

Hochfrequente Signale und Störungen auf geräusch- und fehlerbehafteten Hochspannungsleitungen

Autor(en): **Eggimann, F. / Senn, W. H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses**

Band (Jahr): **68 (1977)**

Heft 6

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-915010>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Hochfrequente Signale und Störungen auf geräusch- und fehlerbehafteten Hochspannungsleitungen

Von F. Eggimann und W. H. Senn

621.396.44:621.391.82

Die Trägerfrequenzübertragung über Hochspannungsleitungen bildet das Rückgrat der Nachrichtenverbindungen vieler Elektrizitätsgesellschaften. Ihr Einsatz für die Übertragung von Daten und Fernauslöse- oder Schutzsignalen verlangt eine hohe Verfügbarkeit unter allen Umständen. Die genaue Berechnung der Ausbreitung hochfrequenter Wellen auf dem Mehrleitersystem einer Hochspannungsleitung beruht auf der Theorie der modalen Analyse, d.h. auf der Eigenwertanalyse der komplexen Spannungsübertragungsmatrix. Damit können Phänomene wie modale Auslöschung oder Einflüsse von Erdschlüssen auf die Hochfrequenz-Empfangsleistung sowie die störende Koronageräuschleistung exakt berechnet werden. In dieser Arbeit werden aufgrund einer Vielzahl durchgeführter Eigenwertanalysen allgemeingültige Zusammenhänge formuliert und in graphischer Form dargestellt. Die Darstellungen erlauben in vielen Fällen die Angabe von Näherungsergebnissen ohne den Einsatz des Grossrechners, mindestens aber die Beurteilung, ob eine genaue Berechnung notwendig ist oder nicht.

La transmission par fréquence porteuse le long de lignes à haute tension est indispensable pour de nombreuses entreprises électriques. Son emploi pour la transmission de données et de signaux de télécommande ou de protection requiert une très bonne disponibilité en toutes circonstances. Le calcul précis de la propagation d'ondes à haute fréquence le long des conducteurs d'une ligne à haute tension est basé sur la théorie de l'analyse modale, c'est-à-dire sur l'analyse des valeurs intrinsèques de la matrice complexe de transmission de tension. Cela permet de calculer exactement des phénomènes, tels que l'extinction modale ou les influences de défauts à la terre sur la puissance de réception à haute fréquence, ainsi que la puissance perturbatrice due au bruit de l'effet de couronne. En se basant sur de nombreuses analyses de valeurs intrinsèques, les auteurs formulent des relations valables d'une façon générale et les présentent par des graphiques. Dans de nombreux cas, ces représentations permettent l'indication de résultats approchés, sans avoir recours à un grand calculateur électronique, au moins pour pouvoir juger si un calcul plus précis est nécessaire ou non.

1. Einleitung

Mehrphasige Hochspannungsleitungen dienen seit langer Zeit dem Transport elektrischer Energie; Zweidrahtleitungen werden seit Beginn der Nachrichtentechnik für die Übertragung elektrischer Information benützt. Die beiden Übertragungssysteme, nach wirtschaftlichen Kriterien optimiert für ihren spezifischen Einsatzzweck, haben ganz verschiedene Ausbildungsformen angenommen: In der Energietechnik soll elektrische Leistung mit möglichst geringen Verlusten – Prozente oder Promille – übertragen werden, während in der Nachrichtentechnik hochempfindliche Empfänger noch mit Empfangsleistungen, die um den Faktor $10^4 \dots 10^{10}$ kleiner als die Sendeleistungen sind, auskommen können. Dass sich Hochspannungsleitungen parallel zur Energietransportaufgabe auch für die Übertragung von Nachrichtensignalen – Sprach- und Datensignalen – sehr gut eignen, ist eine Erkenntnis, die erst seit rund 40 Jahren in hohem Mass genutzt wird. Im Vordergrund steht dabei in der Regel die Übermittlung von Netzführungsinformation über Hochfrequenzkanäle. Am Anfang dieser «Trägerfrequenztechnik auf Hochspannungsleitungen», der sog. TFH-Technik, standen einfache, grundsätzliche Überlegungen, deren Richtigkeit durch das «Experiment», d.h. den praktischen Erfolg, bestätigt wurden. Vereinzelt erlebte man jedoch auch Überraschungen: Signaldämpfungen waren kleiner oder grösser als erwartet, bestimmte Ankopplungsvarianten erwiesen sich besser als andere. Für die Erklärung solcher Erfahrungen fehlte vorerst das mathematische Werkzeug, später noch längere Zeit der leistungsfähige Grossrechner.

