

# Effiziente FEM-basierte Ermittlung der Ersatzschaltbildelemente für beliebig berandete Versorgungslagen in Leiterplatten

M.Sc. Christian Bednarz, Prof. Dr.-Ing. Marco Leone

Otto-von-Guricke-Universität Magdeburg - Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik

## 1 Einleitung

Für die Modellierung des Hochfrequenzverhaltens paralleler Versorgungslagen in Leiterplatten wurde ein effizientes Ersatzschaltbild in [1] vorgestellt. Es basiert auf einer stabilen Foster-Darstellung mit einer relativ geringen, gut abschätzbaren Anzahl von modalen Schwingkreisen und einem gekoppelten induktiven Netzwerk zur Konvergenzbeschleunigung. Zur Bestimmung der Schaltelemente für eine beliebig geformte Struktur müssen die Eigenfunktionen, Eigenwerte und die statischen Induktivitäten numerisch ermittelt werden. Zu diesem Zweck wurde zuerst eine auf einem homogenen gleichförmigen Netz basierende Finite-Differenzen-Methode (FDM) implementiert [1]. Um eine hinreichende Genauigkeit zu erreichen, muss die Struktur sehr fein diskretisiert werden. Speziell komplexe Geometrien benötigen einen hohen Modellierungs- und Rechenaufwand. In diesem Beitrag stellen wir einen wesentlich effektiveren Finite-Elemente-Ansatz (FEM) vor, welcher auf einem Netz aus Dreieckselementen beruht und somit eine Modellierung mit erheblich weniger Aufwand gestattet. Zusätzlich wird dadurch eine gezielte lokale Netzverfeinerung ermöglicht, was besonders in der Nähe der kleinen kreisrunden Via-Ports von Vorteil ist. Die Ergebnisse werden durch Hochfrequenzmessungen und 3D-Vollwellensimulationen sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich validiert.

## 2 Äquivalente Ersatzschaltbild-Darstellung

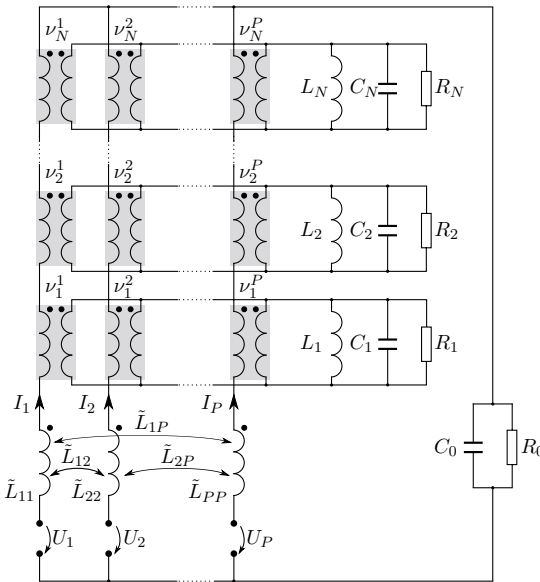


Abbildung 1: Foster-Ersatzschaltbild eines Parallelplattenpaares mit  $P$  Ports und  $N$  Moden.

In Abbildung 1 ist das in [1] entwickelte Ersatzschaltbild eines Parallelplattenpaares mit  $P$  vertikalen Ports,  $N$  Schwingkreisen und statischen Induktivitäten dargestellt. Die modalen Kapazitäten  $C_n$  und die statischen Kapazitäten  $C_0$  ergeben sich nach:

$$C_n = C_0 = \varepsilon \frac{S}{d}, \quad (1)$$

mit dem Plattenabstand  $d$ , der Plattenfläche  $S$  und der Permittivität  $\varepsilon$ . Die modalen Induktivitäten und Widerstände sind gegeben durch:

$$\begin{aligned} L_n &= \frac{\mu d}{k_n^2 S}, \\ R_n &= \frac{Q(\omega_n)}{\omega_n C_0}, \end{aligned} \quad (2)$$

mit der Permeabilität  $\mu$  und der frequenzabhängigen Gesamtgüte:

$$Q = \left( \tan \delta + \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \kappa}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

