

Modellierung geschirmter Leistungskabel im Frequenzbereich der EMV

Stefan-Peter Weber, Leistungselektronik und EMV, Fraunhofer IZM, Berlin

André Linde, Student der Elektrotechnik, TU Berlin

Dr. Eckart Hoene, Leistungselektronik und EMV, Fraunhofer IZM, Berlin

Dr. Stephan Guttowski, Advanced System Development, Fraunhofer IZM, Berlin

Werner John, Advanced System Engineering, Fraunhofer IZM, Paderborn

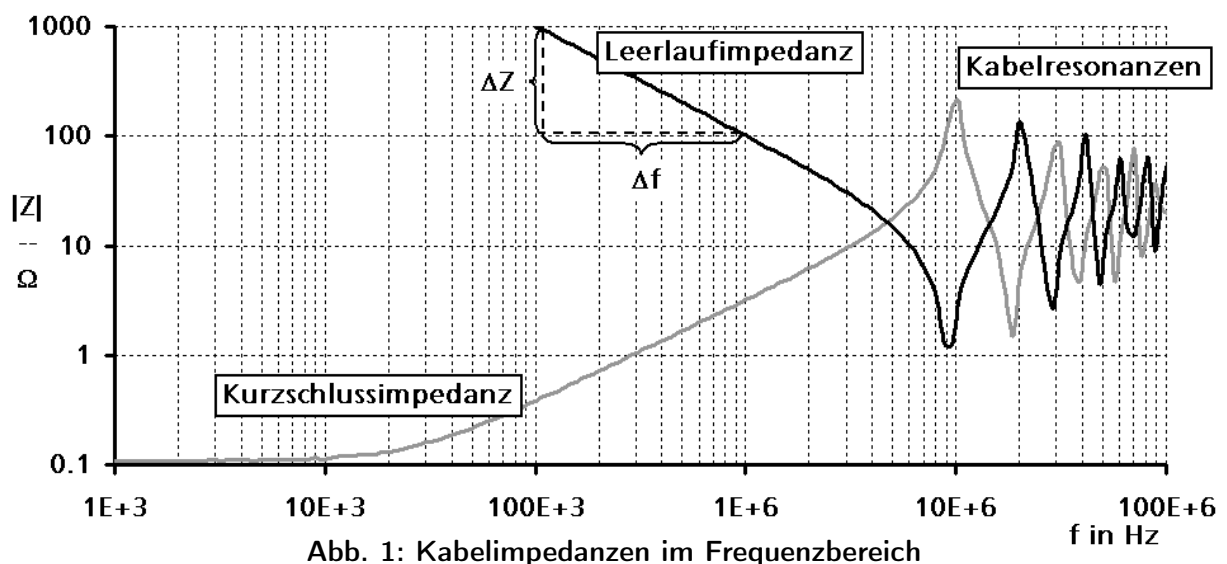
Prof. Dr.-Ing. Dr. E.h. Herbert Reichl, FSP Technologien der Mikroperipherik, TU Berlin¹

1. Leistungskabel in der EMV-Simulation

Nicht nur in der Leistungselektronik ist die simulative Analyse leitungsgeführter Störungen ein wichtiges Werkzeug zum effizienten Entwurf von EMV-Filtern. Bei leistungselektronischen Antrieben haben die Kabelstrecken, insbesondere zwischen Frequenzumrichter und angeschlossenem Motor, einen gewichtigen Einfluss auf leitungsgebundene Störungen. Die vorliegende Arbeit beinhaltet ein physikalisches Kabelmodell mit einer Gültigkeit bis ca. 100 MHz. Entscheidend ist in diesem Zusammenhang, dass die benötigten Parameter des Modells aus der Kabelgeometrie und den dielektrischen Eigenschaften berechnet werden. Ein solches Modell ist von besonderem Interesse, wenn die Störausbreitungen in leistungselektronischen Systemen vor deren Aufbau vorausbestimmt werden sollen. Das hier vorgestellte Modell dient somit zur Überprüfung der EMV-Konformität im Entwicklungsstadium eines leistungselektronischen Systems.

In dem Leistungsbereich von ein bis 500 kW werden Motorkabel, je nach den Störemissionsanforderungen der Umgebung, geschirmt oder ungeschirmt ausgeführt. Dreiphasige Antriebe werden in der Regel ohne Null-Leiter angeschlossen. Meist wird auch bei geschirmten Kabeln ein PE mitgeführt. In dieser Arbeit werden ein- bis dreiphasige Kabel mit und ohne PE behandelt.

¹Diese Arbeit wurde durch die Europäische Union kofinanziert.



