

Kopplungs- und Abstrahleffekte bei offenen TEM-Wellenleitern

Ronald Rambousky¹⁾, Heyno Garbe²⁾

- 1) Wehrwissenschaftliches Institut für Schutztechnologien – ABC-Schutz,
Humboldtstr. 100, 29633 Munster
- 2) Institut für Grundlagen der Elektrotechnik und Messtechnik, Leibniz Universität
Hannover, Appelstr. 9A, 30167 Hannover

1. Einleitung

Offene TEM-Wellenleiter lassen sich als eine konische Zweileiteranordnung realisieren. Hierzu wird ein flächiger konischer Leiter über eine leitende Grundfläche mit einem bestimmten Öffnungswinkel aufgespannt. Der flächige Leiter lässt sich auch mit Drähten nachbilden, die im Speisepunkt zusammenlaufen. Eine solche Multi-Draht-Struktur kann als ungleichförmige Multi-Transmission-Line angesehen werden, die dann mit der Transmission-Line Super Theory (TLST) behandelt werden kann. Die TLST bietet den Vorteil, dass neben dem klassischen TEM-Mode auch höhere Feldmoden und die elektromagnetische Abstrahlung intrinsisch berücksichtigt werden. Durch Lösen der Leitungsgleichungen mit dem vollständigen Satz der Maxwell'schen Gleichungen erhält man die Stromverteilung auf den Leitungen und kann daraus, mit Hilfe der zum Mehrleitersystem gehörenden Greenschen Funktionen, die elektromagnetischen Feldkomponenten bestimmen. Untersucht wird nun das Resonanzverhalten der transversalen magnetischen Feldkomponente für eine ausgewählte Anzahl von Drähten im offenen TEM-Wellenleiter. Mit Hilfe der TLST wird gezeigt, dass Kopplungswechselwirkungen zwischen den Leitern und elektromagnetische Abstrahlung das Resonanzverhalten des TEM-Modes in dämpfender Weise verändern. Der Beitrag der Verkopplung und der Einfluss der Abstrahlung lassen sich extrahieren. Damit wird deutlich, dass sich die Störeinflüsse bei geschlossenen TEM-Zellen nicht ohne weiteres auf offene Wellenleiter übertragen lassen.

2. Anwendung der Transmission-Line Super Theory (TLST) auf drahtförmige, offene TEM-Wellenleiter

2.1 Die TLST Leitungsgleichung und die Parametermatrix

Die Transmission-Line Super Theory (TLST) [1] - [5] stellt die Umsetzung der vollständigen Maxwell'schen Gleichungen in die Form von Leitungsgleichungen dar. Dies bedeutet, dass außer der Dünndrahtnäherung [6] – es können nur Drähte betrachtet werden, deren Durchmesser klein gegenüber der verwendeten Wellenlänge ist – keine weiteren Vereinfachungen vorgenommen wurden. Somit werden im Gegensatz zur klassischen Leitungstheorie (TLT) [7] neben dem TEM-Mode auch höhere Feldmoden und vor allem Abstrahleffekte intrinsisch erfasst. Ausgangspunkt ist die parametrisierte Darstellung der einzelnen Drähte des Mehrleitersystems durch einen gemeinsamen Parameter ζ . Die Leitungsgleichungen der TLST in der Potenzial-Strom-Darstellung mit konzentrierten

Quellen an den Leitungsanfängen und konzentrierten Abschlüssen an den Leitungsenden lassen sich wie folgt angeben:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{bmatrix} \varphi(\zeta, f) \\ \mathbf{i}(\zeta, f) \end{bmatrix} + j\omega \bar{\mathbf{P}}^{*(1)}(\zeta, f) \begin{bmatrix} \varphi(\zeta, f) \\ \mathbf{i}(\zeta, f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (1)$$