welche die dielektrischen Verluste, quantifiziert durch den Faktor  $\tan \delta$ , und die ohmschen Verluste über die spezifische Leitfähigkeit  $\kappa$  berücksichtigt. Weiterhin bezeichnet  $k_n$  den  $n$ -ten Eigenwert der entsprechenden 2D-Helmholtz-Gleichung [1], welcher mit der  $n$ -ten Kreisresonanzfrequenz  $\omega_n$  korrespondiert:

$$\omega_n = k_n / \sqrt{\mu \varepsilon}. \quad (4)$$

Um eine einfache Implementierung in gängigen Schaltungssimulationsprogrammen (SPICE) zu ermöglichen, wird als Frequenz für  $R_0$  ( $n = 0$ ) die Hälfte der ersten Resonanzfrequenz  $\omega_1/2$  gewählt. Diese Näherung erwies sich als hinreichend genau für praktische Zwecke [1]. Die Übersetzungsverhältnisse der idealen Transformatoren ergeben sich nach:

$$\nu_n^i = \sqrt{S} \psi_n(x_i, y_i), \quad (5)$$

hinsichtlich der  $n$ -ten Eigenfunktion  $\psi_n$  und dem  $i$ -ten Port an der Position  $(x_i, y_i)$ . Die gekoppelten Induktivitäten ergeben sich nach:

$$\tilde{L}_{ij} = L_{ij} - \sum_{n=1}^N \nu_n^i \nu_n^j L_n, \quad (6)$$

wobei  $L_{ij}$  die statischen Portinduktivitäten sind. Die Anzahl der Moden  $N$  für eine geforderte Bandbreite  $f_{\max}$  kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$k_N \geq 2\pi \sqrt{\mu \varepsilon} f_{\max}. \quad (7)$$

### 3 Neue FEM-Implementierung

Wie in (2)-(6) zu erkennen ist, erfordert die Berechnung aller modaler Parameter die Kenntnis der Eigenfunktionen  $\psi_n$  und Eigenwerte  $k_n$  ( $n = 1 \dots N$ ). Für die Portinduktivitäten  $L_{ij}$  in (6) muss die entsprechende quasistatische Poisson-Gleichung gelöst werden [2]. Beide Probleme können effizient mit Hilfe der FEM numerisch gelöst werden.

#### 3.1 Modalanalyse

Die Plattenfläche wird mit  $M$  Dreiecken vernetzt, welche in der Menge  $\mathcal{T}$  zusammengefasst werden, wobei  $\mathcal{T}_i$  für ein einzelnes Dreieckselement mit der Fläche  $\tilde{S}_i$  steht. Die gesamte diskretisierte Fläche sei  $\tilde{S}$ , die Menge der  $p$  Eckpunkte  $\mathcal{P}$  und ein einzelner Punkt werde mit  $\mathcal{P}_i$  gekennzeichnet. Alle Punkte, welche sich auf dem Rand des  $j$ -ten Ports befinden, werden in  $\mathcal{Z}_j$  zusammengefasst. Basierend auf dieser Nomenklatur kann eine diskrete Form der verlustlosen, homogenen Helmholtz-Gleichung mit homogenen Neumann-Randbedingungen analog zu [1] aufgestellt werden:

$$([\mathbf{S}] - k_n^2 [\mathbf{T}]) \mathbf{u}_n = \mathbf{0}, \quad (8)$$

wobei  $[\mathbf{S}]$  und  $[\mathbf{T}]$  die Steifigkeitsmatrix und die Massematrix und  $\mathbf{u}_n$  die Eigenvektoren zu den Eigenwerten  $k_n$  sind. Durch Anwendung von linearen Ansatzfunktionen und dem Galerkinverfahren können simple Ausdrücke für die Matrixelemente abgeleitet werden [3] [4]:

$$[\mathbf{S}]_{kl} = \sum_{i=1}^M \frac{b_{i,k} b_{i,l} + c_{i,k} c_{i,l}}{4\tilde{S}_i} \Lambda_{i,kl}, \quad (9)$$

$$[\mathbf{T}]_{kl} = \frac{1 + \delta_{kl}}{12} \sum_{i=1}^M \tilde{S}_i \Lambda_{i,kl},$$

mit den von 1 bis  $p$  laufenden Indizes  $k$  und  $l$ .  $\delta_{kl}$  steht für das Kronecker-Delta und  $b$  und  $c$  sind Koeffizienten:

$$\begin{aligned} b_{i,k} &= y_{i,k+1} - y_{i,k+2} \\ c_{i,k} &= x_{i,k+2} - x_{i,k+1} \end{aligned} \quad (10)$$