2. Hochfrequenzverhalten geschirmter Kabel

Abbildung 1 zeigt den Verlauf der Kabelimpedanz in doppeltlogarithmischer Darstellung. Die Leerlaufimpedanz weist im nieder- und mittelfrequenten Bereich eine mit 20 dB pro Dekade fallende Flanke auf. Diese ist durch die Kabelkapazitäten bestimmt, da im Leerlauf der gesamte Strom über die zunächst sehr hochohmige Impedanz der Isolierung zum Rückleiter fließen muss. Die Phasenverschiebung φ der Leerlaufimpedanz liegt in diesem Bereich bei einem konstanten Wert zwischen -89° und -90° . Die Abweichung der Phasenlage φ von -90° wird Verlustwinkel δ genannt. Da der Verlustwinkel hier vernachlässigbar klein ist, lässt sich aus der Leerlaufimpedanz die Kabelkapazität ermitteln:

$$C = \frac{1}{\omega |Z|}$$

Im Kurzschlussfall werden Kabelkapazitäten erst bei den Resonanzfrequenzen wirksam. Dementsprechend zeigt die Kurzschlussimpedanz im niederfrequenten Bereich den ohmschen Widerstand des Kabels. Zu mittleren Frequenzen hin wird die Kabelinduktivität wirksam und die Kurzschlussimpedanzkurve geht in eine mit 20dB pro Dekade steigende Flanke über. In diesem Frequenzbereich kann man die Kabelinduktivität messen:

$$L = \frac{|Z|}{\omega}$$

Im mittleren Frequenzbereich ist der ohmsche Widerstand sowie der Verlustwinkel δ des Kabels verhältnismäßig klein und das Kabel kann als verlustlose Leitung angesehen werden. Für eine solche Leitung ist es zulässig die Ausbreitungsgeschwindigkeit v aus den bereits bestimmten Größen L und C zu ermitteln:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} = \frac{l}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

L' und C' stellen in obiger Formel die auf die Kabellänge l bezogenen Größen Induktivitäts- $\frac{L}{l}$ und Kapazitätsbelag $\frac{C}{l}$ dar. Aufgrund der Dualität des elektrischen und des magnetischen Feldes fällt die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Geometrie des Kabels heraus und v ist nur noch eine Funktion der Materialparameter μ und ϵ . Unter der Annahme einer Permeabilität von $\mu = \mu_0$ kann mit diesem Zusammenhang die effektive Permittivität ϵ_{eff} gemessen werden.

$$\epsilon_r = \frac{L' C'}{\mu_0 \epsilon_0}$$

Die gemessene Permittivität weicht von der Permittivität des Leiterisolationsmaterials ab, da im Kabel keine homogenen Isolierstrecken vorhanden sind. Motorkabel sind neben den Kupferleitern aus mit Luft und mit Isolierstoff gefüllten Bereichen aufgebaut. Siehe dazu auch Abbildung 2. Die Permittivitätszahl dieses Stoffgemischs ist somit eine andere als die des reinen Isolierstoffes. Um sich den immensen Aufwand der Berücksichtigung komplizierter Reihen- und Parallelanordnungen von luftgefüllten und isolierstoffgefüllten Kapazitätsanordnungen zu ersparen, wird die effektive Permittivitätszahl eingeführt. Für das Verhältnis zwischen der Permittivität des reinen Isolierstoffes und der im Kabel vorliegenden Struktur ergeben sich zwei Faktoren. Diese Faktoren sind unabhängig von der Aderanzahl, jedoch fällt die effektive Dielektrizität im Ader-Schirm-Bereich mit $\epsilon_{eff} = 0,83 \epsilon_r$ etwas größer aus als im Ader-Ader-Bereich $\epsilon_{eff} = 0,73 \epsilon_r$. Diese Umrechnungsfaktoren beruhen auf den an verschiedenen Kabelprüflingen gemessenen Permittivitätswerten. Werden die Permittivitätswerte der Leiterisolation aus Datenblättern oder Isolierstofftabellen entnommen, so müssen diese Umrechnungsfaktoren berücksichtigt werden, wenn die Tabellenangaben auf die Kabel angewendet werden sollen.

Im hochfrequenten Bereich sind in Abbildung 1 die Kabelresonanzen zu sehen. Resonanzfrequenzen in elektrischen Systemen sind im Allgemeinen anti-proportional zum Wurzelprodukt aus Induktivität und Kapazität: $f_r \sim \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Wie bereits gezeigt wurde, lässt sich dieser Term auf das Produkt $\mu\epsilon$ zurückführen: $f_r \sim \frac{1}{l} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon}}$. Da diese Parameter Konstanten des Kabels sind, sollte die Resonanzfrequenz der ersten Resonanz nur abhängig von der Kabellänge und der relativen Kabelpermittivität ϵ_r sein. Die folgenden n höherfrequenten Resonanzstellen liegen dann bei der n -fachen Frequenz der ersten Resonanzfrequenz. Außerdem sollten die Resonanzfrequenzen unabhängig vom Beschaltungsfall gleich sein. Die während dieser Untersuchung messtechnisch gemachten Erfahrungen bestätigen diese theoretischen Sachverhalte weitgehend, jedoch lassen sich die Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit der bisher berücksichtigten Größen nur sehr ungenau vorausbestimmen. In Kapitel 5 wird gezeigt, dass die Frequenzabhängigkeit des Dielektrikums, insbesondere die der dielektrischen Verluste, bei der exakten Berechnung der Resonanzfrequenzen berücksichtigt werden muss.