Die Potentiale auf den Leitungen werden mit $\varphi(\zeta, f)$ und die Ströme mit $\mathbf{i}(\zeta, f)$ bezeichnet und sind in der TLST orts- und frequenzabhängig. Bei einer Anzahl von N Leitungen im Mehrleitersystem stellen die beiden Größen jeweils N -dimensionale Vektoren dar. Entscheidend für die TLST ist, dass die Parametermatrix $\bar{\mathbf{P}}^{*(1)}(\zeta, f)$ nun ebenfalls orts- und frequenzabhängig ist und die Matrixelemente grundsätzlich komplexwertig sind. Bei N Leitungen ist $\bar{\mathbf{P}}^{*(1)}(\zeta, f)$ eine $(2N \times 2N)$ -Matrix. Die Parametermatrix des TLST Leitungsgleichungssystems wird über einen iterativen Prozess berechnet. Die „nullte“ Iteration ist frequenzunabhängig und stellt die Niederfrequenznäherung dar. Es hat sich gezeigt, dass bei den bisher untersuchten Geometrien [8], [9] bereits nach der „ersten“ Iteration mit $\bar{\mathbf{P}}^{*(1)}$ eine ausreichende Genauigkeit der Potentiale und Ströme erreicht werden kann. Die konzentrierten Quellen und Leitungsabschlüsse werden über die Wahl der Randbedingungen berücksichtigt. Die allgemeine Lösung der TLST Leitungsgleichung (1) lautet:

$$\begin{bmatrix} \varphi(\zeta, f) \\ \mathbf{i}(\zeta, f) \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{\zeta_0}^{\zeta}(-j\omega \bar{\mathbf{P}}^{*(1)}(\zeta, f)) \begin{bmatrix} \varphi(\zeta_0, f) \\ \mathbf{i}(\zeta_0, f) \end{bmatrix} \quad (2)$$

Der Ausdruck $\mathbf{M}_{\zeta_0}^{\zeta}(\dots)$ beschreibt den sogenannten Matrizzanten [10], der auch als Produkt-Integral bezeichnet wird.

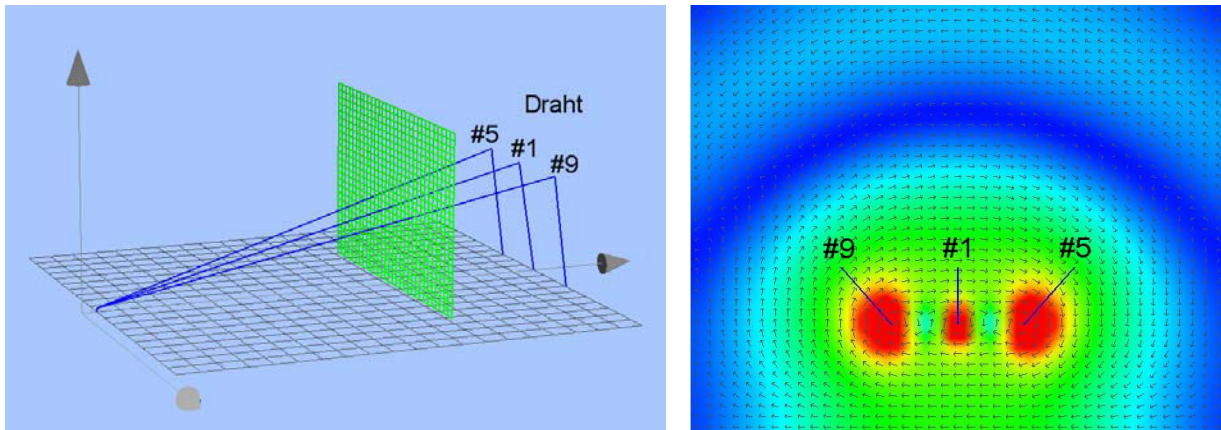


Bild 1: (a) links: TEM-Wellenleiter aus 3 drahtförmigen Leitern; (b) rechts: Magnetisches Feld in der gekennzeichneten Transversalebene des 3-Draht-Modells für eine Frequenz von 500 MHz