Während die «Leitungstheorie», in ihrer einfachsten Form die Beschreibung der elektromagnetischen Vorgänge längs einer Zweidrahtleitung, zur grundlegenden Ausbildung jedes Nachrichtentechnikers gehört, ist das tiefere Verständnis der Hochfrequenzübertragung über mehrphasige Hochspannungsleitungen erst in den letzten 15 Jahren besser bekannt und bei der Planung der Verbindungen tatsächlich angewendet worden. Die exakte, problemabhängige numerische Auswertung ist noch jünger und an den Einsatz leistungsfähiger Digitalrechner gebunden.

Die Planung der TFH-Nachrichtenwege in Höchstspannungsnetzen stützt sich heute in hohem Mass auf die Theorie

der modalen Analyse. Ihre Grundzüge und technischen Konsequenzen sollen in den folgenden Abschnitten dargelegt werden. Sie erlaubt einerseits die exakte numerische Berechnung der Wellenausbreitungsvorgänge in Mehrleitersystemen, liefert andererseits jedoch auch die Mittel zur Herleitung allgemeingültiger Erkenntnisse, insbesondere über das Wesen der modalen Kompensation oder Auslöschung und über den Einfluss von Leitungsfehlern auf das Empfangssignal. Sie ermöglicht Angaben über optimale Ein- und Auskopplungsvarianten, über Geräuschabstände und Zusatzdämpfungen bei vereisten Leitungen und bei Leitungsfehlern, wie über den Einfluss von Leitungstranspositionen und andern Inhomogenitäten längs des Übertragungsweges. Ihre Resultate bildeten die Grundlage für die nachrichtentechnische Planung verschiedener wichtiger Höchstspannungsnetze auf der ganzen Welt, z. B. in der Türkei (400-kV-Leitungen Istanbul-Keban), in Afrika (Cabora Bassa ± 535 kV), in Südamerika (El Chocon 500 kV) und in Kanada (James Bay 735 kV).

Die in diesem Beitrag vorgestellten Erkenntnisse und Verallgemeinerungen wurden aufgrund von Hunderten von numerischen Eigenwertanalysen gewonnen. Die theoretischen Grundlagen finden sich in der Arbeit [1]¹⁾, spätere Beiträge zur Theorie in [2...5]. Die hier zusammengefasst vorgestellten Resultate bilden eine direkte Fortsetzung der Arbeiten [6...9]; erste Teilergebnisse sind in [10; 11] publiziert.

2. Grundzüge der modalen Analyse

2.1 Allgemeiner Ansatz für den eingeschwungenen Zustand

Eine allgemeine, verlustbehaftete, beliebig abgeschlossene n-phasige Leitung gemäss Fig. 1 stellt ein lineares Übertragungssystem dar; die im Vektor $\underline{V}_x^T = [V_{x1}, V_{x2}, \dots, V_{xn}]$ zusammengefassten n Phasenspannungen im Abstand x vom Nullpunkt der Leitung sind Linearkombinationen der n Phasenspannungen $\underline{V}_0^T = [V_{01}, V_{02}, \dots, V_{0n}]$ am Leitungsanfang:

$$\underline{V}_x = [H] \cdot \underline{V}_0 \quad (1)$$

Die quadratische Matrix [H] vom Typ (n, n) enthält als verallgemeinerte Übertragungsfunktion die Eigenschaften der

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

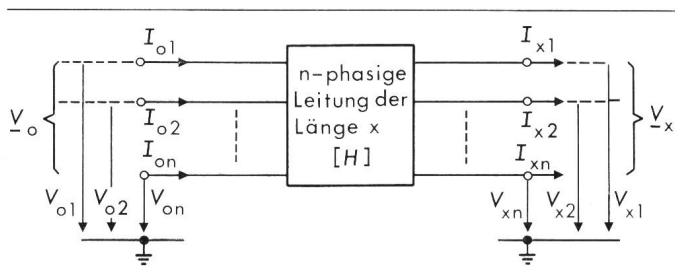


Fig. 1 n-phasige Leitung als lineares Übertragungssystem mit der Spannungsübertragungsmatrix $[H]$

Diese verknüpft die beiden Phasenspannungsvektoren \underline{V}_0 und \underline{V}_x am Anfang und Ende der Leitung: $\underline{V}_x = [H] \underline{V}_0$

Leitung und der Abschlüsse; ihre Elemente H_{ik} sind im allgemeinen komplexe Funktionen der Frequenz und von der Leitungsgeometrie, den elektrischen Eigenschaften der Phasenleiter, den Abschlussimpedanzen und der Erdleitfähigkeit abhängig.