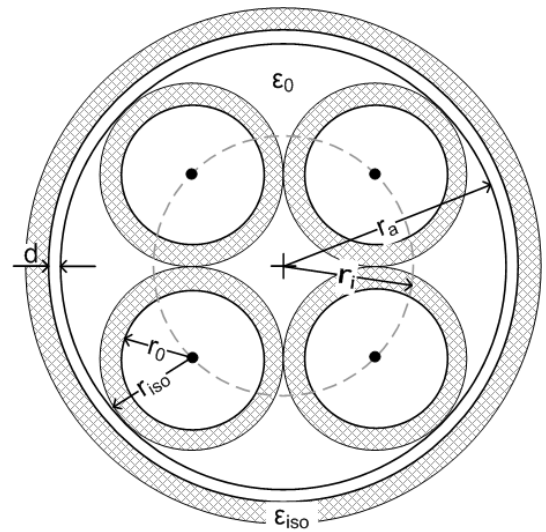


Abb. 2: Querschnitt eines vieradrigen Kabels.

3. Struktur des Kabelmodells

Das verwendete Kabelmodell mit ohmschen Widerständen, partiellen Induktivitäten und kapazitiven Leitungsbelägen ist in Abbildung 3 als Γ -Element für einen Leiter und den Schirm dargestellt.

Innerhalb jedes Modellelementes wird jedem möglichen Stromausbreitungspfad, dies sind alle Adern sowie der Schirm, ein Widerstandsbelag, ein Induktivitätsbelag und ein Kapazitätsbelag gepaart mit einem Widerstandsbelag gegen jeden anderen Stromausbreitungspfad zugeordnet. Damit kann dieses Modell das Kabel vollständig nachbilden, unabhängig von der äußeren Beschaltung. Die Komplexität des Modells wächst schnell mit der Aderanzahl. Jedes Leitungselement des 4-adrigen geschirmten Kabels hat beispielsweise 30 Parameter. Die Annahme einer höheren Genauigkeit je mehr Leitungselemente man bei der Berechnung verwendet, stellt sich beim Vergleich mit der exakten Lösung der Leitungsgleichungen als unrichtig heraus. Es ist nicht möglich, allgemein eine optimale Anzahl an Leitungselementen anzugeben. In der Praxis sind zehn Leitungselemente aber völlig ausreichend, da mit jedem Leitungselement eine Resonanz modelliert wird. Bei Kabeln mit weniger als vier Adern kann auch mit 15 oder 20 Leitungselementen mit vernünftigen Rechenzeiten im Frequenzbereich gearbeitet werden.

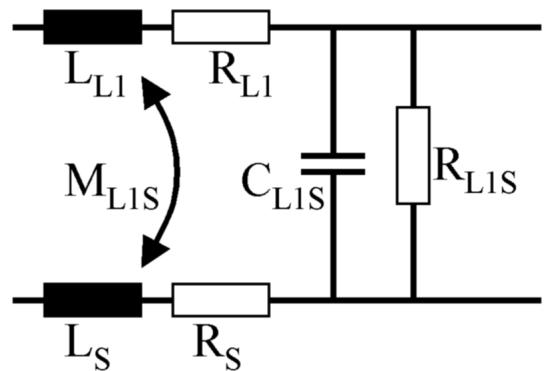


Abb. 3: Ersatzschaltbild eines geschirmten Kabels mit einer Ader.

4. Berechnung der Kabelparameter

Bei der Berechnung der Kabelparameter wird von einer gewissen Kabelsymmetrie ausgegangen. Erstens liegen alle Adermittelpunkte auf einem inneren Kreis mit dem Radius r_i und zweitens sind alle Adern des Kabels als gleich groß angenommen. Dies entspricht dem geometrischen Aufbau der meisten Kabel. Diese geometrische Symmetrie bedingt unter anderem, dass alle

Ader-Schirm-Kapazitäten und alle Ader-Eigeninduktivitäten sowie Gegeninduktivitäten mit der Schirminduktivität gleich groß sind. Die Berechnung der Widerstände erfolgt über die bekannte Leitfähigkeit von Kupfer, die Kabellänge und den durch den Skineneffekt in Abhängigkeit von der Frequenz verminderten Kupferquerschnitt. Die dem Strom zur Verfügung stehende Querschnittsfläche kann gut aus dem Produkt von Umfang und Eindringtiefe angenähert werden. Bei der Berechnung der Induktivitäten wurde das Prinzip der partiellen Induktivitäten nach Clayton Paul angewendet [2].

4.1 Berechnung der partiellen Kabelinduktivitäten

Der große Vorteil der Methode der partiellen Elemente ist, dass jedem Leiterelement eine partielle Eigeninduktivität, sowie Gegeninduktivitäten gegen jeden anderen Leiter im System zugeordnet wird. Die Methode der partiellen Elemente ermöglicht so die Modellierung von Mehrleiteranordnungen, ohne dass bekannt sein muss, welcher Leiter für welches Signal den Rückleiter darstellt. Die ermittelten partiellen Induktivitäten stellen eine Rechengröße dar, die sich nicht direkt messen lässt.

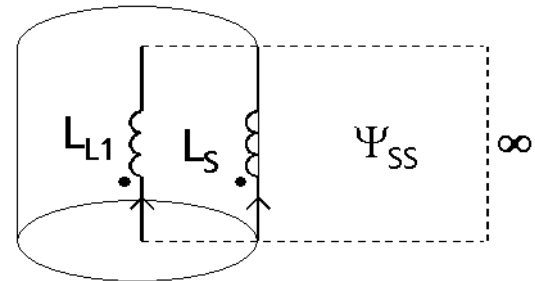


Abb. 4: Berechnung partieller Eigen- und Gegeninduktivitäten.