2.2 Beispiele für Elemente der Parametermatrix des 3-Draht-Modells

Für die weiteren Untersuchungen wird ein relativ einfaches Mehrleitersystem aus 3 Leitern verwendet, das sich aus den in Bild 1 gezeigten Drähten #1, #5 und #9 zusammensetzt und im Weiteren als 3-Draht-Modell bezeichnet. Da die numerische Umsetzung der TLST keine verzweigten Leitungen zulässt, wird jeder Draht am Anfang mit einer eige-

nen Spannungsquelle (1 V, 150 Ω) gespeist. Dies entspricht einer gemeinsamen Speisung der verbundenen Drähte mit einer Spannungsquelle von 1 V und 50 Ω Innenwiderstand. Bild 2 zeigt ausgewählte Elemente der Parametermatrizen $\bar{\mathbf{P}}^{*(0)}$ und $\bar{\mathbf{P}}^{*(1)}$. $\bar{\mathbf{P}}^{*(0)}$ stellt die zwar ortsabhängige aber frequenzunabhängige Parametermatrix der Niederfrequenznäherung (nullter Iterationsschritt) dar, deren Elemente reellwertig sind. In der Niederfrequenznäherung stellen die Elemente der $\mathbf{P}_{12}^{*(0)}$ -Untermatrix die Induktivitätsbeläge und die Elemente der $\mathbf{P}_{21}^{*(0)}$ -Untermatrix die Kapazitätsbeläge dar. Die symmetrischen Untermatrizen $\mathbf{P}_{11}^{*(0)}$ und $\mathbf{P}_{22}^{*(0)}$ sind wie in der klassischen TLT identisch Null.

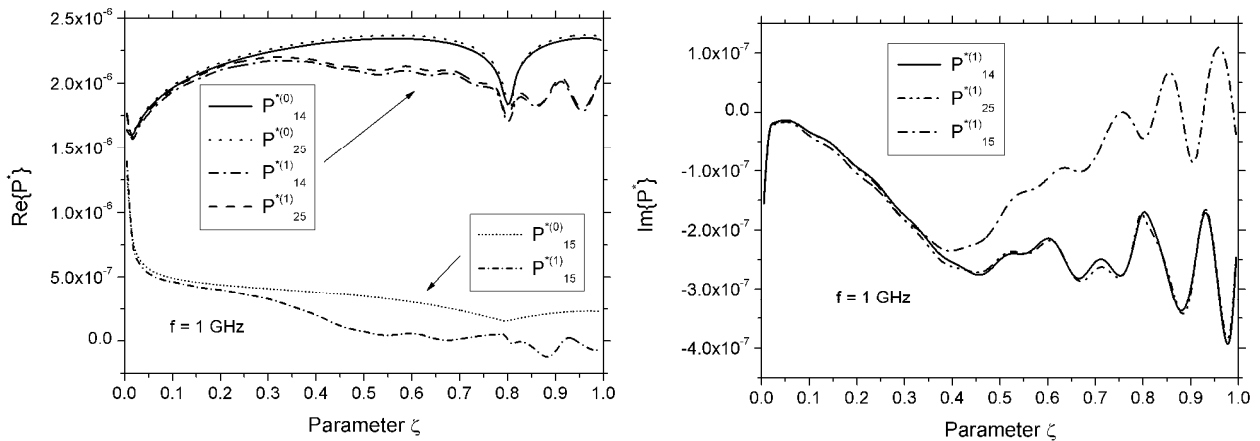


Bild 2: (a) links: Realteile der verallgemeinerten Induktivitätsbeläge (3-Draht-Modell) in nullter und erster Iteration; (b) rechts: Imaginärteile entsprechend

