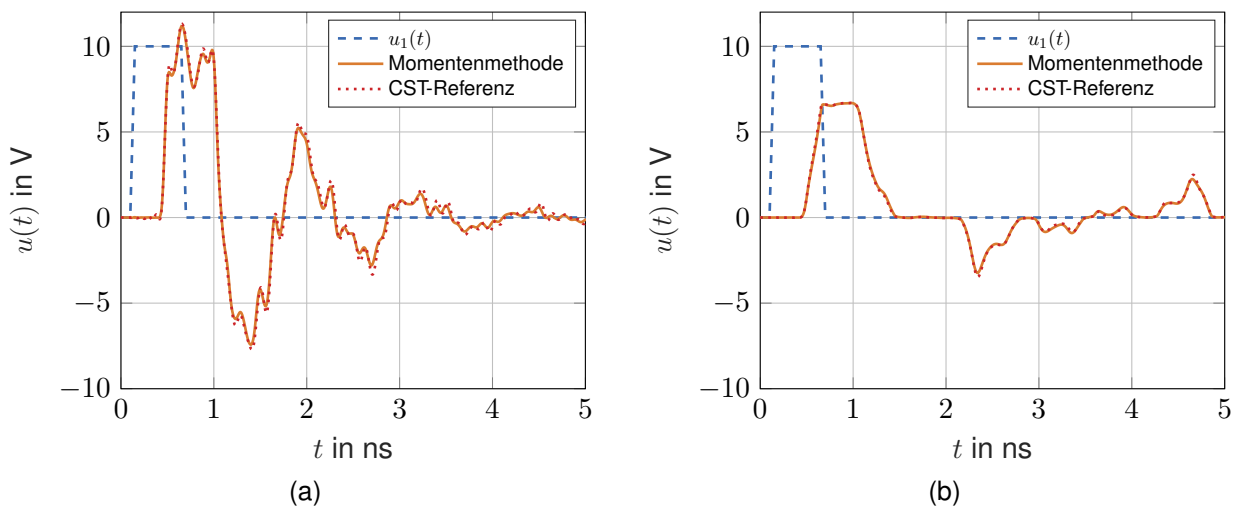


Abbildung 7: Spannungsantwort an Port 3 (a) ohne und (b) mit Schutzschaltung

Um die Anwendbarkeit des modalen Netzwerkmodells im Zeitbereich zu demonstrieren, wurde die Mikrostreifenleitungsstruktur, wie in Abbildung 6 dargestellt, beschaltet. Über die Spannungsquelle an Port 1 wird ein trapezförmiger Störimpuls mit der Amplitude  $\hat{u} = 10 \text{ V}$ , einer Anstiegs- und Abfallzeit  $t_r = 50 \text{ ps}$  und einer Haltezeit  $t_{\text{on}} = 500 \text{ ps}$  eingepreßt. Die Leitungsstruktur wird an Port 2 mit einer Kapazität von  $100 \text{ nF}$  abgeschlossen. Zum Schutz des Bauelements mit  $R = 100 \Omega$  an Port 3 lassen sich zur Spannungsbegrenzung zwei antiserielle Zenerdioden vom Typ 1N5232B [6] zuschalten. Mit Hilfe des Schaltungssimulationsprogramms LTspice lässt sich das so beschaltete und angeregte Netzwerk einfach simulieren. Dies ermöglicht die Berücksichtigung von beliebigen linearen und nichtlinearen, sowie aktiven und passiven Bauelementen. Vor allem die Anwendung der Vollwellen-MoM auf nichtlineare Abschlüsse ist ansonsten nur mit erheblichen rechnerischen Aufwand verbunden. Zur Referenz wurde wieder eine Simulation in CST Microwave Studio verwendet. In Abbildung 7 ist erkennbar, dass das Netzwerkmodell auch im Zeitbereich eine sehr gute Übereinstimmung mit der Referenz aufweist. In Abbildung 7b ist zudem der Einfluss der antiseriellen Zenerdioden mit einer Durchbruchspannung in Sperrichtung mit ca.  $7 \text{ V}$  und der daraus resultierenden Spannungsbegrenzung gut zu erkennen.

## 5 Zusammenfassung

Die in der Vorgängerarbeit entwickelte Netzwerkdarstellung für elektrische Verbindungsstrukturen wurde erstmalig durch eine problemangepasste Greensche Funktion auf geschichtete Leiterplattenstrukturen angewandt. Hierbei hat sich gezeigt, dass das einfach zu implementierende, quasistatische Spiegelmodell zur Bestimmung der Greenschen Funktionen eine hinreichend gute Genauigkeit in einem praktisch relevanten Frequenzbereich liefert. Die Anwendung der Eigenwertanalyse auf das Gleichungssystem der Momentenmethode resultiert in einem modalen Ersatzschaltbild, welches das Hochfrequenzverhalten der Leitungsstruktur im Frequenzbereich sehr gut beschreibt. Zudem lassen sich mit dem modalen Ersatzschaltbild unter Verwendung von kommerziellen Netzwerksimulationstools Analysen im Zeitbereich mit beliebiger Beschaltung durchführen. Auch hier liefert das Netzwerkmodell eine sehr gute Übereinstimmung mit etablierten Vollwellensimulationstools wie CST Microwave Studio.

### Literatur

- [1] Y. L. Chow, „An Approximate Dynamic Green’s Function in Three Dimensions for Finite Length Microstripline,“ *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Jg. 28, Nr. 4, 1980. DOI: 10.1109/TMTT.1980.1130082.
- [2] C. Bednarz, „Modale Netzwerkmodellierung elektrischer Verbindungsstrukturen mittels eines quasistatischen Feldintegralansatzes,“ Diss, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2020.
- [3] C. F. Golub Gene H.; Van Loan, *Matrix computations*. Johns Hopkins University Press, 1983.
- [4] Analog Devices Inc., *LTspice*, 2023. Adresse: <https://www.analog.com/en/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html>.
- [5] Dassault Systemes, *CST Studio Suite*, 2021. Adresse: <https://www.3ds.com/>.
- [6] Onsemi, *1N5232B*, 2023. Adresse: <https://www.onsemi.com/products>.