Messen kann man nur die Induktivität eines geschlossenen Stromkreises. Die Induktivität einer geschlossenen Schleife ergibt sich dann eindeutig aus den partiellen Eigen- und Gegeninduktivitäten. Erst durch das Zusammenwirken aller partiellen Induktivitäten eines geschlossenen Stromkreises bilden sie die reale Induktivität nach.

Berechnet werden die partiellen Induktivitäten unter der Annahme, der magnetische Fluss würde ausschließlich eine Fläche durchstoßen, die von dem Leitungsstück und zwei, bis ins Unendliche verlängerten, Senkrechten auf den Enden des jeweiligen Leitungsstückes umschlossen wird. Vergleiche hierzu Abbildung 4. Die Eigeninduktivität jeder Ader berechnet sich zu:

$$L = \frac{l\mu_o}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{l}{r_o} + \sqrt{\left(\frac{l}{r_o}\right)^2 + 1} \right) + \frac{r_o}{l} - \sqrt{\left(\frac{r_o}{l}\right)^2 + 1} \right]$$

Mittels der obigen Gleichung werden die partiellen Eigeninduktivitäten der Adern und des Schirms berechnet. Zur Berechnung der partiellen Ader-Eigeninduktivitäten wird der gemessene Aderradius r_0 verwendet. Beim Schirm muss für r_0 der Außenradius $r_a + d_{Sch}$ des Schirms eingesetzt werden, wobei die Schirmdicke d_{Sch} der räumlichen Ausdehnung des Geflechts entspricht. Die partielle Eigeninduktivität des Schirms ist gleich dem magnetischen Fluss im Außenraum des Schirms bezogen auf den Schirmstrom, der diesen Fluss hervorruft. Da alle Innenleiter mit ihrem im Unendlichen gedachten Rückleiter eben diesen Fluss vollständig umfassen, gilt:

$$M_{LS} = M_{SL} = L_S$$

Für die Gegeninduktivitäten zwischen parallelen Leitungsstücken –wie den Kabeladern– ergibt sich die gleiche Formel, nur spielt der Querschnitt der Leiter keine Rolle mehr. Entscheidend ist nur der Abstand d der Zentren der beiden Leiter.

$$M = \frac{l\mu_o}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{l}{d} + \sqrt{\left(\frac{l}{d}\right)^2 + 1} \right) + \frac{d}{l} - \sqrt{\left(\frac{d}{l}\right)^2 + 1} \right]$$

	2-adrig	3-adrig	4-adrig
d	$2 \cdot r_i$	$\sqrt{3} \cdot r_i$	$\sqrt{2} \cdot r_i$
d_2	—	—	$2 \cdot r_i$

Tab. 1: Abstände der Leiterzentren in Abhängigkeit von r_i

Der Zusammenhang zwischen r_i und dem Abstand dieser Leiterzentren in Abhängigkeit der Aderanzahl ist in Tabelle 1 gegeben. Die Größe r_i hängt von der Isolationsstärke ab und ist für jedes Kabel einzeln zu ermitteln.

Man beachte, dass die Kabellänge in die Berechnung der partiellen Induktivität nicht linear eingeht, wie man es von der zweidimensionalen Berechnung gewohnt ist. Für exakte Ergebnisse ist hier stets die Gesamtlänge des Kabels einzusetzen, da die Gleichungen umso genauer sind, je größer $\frac{l}{r_0}$ ist. Die partielle Induktivität pro Leitungselement erhält man, indem man durch die Elementanzahl dividiert.

4.2 Berechnung der Kapazitätsbeläge mehradriger geschirmter Kabel

Die Teilkapazitäten mehradriger geschirmter Kabel werden in einer zweidimensionalen elektrostatischen Feldbetrachtung berechnet mit Hilfe des elektrischen Potentials unter Vernachlässigung des Feldes am Rand des Kabels. Als Quellen des elektrischen Feldes werden Linienladungen in den Zentren der Kabeladern angenommen. Bei der Positionierung der Ladungen im Zentrum macht man einen Fehler, der umso größer ausfällt, je größer der Aderradius ist. Um die Äquipotenzialfläche an der Stelle des Kabelschirms zu erzeugen, werden die Linienladungen über das Gesetz der reziproken Radien nach außen gespiegelt. Aus dieser Verteilung der Linienladungen können dann die Potentiale an den Leiteroberflächen und auf dem Schirm durch Potentialüberlagerung berechnet werden. [1]

Die Potentialdifferenzen zwischen den Leiteroberflächen untereinander und der Leiter gegen den Schirm sind dann in Abhängigkeit der Linienladungen und der Geometrie in Matrizenform gegeben. Die in Abbildung 5 dargestellten Ersatzschaltbilder liefern dann die Matrixgleichungen