Ist der Punkt  $k$  ein Eckpunkt des Dreiecks  $i$ , so wird seine Position durch  $(x_{i,k}, y_{i,k})$  beschrieben. Der Index  $k+1$  bezeichnet den zweiten und  $k+2$  den dritten Eckpunkt des  $i$ -ten Dreiecks, wobei der Umlaufsinn keine Rolle spielt, solange er für das gesamte Netz einheitlich definiert wird. Im Falle, dass einer der beiden Punkte  $k$  und  $l$  nicht zum Dreieck  $i$  gehört, verschwinden die dazugehörigen Terme der Summe in (9), was mit Hilfe der Funktion  $\Lambda_{i,kl}$  ausgedrückt wird:

$$\Lambda_{i,kl} = \begin{cases} 1, & \text{wenn } (\mathcal{P}_k \in \mathcal{T}_i) \wedge (\mathcal{P}_l \in \mathcal{T}_i) \\ 0, & \text{wenn } (\mathcal{P}_k \notin \mathcal{T}_i) \vee (\mathcal{P}_l \notin \mathcal{T}_i) \end{cases} \quad (11)$$

Somit beinhaltet jede Summe höchstens zwei Terme ungleich null, da zwei beliebige Punkte nicht mehr als zwei Dreiecke gemeinsam haben können. Durch Lösung des Eigenwertproblems (8) mit gebräuchlichen iterativen Verfahren wie der Arnoldi-Methode lassen sich die Eigenwerte  $k_n$  und die Eigenvektoren  $\mathbf{u}_n$ , welche eine diskrete Form der Eigenfunktionen  $\psi_n$  darstellen, einfach numerisch berechnen.

### 3.2 Quasistatische Analyse

Zur Bestimmung der statischen Portinduktivitäten  $L_{ij}$  ist die folgende quasistatische Poisson-Gleichung für das Vektorpotential  $A_z$  zu lösen [2]:

$$\Delta A_z = -\mu \left( J_{p,j} - \frac{I_{p,j}}{S} \right), \quad (12)$$

wobei  $J_{p,j}$  die vertikale Portstromdichte darstellt, welche nur einen Wert ungleich null innerhalb der Portfläche  $j$  besitzt. Der zweite Quellterm repräsentiert die homogen verteilte Verschiebungsstromdichte zwischen den Platten. Da die Poisson-Gleichung einen Spezialfall der Helmholtz-Gleichung darstellt, ergibt sich ein ähnliches lineares Gleichungssystem:

$$[\mathbf{S}] \cdot \mathbf{A} = \mathbf{G}, \quad (13)$$

mit der mit (9) berechneten Matrix  $[\mathbf{S}]$ , dem Vektor  $\mathbf{A}$  der unbekanntenen Werte des Vektorpotentials  $A_z$  an den Knoten und dem Anregungsvektor  $\mathbf{G}$ , dessen Elemente gegeben sind nach [4]:

$$G_l = - \int_{\tilde{S}} g \alpha_l \, dS, \quad \text{mit } l = 1 \dots p, \quad (14)$$

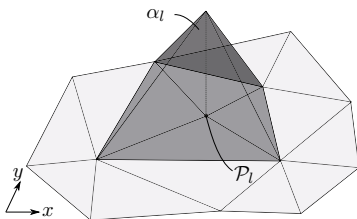


Abbildung 2: Lineare Ansatzfunktion  $\alpha_l$ .

wobei  $g$  für den Anregungsterm von (12) steht und  $\alpha_l$  die Ansatzfunktion des Punktes  $l$  ist. Die angewendete lineare Ansatzfunktion  $\alpha_l$  nimmt den Wert eins am Punkt  $l$  an und fällt linear bis zum Wert null an den benachbarten Punkten (Abb. 2).