Bei höheren Iterationen kann die Spannung nicht mehr als reine Potenzialdifferenz dargestellt werden, so dass den Parameterelementen nicht mehr die bekannte physikalische Bedeutung direkt zugeordnet werden kann. Im Bild 2, links, sind die normierten Induktivitätsbeläge des mittleren Drahtes ($P_{14}^{*(0)}$) und des linken Drahtes ($P_{25}^{*(0)}$) gegenüber der Massefläche und der beiden Drähte gegeneinander ($P_{15}^{*(0)}$) dargestellt. Man erkennt sehr gut die Ortsabhängigkeit aufgrund der Ungleichförmigkeit der Leitung. Besonders die Knickstellen führen zu signifikanten Einbrüchen. Geht man von der Niederfrequenznäherung zur vollständigen Lösung nach der ersten Iteration werden die Elemente der Parametermatrix $\bar{\mathbf{P}}^{*(1)}$ komplexwertig und zusätzlich frequenzabhängig. Für den Realteil erkennt man, dass die Maximalwerte über die Leitung kleiner werden und dass im hinteren Bereich (um den oberen Knick) Oszillationen entstehen. Die Imaginärteile der Parameterelemente, die im klassischen Fall den Induktivitäts- und Kapazitätsbelägen entsprechen, gehen signifikant in die abgestrahlte Leistung P_{rad} [5] des Mehrleitersystems ein.

$$P_{rad} = j \frac{\omega}{4} \int_0^1 \left[\varphi^+ \left(\mathbf{P}_{22}^{*(1)} - \mathbf{P}_{11}^{*(1)+} \right) \mathbf{i} + \mathbf{i}^+ \left(\mathbf{P}_{11}^{*(1)} - \mathbf{P}_{22}^{*(1)+} \right) \varphi + \mathbf{i}^+ \left(\mathbf{P}_{12}^{*(1)} - \mathbf{P}_{12}^{*(1)+} \right) \mathbf{i} + \varphi^+ \left(\mathbf{P}_{21}^{*(1)} - \mathbf{P}_{21}^{*(1)+} \right) \varphi \right] d\zeta \quad (3)$$

Das Zeichen „+“ in (3) bedeutet den/die transponiert und gleichzeitig komplex konjugierten/konjugierte Vektor/Matrix. Obwohl man aus (3) erkennt, dass auch die Real- und Imaginärteile der symmetrischen Untermatrizen $\mathbf{P}_{11}^{*(1)}$ und $\mathbf{P}_{22}^{*(1)}$ zur abgestrahlten Leistung beitragen, kann man die Bereiche hoher Abstrahlung qualitativ am Verlauf der Kur-

ve aus Bild 2, rechts, identifizieren. Die Drähte strahlen überwiegend im hinteren steiler abfallenden Geradenstück und in den Bereichen ausgeprägter Knicke ab.

2.3 Berechnung von Komponenten des elektromagnetischen Feldes

Kennt man die Stromverteilungen $i(\zeta, f)$ auf den Leitungen und die zur Geometrie des Mehrleitersystems gehörenden skalaren Greenschen Funktionen $G_n^s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $n = 1, \dots, N$, lässt sich das magnetische Vektorpotenzial $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ berechnen zu:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mu \sum_{n=1}^N \left[\int_0^1 G_n^s(\mathbf{r}, \mathbf{r}'(\zeta')) \cdot i_n(\zeta') \cdot \mathbf{T}_n(\zeta') d\zeta' \right] \quad (4)$$

Hier wird vorausgesetzt, dass die Leitungen des Mehrleitersystems nach dem gemeinsamen Parameter $\zeta' \in [0,1]$ parametrisiert sind und $\mathbf{T}_n(\zeta')$ den Tangentenvektor an der n -ten Leitung in dem Punkt darstellt, der mit dem Parameter ζ' beschrieben wird. Die skalaren Greenschen Funktionen der Leiter werden bereits bei der iterativen Berechnung der Parametermatrix $\bar{\mathbf{P}}^*$ verwendet. Die aus den Leiterströmen resultierende magnetische Feldstärke ergibt sich schließlich aus der bekannten Beziehung:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

3. Kopplung und Abstrahlung bei drahtförmigen TEM-Wellenleitern

Das ungleichförmige Mehrdrahtleitersystem aus Bild 1, links, stellt einen vereinfachten drahtförmigen TEM-Wellenleiter (3-Draht-Modell) dar. Zwischen den in der Praxis gemeinsam gespeisten Drähten treten Kopplungswechselwirkungen und elektromagnetische Abstrahlung auf. Die klassische Leitungstheorie kann zwar Kopplungseffekte zwischen gleichförmig und parallel geführten Drähten beschreiben, versagt aber im Falle der hier vorliegenden ungleichförmigen Mehrfachleiter. Ebenso kann die Abstrahlung mit der klassischen Leitungstheorie nicht behandelt werden. Im Weiteren wird nun gezeigt, dass durch Anwendung der TLST die Kopplungs- und Abstrahleffekte für das betrachtete praktische Beispiel (quantitativ) analysiert werden können.