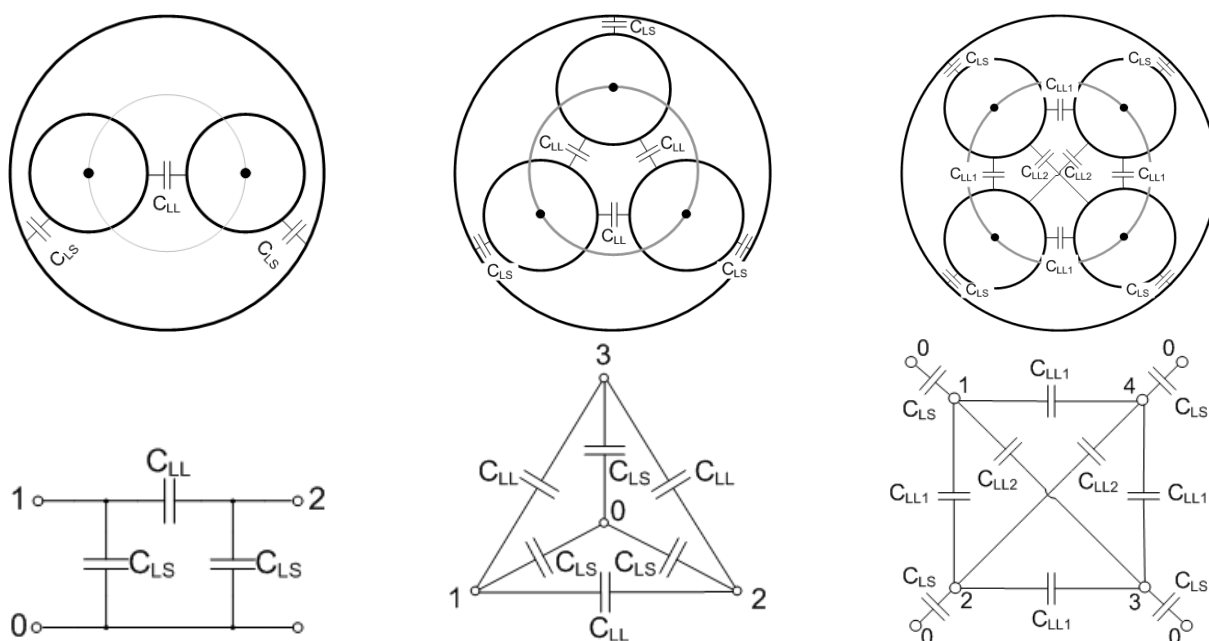


Abb. 5: Teilkapazitäten bei verschiedener Aderzahl

	2-adrig	3-adrig	4-adrig
C'_{LS}	$\frac{k}{\ln(\frac{1}{2}g^2f(1-\frac{1}{g^4}))}$	$\frac{k}{\ln(\frac{g^3f}{3}(1-\frac{1}{g^6}))}$	$\frac{k}{\ln(\frac{g^4f}{4}(1-\frac{1}{g^8}))}$
C'_{LL}	$\frac{k \cdot \ln(\frac{g}{2}(1+\frac{1}{g^2}))}{\ln(\frac{1}{2}g^2f(1-\frac{1}{g^4})) \cdot \ln(2f\frac{g^2-1}{g^2+1})}$	$\frac{k}{2} \frac{\ln(\frac{g^2}{3}(1+\frac{1}{g^2}+\frac{1}{g^4}))}{\ln(\frac{fg^3}{3}(1-\frac{1}{g^6})) \cdot \ln(\frac{3f}{g} \frac{1-\frac{1}{g^2}}{1+\frac{1}{g^2}+\frac{1}{g^4}})}$	$\frac{k}{2} \frac{\ln(\frac{g^2}{2}(1+\frac{1}{g^4}))}{(\ln(\frac{fg^2}{2}(1-\frac{1}{g^4}))^2 - (\ln(\frac{g^2}{2}(1+\frac{1}{g^4})))^2)}$
ungeschirmt			
C'_{LL}	$k \cdot \frac{1}{2\ln(2f)}$	$k \cdot \frac{1}{3\ln(\sqrt{3}f)}$	$k \cdot \frac{1}{4\ln(f)}$
im 4-adrigen Fall zusätzlich			
C'_{LL2}	$k \cdot \frac{\ln(\frac{g}{2}(1+\frac{1}{g^2})) \cdot \ln(\frac{fg^2}{2}(1-\frac{1}{g^4})) - 2\ln(\frac{g}{\sqrt{2}}\sqrt{1+\frac{1}{g^4}})}{\ln(2f\frac{g^2-1}{g^2+1})[(\ln(\frac{fg^2}{2}(1-\frac{1}{g^4}))^2 - (\ln(\frac{g^2}{2}(1+\frac{1}{g^4})))^2]}$		
ungeschirmt			
C'_{LL2}	$k \cdot \frac{\ln(\frac{f}{2})}{4\ln(2f) \cdot \ln(f)}$		

Tab. 2: Berechnung der Kapazitätsbeläge geschirmter und ungeschirmter Kabel

chung für die Ladung in Abhängigkeit von der Spannung und den jeweiligen Teilkapazitäten. Durch Vergleich dieser beiden Matrixgleichungen können die Kapazitäten in Abhängigkeit der Geometrie schließlich berechnet werden.