Diese Funktion lässt sich in baryzentrischen Koordinaten ausdrücken:  $\alpha_l = \eta$  [3]. Das Einsetzen von  $\eta$  und (12) in (14) ergibt:

$$G_l = \mu \int_{\tilde{S}} J_{p,j} \eta \, dS - \mu \int_{\tilde{S}} \frac{I_{p,j}}{S} \eta \, dS. \quad (15)$$

Das linke Integral wird gelöst durch Verwendung der Eigenschaften von  $\eta$  und der diskreten Verteilung der Portstromdichte:

$$J_{p,j}(x, y) = \sum_{k=1}^p I_k \delta(x_k - x, y_k - y) \delta_k^j, \quad (16)$$

mit den Knotenströmen  $I_k$ , der 2D-Direac-Delta-Funktion  $\delta(x, y)$  und einer Funktion  $\delta_k^j$ , welches anzeigt, ob der Punkt  $k$  ein Teil der Kontur des Ports  $j$  ist:

$$\delta_k^j = \begin{cases} 1, & \text{wenn } \mathcal{P}_k \in \mathcal{Z}_j \\ 0, & \text{wenn } \mathcal{P}_k \notin \mathcal{Z}_j \end{cases}. \quad (17)$$

Das Anwenden von (16) auf (15) ergibt:

$$G_l = \mu I_l \delta_l^j - \mu \int_{\tilde{S}} \frac{I_{p,j}}{\tilde{S}} \eta \, dS. \quad (18)$$

Die Verwendung von baryzentrischen Koordinaten ermöglicht eine simple und allgemeingültige Lösung der verbleibenden Integration [3]:

$$\int_{\tilde{S}_i} \eta \, dS = \begin{cases} \frac{\tilde{S}_i}{3}, & \text{wenn } \mathcal{P}_l \in \mathcal{T}_i \\ 0, & \text{wenn } \mathcal{P}_l \notin \mathcal{T}_i \end{cases}. \quad (19)$$

Des Weiteren wird für jeden Punkt  $l$  ein dimensionsloser Faktor eingeführt:

$$r_l = \frac{1}{3\tilde{S}} \sum_{\mathcal{P}_l \in \mathcal{T}_i} \tilde{S}_i, \quad (20)$$

welcher die relative Fläche aller Dreiecke darstellt, die den Punkt  $l$  als gemeinsamen Knotenpunkt besitzen. Die zusätzliche Bedingung, dass der Portstrom  $I_{p,j}$  homogen in alle äquidistant verteilten Portknoten eingespeist wird, wobei jeder einzelne Knotenstrom den Wert  $I_l = I_{p,j}/N_{p,j}$  besitzt, führt zu folgendem Ausdruck für die Elemente des Anregungsvektors:

$$G_l = \mu I_{p,j} \left( \frac{\delta_l^j}{N_{p,j}} - r_l \right), \quad (21)$$

mit  $N_{p,j}$  als Anzahl der Portknoten am Port  $j$ . Wie in [2] gezeigt wurde, ist die Lösung von (13) nur bis auf eine Konstante eindeutig bestimmt. Um eine eindeutige Lösung zu erhalten, kann die Bedingung des verschwindenden Mittelwertes des Vektorpotentials angewandt werden:

$$\frac{1}{\tilde{S}} \int_{\tilde{S}} A_z \, dS = 0. \quad (22)$$

Ausgedrückt in einer passenden diskreten Form lautet (22):

$$\sum_{k=1}^p A_k r_k = 0. \quad (23)$$

Da das Problem (13) überbestimmt ist, kann eine beliebige Gleichung ersetzt werden. Wählt man die erste Gleichung, so kann (23) wie folgt erzwungen werden:

$$\begin{aligned} [S]_{1,l} &= r_l, \\ G_1 &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Mit Hilfe dieser Annahmen kann die Gegeninduktivität zwischen den Ports  $i$  und  $j$  ausgedrückt werden als [2]:

$$L_{ij} = \frac{d}{I_{p,j}} \frac{1}{S_{p,j}} \int_{S_{p,j}} A_i \, dS. \quad (25)$$

Das auf die Portfläche  $S_{p,j}$  normierte Integral in (25) kann interpretiert werden als der Mittelwert des Vektorpotentials entlang des Randes von Port  $j$ . Für unsere diskrete numerische Lösung lautet dieser Ausdruck:

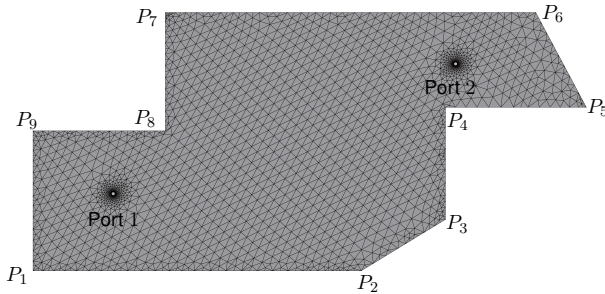
$$A_{p,j} = \frac{1}{N_{p,j}} \sum_{k=1}^p A_k \delta_k^j, \quad (26)$$

wobei  $A_{p,j}$  der Mittelwert der Portspannung und  $A_k$  ein Element des Lösungsvektors von (13) ist. Wendet man (26) auf (25) an, lassen sich die Portinduktivitäten einfach bestimmen:

$$L_{ij} = d \frac{A_{p,j}}{I_{p,i}}. \quad (27)$$

#### 4 Praktisches Beispiel

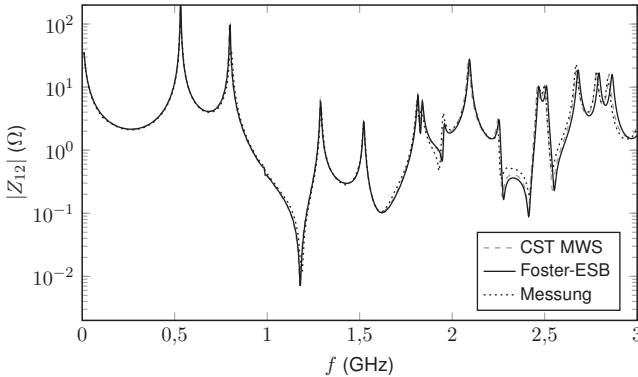
Als ein Beispiel zur Validierung wird eine unregelmäßig geformte Leiterplattenstruktur betrachtet (Abb. 3). Der Abstand zwischen den zwei ideal elektrisch leitenden Platten beträgt



**Abbildung 3:** Beispielplatine mit Vernetzung.  $P_1 \dots P_9$  (mm): (0; 0), (122,8; 0), (154,3; 20), (154,3; 63,7), (207; 63,7), (188,1; 100,6), (49,5; 100,6), (49,5; 54,5) und (0; 54,5).

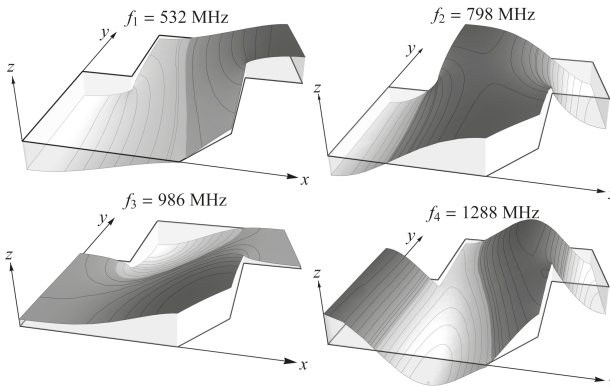
$d = 0,75$  mm. Das Dielektrikum der Teststruktur (PTFE) besitzt eine relative Permittivität  $\epsilon_r = 2,55$  und einen konstanten Verlustfaktor  $\tan \delta = 0,005$ . Zwei kreisrunde Ports mit dem Radius  $r_0 = 0,65$  mm befinden sich bei  $(x_1; y_1) = (30; 30)$  mm bzw.  $(x_2; y_2) = (158,1; 80,6)$  mm. Die mit Ersatzschaltbild (Abb. 1) berechneten Impedanzparameter werden verglichen mit den Ergebnissen einer kommerziellen 3D-Vollwellensimulation [5], unter Verwendung von PMC-Randbedingungen. Zusätzlich wurde mit Hilfe eines Vektor-Netzwerk-Analysators und mit HF-Probern eine Hochfrequenzmessung durchgeführt, wobei die Tastköpfe direkt auf der Port-Oberfläche zur Minimierung von parasitären Effekten positioniert wurden. Die automatische

Netzgenerierung wurde mit einem Delaunay-Algorithmus, der sich als sehr effizient herausgestellt hat [6] [7], realisiert (Fig. 3). Ausgehend von der gewünschten Bandbreite wird die Anzahl  $N$  der benötigten Moden mit (7) bestimmt. Die maximale Frequenz  $f_{\max} = 3$  GHz wurde dabei mit einem Faktor von 1,5 überabgeschätzt, um eine hohe Genauigkeit bis zu  $f_{\max}$  zu garantieren. Die resultierende Modenanzahl beträgt  $N = 32$ . Abb. 4 zeigt die Betragsverläufe für den Impedanzparameter  $Z_{12}$  zwischen den beiden Ports.