3.1 Verwendung der vollständigen Lösung der Parametermatrix

Im ersten Schritt werden die Drähte des 3-Draht-Modells einzeln gespeist (1 V, 150 Ω). Die nicht gespeisten Drähte sind im Modell enthalten und am Anfang mit 150 Ω gegen Masse geführt. Am Ende sind alle Drähte kurzgeschlossen. Die Berechnungen der transversalen magnetischen Feldstärke $|H_x|$ erfolgt hier mit der Parametermatrix $\mathbf{P}^{*(1)}$ in der ersten Iteration. Wie in Bild 3, links, zu erkennen ist, stimmen die addierten Teilbeiträge von $|H_x|$ mit dem Verlauf für das gemeinsam gespeiste 3-Draht-Modell überein (Superpositionsprinzip).

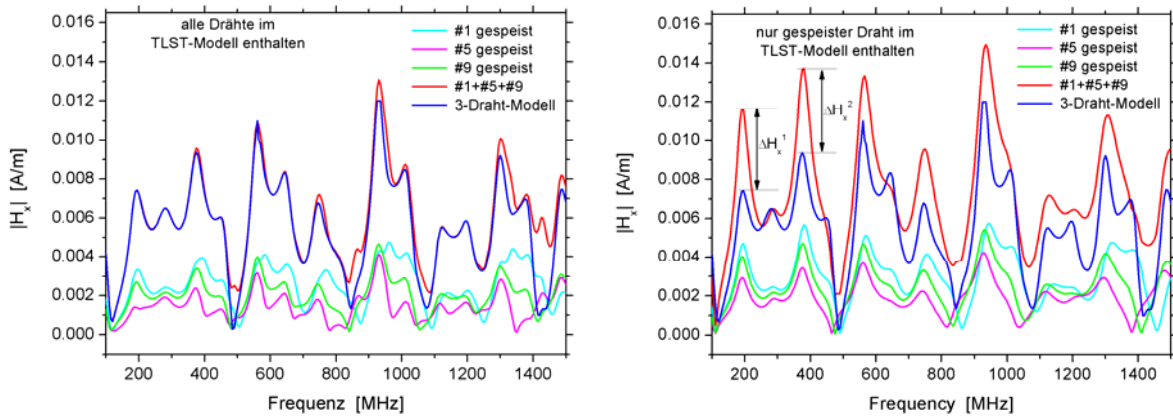


Bild 3: Transversale magnetische Feldkomponenten $|H_x|$ für (a) links, das einzeln gespeiste 3-Draht-Modell und (b) rechts, die einzelnen Drähte ohne der nicht gespeisten Drähte (Verwendung der vollständigen Parametermatrix nach der 1. Iteration)

In Bild 3, rechts, findet die Speisung der einzelnen Drähte ohne die Anwesenheit der nicht gespeisten Drähte im Modell statt. Wie deutlich zu erkennen ist, wird die Summe der Teilbeiträge in den Resonanzpeaks signifikant größer. Eine Wechselwirkung des gespeisten Drahtes mit den nicht gespeisten Drähten war bei dieser Versuchsdurchführung nicht möglich. Die gegenseitige Kopplung der Drähte führt folglich zu einer deutlichen Reduktion der Resonanzerscheinungen in diesem ungleichförmigen Mehrleitersystem.