In Tabelle 2 sind die Berechnungsergebnisse für die Leiter-Leiter und Leiter Schirmkapazitäten für zwei- bis vieradrigte Kabel dargestellt. Die Größen $g = \frac{r_a}{r_i}$ und $f = \frac{r_i}{r_0}$ sind Geometrieparameter. Die Kapazitäten für den ungeschirmten Fall lassen sich aus dem geschirmten Fall ermitteln, indem man den Geometrieparameter g gegen unendlich laufen lässt. Der Fehler, welcher bei dieser Berechnung entsteht, resultiert hauptsächlich aus der angenommenen Lage der Linienladung. Die Leiteroberflächen sind ebenso Äquipotenzialflächen wie der Schirm. Die Annahme der Linienladungen im Zentrum der Leiter ist hierfür jedoch nicht ganz korrekt. Nur wenn der Eigenradius der Leiter r_0 wesentlich kleiner ist als der Schirminnenradius r_a , wird die Randbedingung der Äquipotenzialflächen an den Leiteroberflächen erfüllt. Bei leistungselektronischen Kabeln von zwei bis vier Adern liegt das Verhältnis r_a/r_0 jedoch bei Werten zwischen drei und sieben. Es müssten eigentlich exzentrische Lagen der Linienladungen berechnet werden, welche dann jedoch von der Beschaltung der Kabel abhingen. Der Fehler, welcher durch die zentrisch angenommene Lage entsteht, kann durch den Vergleich mit numerischen Feldberechnungen quantifiziert werden. Er beträgt in extremen Fällen bis zu 40%, in vielen Fällen jedoch deutlich darunter.

Im Faktor $k=2\pi\epsilon$ der Kapazitätsberechnung steckt noch der relative Permittivitätsfaktor ϵ_r . Dieser ist, wie bereits erläutert, aus Isolierstofftabellen zu entnehmen und auf die effektive Permittivität umzurechnen.

Im Weiteren sind die Parameter R_{LL} und R_{LS} des Modells zu bestimmen. Diese beschreiben nicht nur den ohmschen Widerstand der Isolierung, sondern auch die dielektrischen Verluste im Isolationsmaterial. Wie die folgenden Ausführungen zeigen, sind sie frequenzabhängige Größen genau wie die, aufgrund des Skineffekts, mit der Frequenz ansteigenden Kupferwiderstände.

5. Frequenzabhängigkeit des Dielektrikums

Die dielektrischen Verluste werden über den Verlustwinkel δ erfasst. Der Verlustfaktor $\tan \delta$ ist definiert als das Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil des Stromes durch das Dielektrikum. Der imaginäre Anteil ist hierbei der kapazitive Strom I_C und der Realteil ist der Verluststrom I_δ .

Über $U = I_C \cdot Z_C$ und $U = I_\delta \cdot R_{LS}$ bzw. R_{LL} und die Definitionsgleichung von $\tan \delta$ lassen sich die Widerstände R_{LS} und R_{LL} des Kabelmodells bestimmen:

$$|R| = \left| \frac{1}{\omega C \tan \delta} \right|$$

Es ist der Gleichung zu entnehmen, dass diese dielektrischen Widerstände bereits eine Frequenzabhängigkeit besitzen, wenn der Verlustwinkel δ im niederen Frequenzbereich konstant ist. Vergleicht man in Abbildung 6 Messung und Simulation der Kabelimpedanz mit den bisher getroffenen Annahmen, so stellt man fest, dass die Resonanzfrequenzen noch nicht richtig vorausberechnet sind und die Impedanzen bei den Kabelresonanzen stark überhöht ausfallen.

Der Grund für die verbliebene Abweichung liegt in den Frequenzgängen der dielektrischen Eigenschaften: Verlustwinkel und Permittivität. Der physikalische Hintergrund dieser Frequenzabhängigkeit ist, dass die dielektrischen Eigenschaften der Isolierung auf ihre Polarisationsfähigkeit gründen.

Bei hohen Frequenzen können die Träger der Polarisation – wie bipolare Moleküle, Ionen oder ausgerichtete Elektronenhüllen – der Feldänderung nicht mehr folgen. Sie lassen sich so-

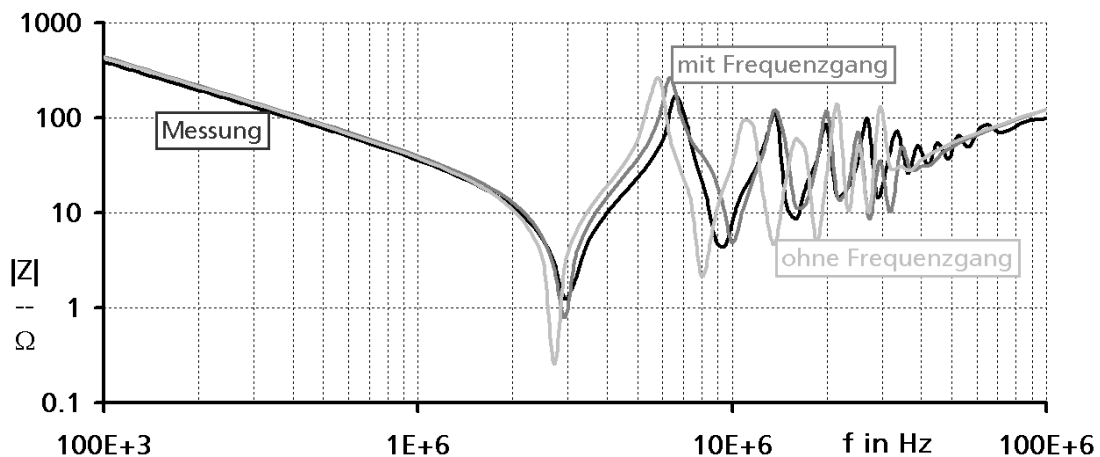


Abb. 6: Vergleich der Simulationen mit und ohne modelliertem Frequenzgang von ϵ_r und δ