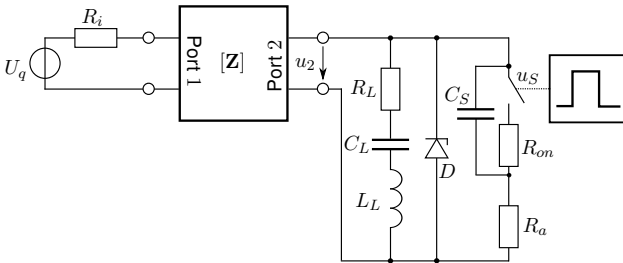
**Abbildung 4:** Betragsverlauf des  $Z_{12}$ -Parameters der Beispielstruktur ( $N = 32$ ).

Wie man sehen kann, stimmen die Ergebnisse des Foster-Ersatzschaltbildes sehr gut mit der Simulation und der Messung überein. Der Vergleich der Phasen liefert eine Übereinstimmung mit ähnlicher Genauigkeit. Die Berechnung des Ersatzschaltbildes dauerte nur etwa 20 s (16 s Vernetzung - 3920 Dreiecke, 3 s ESB-Elemente berechnen, 1,3 s Frequenz-Sweep mit 1000 Stützstellen) auf einem Rechner mit einer 4-Kern(@3,1 GHz)-CPU und 8 GB RAM. Die Simulationsdauer der 3D-Referenzsimulation (71000 Tetraeder) betrug etwa 26 Minuten auf einem Cluster mit einer 16-Kern(@3 GHz)-CPU und 160 GB RAM. In Abb. 5 sind die ersten vier diskreten Eigenfunktionen  $\mathbf{u}_1 \dots \mathbf{u}_4$  der entsprechenden Resonanzfrequenzen  $f_1 \dots f_4$  dargestellt.



**Abbildung 5:** Die vier ersten Eigenfunktionen der Beispielplatte.

Als Anwendungsbeispiel des Foster-Ersatzschaltbildes wird eine transiente Simulation der Spannungsantwort einer Versorgungsstruktur auf einen schnellen Schaltvorgang (Fig. 6) präsentiert.

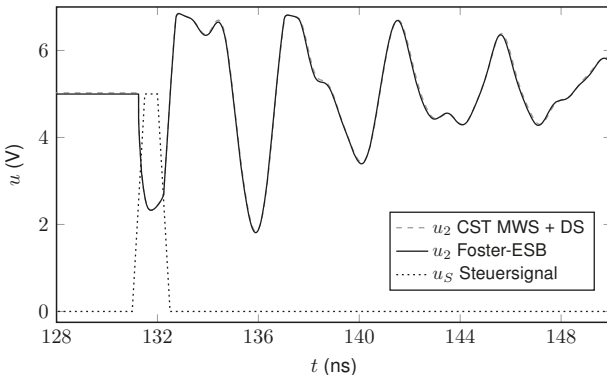


**Abbildung 6:** Transientes Simulationsbeispiel mit nicht-linearer Last ( $U_q = 5\text{ V}$ ,  $R_i = 0,1\ \Omega$ ,  $R_L = 0,13\ \Omega$ ,  $L_L = 1\ \text{nH}$ ,  $C_L = 10\ \text{nF}$ ,  $C_S = 10\ \text{nF}$ ,  $R_{on} = 1\ \text{m}\Omega$ ,  $R_a = 1\ \Omega$ , Zener-Diode  $D$  mit  $7\text{ V}$  Zener-Spannung).

Es wurde dieselbe Geometrie des vorherigen Beispiels mit zwei Ports verwendet (Abb. 3). Die Struktur wird versorgt von einer DC-Spannungsquelle am Port 1. Port 2 ist verbunden mit einem Entkopplungskondensator ( $C_L = 10\ \text{nF}$  mit Reihenwiderstand  $R_L = 0,13\ \Omega$  und Induktivität  $L_L = 1\ \text{nH}$ ) parallel zu einer Zener-Diode  $D$  (Zener-Spannung =  $7\text{ V}$ ), welche der Spannungsstabilisierung dient.