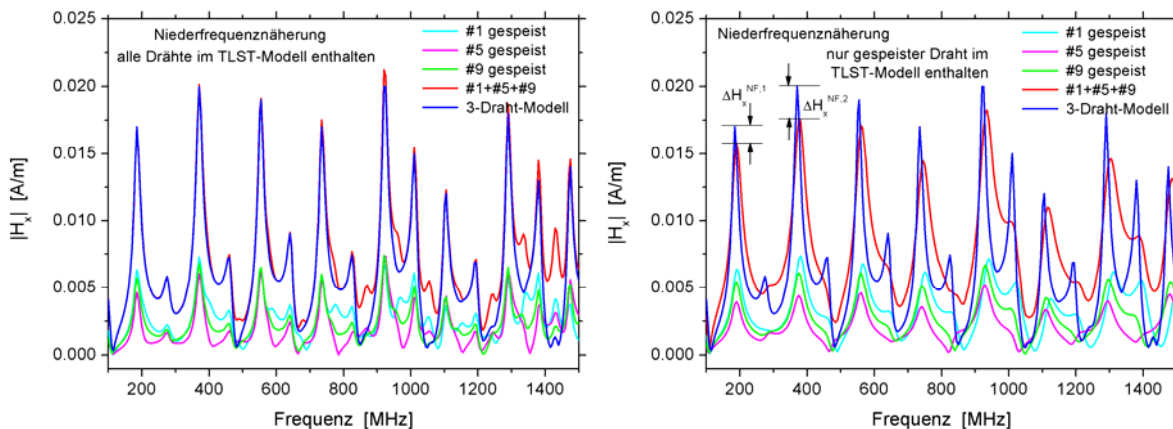


Bild 4: Transversale magnetische Feldkomponenten $|H_x|$ für (a) links, das einzeln gespeiste 3-Draht-Modell und (b) rechts, die einzelnen Drähte ohne der nicht gespeisten Drähte (Verwendung der Parametermatrix in der Niederfrequenznäherung)

3.2 Verwendung der Niederfrequenzlösung der Parametermatrix

Die erste Iteration beschreibt das wahre elektromagnetische Verhalten des betrachteten ungleichförmigen Mehrleitersystems schon recht genau. Die Ergebnisse enthalten sowohl die Abstrahlungs-, als auch die Kopplungseffekte. Hingegen enthalten die Ergebnisse der nullten Iteration mit der Parametermatrix $\bar{\mathbf{P}}^{*(0)}$ der Niederfrequenznäherung zwar Teile der Kopplungswechselwirkung, aber keine Abstrahleffekte. Experimentell kann die Abstrahlung nicht einfach weggelassen bzw. unterdrückt werden, durch Nutzung der Niederfrequenznäherung in der TLST ist es hingegen möglich, die Abstrahleff-

fekte auszublenden. Die Ergebnisse für die transversalen magnetischen Feldstärken aus Bild 4 wurden in äquivalenter Weise zu den Ergebnissen aus Bild 3 erzeugt, nur dass nun die frequenzunabhängige Parametermatrix $\bar{\mathbf{P}}^{*(0)}$ in der Niederfrequenznäherung zur Berechnung der Leiterströme und damit von $|H_x|$ verwendet wurde. Aus Bild 4, links, wird deutlich, dass auch für die Niederfrequenznäherung das Superpositionsprinzip bei der Anwesenheit aller Drähte erfüllt wird. Aus Bild 4, rechts, erkennt man, dass in der Niederfrequenznäherung die Resonanzen für das gemeinsam gespeiste 3-Draht-Modell geringfügig größer sind, als die addierten Teilergebnisse der einzelnen Drähte (ohne der Anwesenheit der nicht gespeisten Drähte). Dieses Ergebnis ist unerwartet, allerdings muss beachtet werden, dass die Berechnungen mit der Parametermatrix $\bar{\mathbf{P}}^{*(0)}$ eine nicht experimentell zugängliche Situation beschreiben.