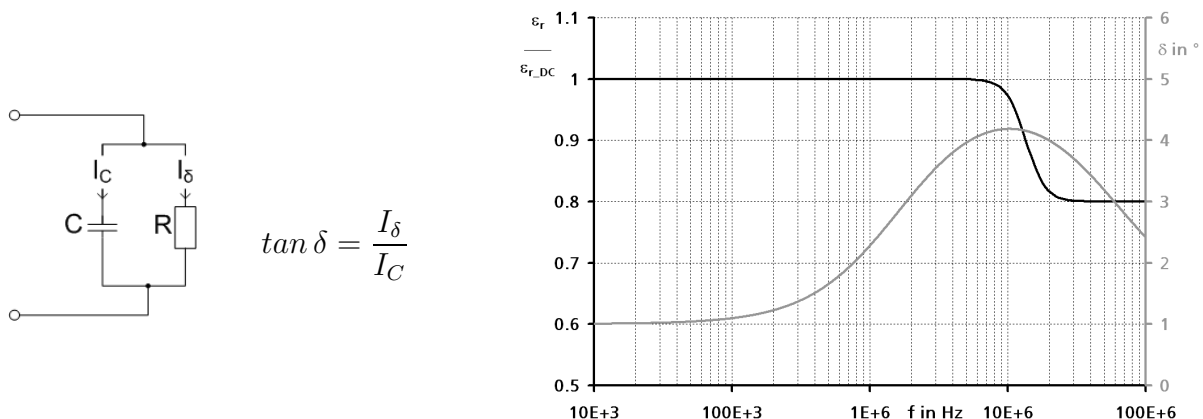


Abb. 7: Frequenzgänge für δ und ϵ von PVC isolierten Kabeln

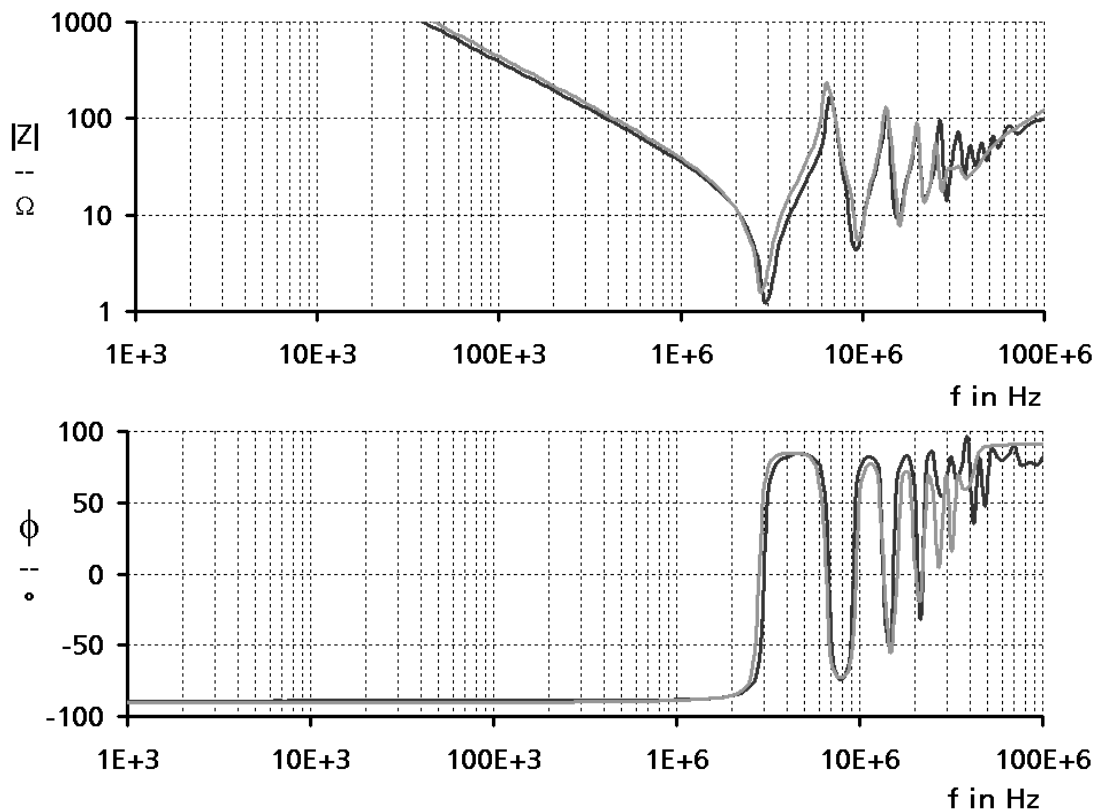


Abb. 8: Asymmetrische Leerlaufimpedanz eines vieradrigen Motorkabels; Simulation grau

mit nicht mehr polarisieren. Die größte Trägheit weist hierbei die Orientierungspolarisation, die als erste aussetzt und als Hauptsächliche im betrachteten Frequenzbereich zu berücksichtigen ist. Als Folge der zurückgehenden Polarisationsfähigkeit geht auch der relative Permittivitätsfaktor ϵ_r um einen gewissen Faktor zurück. Das Aussetzen einer Polarisationsfähigkeit ist stets von einem Ansteigen der dielektrischen Verluste begleitet, ausgedrückt durch den Verlustwinkel δ . Diese Verluste sind bei den Frequenzen maximal, bei welchen auch die Änderung der Permittivität maximal ist. [3]

Weiterhin ist zu beachten, dass diese Frequenzgänge stark von dem verwendeten Isolationsmaterial bzw. dessen Molekularstruktur abhängen. Den im Rahmen dieser Arbeit erstellten Kabelmodellen sind die Frequenzgänge für PVC-Aderisierungen (Abbildung 7) hinterlegt. Bei Polyethylen-Isolierung würde die Polarisationsfähigkeit erst bei höheren Frequenzen nachlassen.