Der an Port 2 stattfindende schnelle Schaltvorgang wird mit einem idealen Schalter mit Reihenwiderstand  $R_{on} = 1\ \text{m}\Omega$  und parallelen Kondensator  $C_S = 10\ \text{nF}$ , in Reihe mit einem Widerstand  $R_a = 1\ \Omega$  modelliert. Der ideale Schalter schließt bei  $t = 131,25\ \text{ns}$  und öffnet wieder nach  $\tau = 1\ \text{ns}$ .

Laut [8] kann die benötigte Bandbreite für das Netzwerkmodell grob mit  $f_{\text{max}} \approx 3/\tau = 3\ \text{GHz}$  abgeschätzt werden, was der zuvor ermittelten Anzahl von 32 Moden entspricht. Abb. 7 zeigt die resultierende transiente Spannungsantwort  $u_2$ , welche mit Hilfe des Ersatzschaltbildes und einem Schaltungssimulationsprogramm (CST Design Studio [5]) bestimmt wurde.



**Abbildung 7:** Spannungsantwort am Port 2 und Steuersignal des Schalters.

Das Referenzsimulationsergebnis (CST MWS+DS [5]) basiert auf einer 3D-Vollwellensimulation in Kombination mit einer inversen Fourier-Transformation (IFFT) [5]. Eine sehr gute Überein-

stimmung konnte durch das Netzwerkmodell erzielt werden, welches die begrenzende Wirkung der nichtlinearen Zener-Diode nahe der Zener-Spannung von 7 V korrekt abbildete.

## 5 Zusammenfassung

Die FEM erweist sich als sehr effiziente Methode zur numerischen Bestimmung der Elemente einer beschleunigten Foster-Ersatzschaltbildarstellung für planparallele Plattenpaare. Ausgehend von einer flexiblen Oberflächenvernetzung mit Dreieckselementen kann die notwendige Netzverfeinerung in der Nähe der Ports mit Hilfe von Standardalgorithmen einfach durchgeführt werden, wodurch ein optimales Netz mit einer minimalen Anzahl an Elementen zur Verfügung steht. Für eine beliebige gegebene Geometrie muss die Modalanalyse und die Berechnung der statischen Induktivitäten lediglich einmalig ausgeführt werden, wobei sogar dieselbe Systemmatrix zum Einsatz kommt. Die Ordnung des Ersatzschaltbildes kann anhand der geforderten Bandbreite zuverlässig abgeschätzt werden. Das Praxisbeispiel verdeutlichte die Anwendbarkeit und Vielseitigkeit des Netzwerkmodells für Simulationen in Frequenz- und Zeitbereich und demonstrierte den enormen Vorteil hinsichtlich der Simulationsdauer und der Fähigkeit nicht-lineare Portabschlüsse zu berücksichtigen.

## Literatur

- [1] Leone, M. ; Friedrich, M. ; Mantzke, A.: Efficient Broadband Circuit-Modeling Approach for Parallel-Plane Structures of Arbitrary Shape. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 55 (2013), Nr. 5. – ISSN 0018–9375
- [2] Friedrich, M. ; Leone, M.: Quasi-Static Inductance of Vertical Interconnections in Parallel-Plane Structures. In: *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on* 54 (2012), Nr. 6, S. 1302–1305. – ISSN 0018–9375
- [3] Silvester, P. ; Ferrari, R.: *Finite Elements for electrical engineers*. Bd. Third Edition. Cambridge University Press, 1996
- [4] Kost, A.: *Numerische Methoden in der Berechnung elektromagnetischer Felder*. Springer-Lehrbuch, 1994
- [5] CST Corporation: *CST Microwave Studio, CST Design Studio*. 2012. – Weitere Informationen online: <http://www.cst.com> (Stand.: März 2013)
- [6] George, P. L.: *Automatic Mesh Generation - Application to Finite Element Methods*. John Wiley & Sons, 1991
- [7] Delaunay, B.: Sur la sphere vide. In: *Bulletin of Academy of Sciences of the USSR* 6 (1934), S. 793–800
- [8] Paul, Clayton R.: *Introduction to Electromagnetic Compatibility*. John Wiley & Sons, 2006