4. Diskussion der Ergebnisse

Mit den bisherigen Ergebnissen lässt sich nun quantitativ beschreiben, in welchem Maße die physikalischen Effekte der Leitungskopplung und der Abstrahlung zur Reduzierung der Resonanzerscheinungen bei ungleichförmigen Mehrfachleitersystemen beitragen. Bei den Untersuchungen wurden die Leitungen des 3-Draht-Modells bewusst am Ende gegen die leitende Grundfläche kurzgeschlossen, um die entsprechenden Resonanzen anzuregen. Bei der praktischen Verwendung eines drahtförmigen TEM-Wellenleiters als Prüfeinrichtung wird natürlich versucht durch entsprechende Leitungsabschlüsse die Resonanzen a priori zu minimieren.

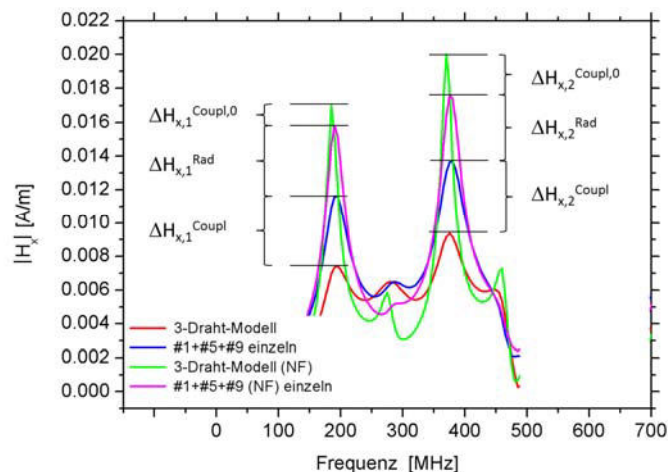


Bild 5: Quantitative Auswertung der Resonanzreduktion durch Kopplungs- und Abstrahlungseffekte beim am Ende kurzgeschlossenen 3-Draht-Modell

Die Ergebnisse für die beiden Resonanzpeaks der transversalen magnetischen Feldstärke $|H_x|$ bei etwa 190 MHz und 375 MHz zeigt Bild 5. ΔH_x^{rad} bezeichnet die Resonanzdämpfung aufgrund der elektromagnetischen Abstrahlung und ergibt sich als Differenz zwischen der Peakhöhe der Niederfrequenzlösung (NF) und der vollständigen Lösung für die einzeln gespeisten Drähte ohne Anwesenheit der nicht gespeisten Drähte. ΔH_x^{Coup} bezeichnet die Resonanzdämpfung aufgrund der (vollständigen) elektromagnetischen Kopplung zwischen den einzelnen Drähten des ungleichförmigen Mehrleitersystems und ergibt sich aus der Differenz zwischen der vollständigen Lösung der einzeln

gespeisten Drähte (ohne Anwesenheit der nichtgespeisten Drähte) und der vollständigen Lösung des gleichzeitig gespeisten 3-Draht-Modells. Denkt man sich den vollständigen Kopplungseffekt zusammengesetzt aus dem Kopplungseffekt des nullten Iterationsschrittes $\Delta H_x^{\text{Coupl},0}$ und dem Anteil aus dem ersten Iterationsschritt $\Delta H_x^{\text{Coupl},1}$, folgt $\Delta H_x^{\text{Coupl},1} = \Delta H_x^{\text{Coupl}} - \Delta H_x^{\text{Coupl},0}$. Im betrachteten Fall ergibt sich die Situation, dass $\Delta H_x^{\text{Coupl},0}$ einen negativen Wert annimmt. Bei einer (theoretischen) Resonanzpeakhöhe von 16 mA/m für das Mehrleitersystem ohne Kopplung und Abstrahlung ergibt sich eine Reduktion der Resonanzpeakhöhe um jeweils etwa 4 mA/m (25%) aufgrund der Kopplungswechselwirkung und der elektromagnetischen Abstrahlung. Dies entspricht einer Gesamtreduktion der – wegen der kurzgeschlossenen Leitungsenden – auftretenden TEM-Mode Resonanzen um etwa 50% aufgrund der Kopplungswechselwirkung und der elektromagnetischen Abstrahlung.