Im Bereich der Resonanzfrequenzen kann ein Kabel nicht mehr als verlustlose Leitung betrachtet werden. Die Resonanzfrequenzen sind damit nicht mehr nur von der Kabellänge und der relativen Permittivität abhängig, sondern auch von den frequenzabhängigen Verlusten. Mit der Modellierung der Frequenzabhängigkeit der dielektrischen Eigenschaften PVC-isolierter Kabel aus Abbildung 7 lässt sich die Impedanznachbildung, insbesondere die Resonanzstellennachbildung, deutlich verbessern. In Abbildung 8 ist die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung der Impedanz eines 15m langen Motorkabels in Betrag und Phase gezeigt. Alle untersuchten Kabeltypen konnten mit dem beschriebenen Modellierungsverfahren mit dieser hohen Genauigkeit nachgebildet werden. Dabei ist der Aufwand für die Parametrisierung bei Verwendung der ermittelten Frequenzgänge sehr überschaubar.

6. Zusammenfassung

Die Untersuchungen an verschiedenen Kabeln haben gezeigt, dass zur Nachbildung des Hochfrequenzverhaltens geschirmter Kabel sowohl für asymmetrische als auch für symmetrische Signale ein aus Leitungselementen nach Abbildung 3 aufgebautes Modell notwendig ist. Als vernachlässigbar hat sich lediglich die innere Induktivität der Leiter sowie die Nichtidealität des Schirms erwiesen. Der Schirm wird wie eine massive Kupferschicht behandelt. Effekte wie Loch- und Schlitzabstrahlung oder verstärkte Kopplung mit der Umgebung, welche aufgrund seiner Drahtgeflechteigenschaft existieren, treten erst jenseits des betrachteten Frequenzbereiches signifikant in Erscheinung. Zur entscheidenden Verbesserung der Modellierung hat die Berücksichtigung des Frequenzgangs der dielektrischen Eigenschaften beigetragen.

Bei der vorliegenden Untersuchung ist die Messung von Kabelimpedanzen zur Verifikation der Modellierung benutzt worden. Die Kabelcharakteristika treten besonders deutlich bei Messung der Leerlauf- und Kurzschlussimpedanz auf. Beide Impedanzen sind jeweils für asymmetrische Signale und die möglichen symmetrischen Beschaltungsfälle untersucht worden. Mit den in dieser Arbeit vorgestellten Methoden und Berechnungsverfahren zur Kabelmodellierung lässt sich das Verhalten der Übertragungsstrecke Kabel bis zu mehreren 10MHz nachbilden. Der Nachbildungsfehler liegt unter 3dB bis zur ersten Resonanzfrequenz. Bei einzelnen höheren Frequenzen können auch Abweichungen bis zu 10dB auftreten. Diese Genauigkeit ist in der Praxis völlig ausreichend. Eine Verbesserung der Genauigkeit im oberen Frequenzbereich ist bei genauer Kenntnis der Eigenschaften des Isolationsmaterials denkbar.

Es lassen sich mit der vorgestellten Methodik auch andere als die hier behandelten Kabelstrukturen modellieren, wenn die für die Anwendung der Spiegelungsmethode erforderlichen Symmetriebedingungen erfüllt sind. Die Erstellung eines Modells für ein dreiphasiges Kabel mit symmetrisch verteiltem PE wäre beispielsweise eine sinnvolle Ergänzung für die entwickelte Modellbibliothek.

Literatur

- [1] Küpfmüller · Kohn *Theoretische Elektrotechnik und Elektronik*, 15. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, pp. 96, 97, 114-123, 2000
- [2] Clayton R. Paul *Introduction to Electromagnetic Compatibility*, John Wiley and Sons, Inc., Third Avenue, New York, NY, 1994
- [3] Andreas Küchler *Hochspannungstechnik, Grundlagen-Technologie-Anwendungen*, 2., vollständig bearbeitete und erweiterte Aufl. Springer-Verlag Berlin; Heidelberg; New York, pp. 237-262, 2005
- [4] R.Papazyan, P.Peterson, H.Edin, R.Eriksson, U. Gäfvert *Extraction of the High Frequency Power Cable Characteristics from S-Parameter Measurements*, IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 11, 2004
- [5] G.Mugala, R.Erikson, U.Gäfvert, P.Petterson *Measurement Technique for High Frequency Characterization of Semi-conducting Materials in Extruded Cables*, IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 11, 2004
- [6] T. Dhaene, D. De Zutter *Selection of Lumped Element Models for Coupled Lossy Transmission Lines*, IEEE Transaction on Computer-aided Design, Vol. 11, No. 7, July 1992