5. Zusammenfassung

Drahtförmige offene TEM-Wellenleiter können als ungleichförmige Mehrleitersysteme aufgefasst werden und daher mit der TLST effizient beschrieben werden. Neben dem TEM-Mode werden auch alle höheren Moden und die elektromagnetische Abstrahlung intrinsisch berücksichtigt. Am Beispiel des 3-Draht-Modells eines drahtförmigen TEM-Wellenleiter wurde gezeigt, dass die Parametermatrix der TLST aus komplexwertigen, orts- und frequenzabhängigen Elementen besteht. Im Wesentlichen beschreiben die Imaginärteile der Parameterelemente die Abstrahlung, die damit auch qualitativ lokalisiert werden kann. Aufgrund der kurzgeschlossenen Leitungsenden kommt es zu Resonanzen des transversalen magnetischen Feldes $|H_x|$ im potenziellen Prüfvolumen des TEM-Wellenleiters. Es konnte gezeigt werden, dass sich Kopplungswechselwirkungen zwischen den einzelnen Drähten und die elektromagnetische Abstrahlung auf die Höhe der Resonanzpeaks von $|H_x|$ auswirken. Diese führen zu einer signifikanten Reduzierung der Resonanzen um etwa 50% bei der untersuchten Resonanzfrequenz von 190 MHz. Die quantitative Bestimmung der Resonanzreduktion wurde durch die Anwendung der TLST auf die einzeln gespeisten Drähte bei Anwesenheit und bei Abwesenheit der jeweils nicht gespeisten Drähte erreicht. Die quantitative Trennung der Anteile für Kopplungswechselwirkung und Abstrahlung konnte durch Anwendung der experimentell nicht zugänglichen Niederfrequenzlösung der Parametermatrix erreicht werden. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass die TLST sehr gut geeignet ist drahtförmige TEM-Wellenleiter qualitativ und quantitativ eingehender zu untersuchen und zu charakterisieren.

6. Literaturverzeichnis

- [1] H. Haase and J. Nitsch, "Full-wave transmission-line theory (FWTLT) for the analysis of three dimensional wire-like structures," in Proc. 14th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, Feb. 2001, pp. 235–240
- [2] H. Haase, J. Nitsch, and T. Steinmetz, "Transmission-Line Super Theory: A new approach to an effective calculation of electromagnetic interactions", The Radio Science Bulletin, vol. 307, pp. 33–60, Dec. 2003
- [3] H. Haase, "Full-wave interactions of nonuniform transmission lines", Dissertation, in Res Electricae Magdeburgenses (MAFO Vol.9), J. Nitsch and Z. Styczynski, Eds., Magdeburg, 2005

- [4] J. Nitsch, F. Gronwald, and G. Wollenberg, “Radiating Nonuniform Transmission-Line Systems and the Partial Element Equivalent Circuit Method”. Chichester, West Sussex, UK: Wiley, 2009
- [5] J. Nitsch and S. Tkachenko, “High-frequency multiconductor transmission-line theory,” *Found. Phys.*, vol. 40, pp. 1231–1252, 2010
- [6] F. Tesche, “The effect of the thin-wire approximation and the source gap model on the high frequency integral equation solution of radiating antennas”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. A-20, no. 2, pp. 210-211, Mar. 1972
- [7] S.A. Schelkunoff, “Transmission Theory of Plane Electromagnetic Waves”, *Proc. I.R.E.*, 25:1457-1492, 1937
- [8] R. Rambousky, J. Nitsch, and H. Garbe, “Analyzing simplified open TEM-waveguides using Transmission-Line Super Theory”, in *Proc. International Symposium on Electromagnetic Compatibility, EMC Europe 2012, Rome, Italy, Sep. 2012*
- [9] R. Rambousky, J. Nitsch, and H. Garbe, “Application of Transmission-Line Super Theory to multi-wire TEM-waveguide structures”, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, PP(99):1-9, 2013
- [10] F. Gantmacher, „The theory of matrices“, Chelsea Publishing Company, New York, 1984