$[H]$ beschreibt die lineare Transformation des Eingangsspannungsvektors \underline{V}_0 in den Ausgangsspannungsvektor \underline{V}_x . Beispielsweise gilt für die i -te Phasenspannung V_{xi} an der Stelle x

$$V_{xi} = H_{i1} V_{01} + H_{i2} V_{02} + \dots + H_{in} V_{0n} \quad (2)$$

Jede Phasenspannung hängt also in unübersichtlicher und spezifischer Weise von allen Phasenspannungen am Eingang ab; eine «Spannungsverteilung» \underline{V}_0 wird im allgemeinen in eine verschiedene Spannungsverteilung \underline{V}_x transformiert. Man kann nun die Frage stellen: Gibt es einen Eingangsspannungsvektor \underline{V}_0 derart, dass sich der Ausgangsspannungsvektor \underline{V}_x nur um eine multiplikative Konstante κ von \underline{V}_0 unterscheidet?

$$\underline{V}_x = [H] \cdot \underline{V}_0 = \kappa \underline{V}_0 \quad (3)$$

Die Fragestellung ist identisch mit dem Eigenwertproblem der linearen Algebra: Die n Lösungsvektoren $\underline{M}_0^{(i)}$ dieser Gleichung sind die n Eigenvektoren oder «Mode» der quadratischen, im allgemeinen komplexen und nichtsymmetrischen Matrix $[H]$, die multiplikativen Konstanten κ sind die n Eigenwerte von $[H]$; man erhält sie als Lösungen der charakteristischen Gleichung n -ten Grades

$$\det([H] - \kappa [E]) = 0 \quad (4)$$

worin $[E]$ die Einheitsmatrix von Typ (n, n) ist.

Für den i -ten Eigenvektor oder Mode $\underline{M}_0^{(i)}$ gilt z. B.

$$\underline{M}_x^{(i)} = [H] \cdot \underline{M}_0^{(i)} = \kappa_i \underline{M}_0^{(i)} \quad (5)$$

Er ist gekennzeichnet durch die Spannungsverteilung $\underline{M}_0^{(i)}$ über die Phasenleiter sowie durch die ihm zugeordnete komplexe Konstante κ_i , die Betrags- und Phasenänderungen beschreibt.

Die Gesamtheit aller Eigenvektoren bildet die Eigenvektormatrix $[M]$:

$$[M] = [\underline{M}_0^{(1)} \underline{M}_0^{(2)} \dots \underline{M}_0^{(n)}] \quad (6)$$

$$[\underline{M}_x^{(1)} \underline{M}_x^{(2)} \dots \underline{M}_x^{(n)}] = [H] \cdot [M] = [M] \cdot [L] \quad (7)$$

$[L]$ ist die Diagonalmatrix der Eigenwerte κ_i , $i = 1 \dots n$, der Leitung. Damit gilt:

$$[H] = [M] \cdot [L] \cdot [M]^{-1} \text{ oder } [M]^{-1} \cdot [H] \cdot [M] = [L] \quad (8, 9)$$

d. h. $[M]$, die modale Matrix, diagonalisiert $[H]$.

Eine beliebige Spannungsverteilung \underline{V}_0 kann mit der Inversen von $[M]$ eindeutig dargestellt werden als Linearkombination der n Mode:

$$\underline{c}_0 = [M]^{-1} \cdot \underline{V}_0 \quad (10)$$

Die Koeffizienten des Vektors \underline{c}_0 beschreiben die Anteile der einzelnen Mode am Leitungsanfang. Jeder Mode i wird entsprechend seinem Eigenwert κ_i gedämpft in x auftreten:

$$\underline{c}_x = \kappa_i \underline{c}_{0i}; \quad i = 1 \dots n \text{ oder } \underline{c}_x = [L] \cdot \underline{c}_0 \quad (11, 12)$$

Die Spannungsverteilung \underline{V}_x baut sich an der Stelle x gleicherweise aus den einzelnen Mode auf:

$$\underline{V}_x = [M] \cdot \underline{c}_x = [M] \cdot [L] \cdot \underline{c}_0 = [M] \cdot [L] \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{V}_0 \quad (13)$$

was sich auch durch direktes Einsetzen von Gl. (8) in (1) bestätigt.

2.2 Verknüpfung der Übertragungsmatrix $[H]$ mit den Eigenschaften der Leitung

Wenn es gelingt, die Elemente von $[H]$ mit denjenigen Größen zu verknüpfen, die die Leitung beschreiben, darf das Problem (Gl. 3) grundsätzlich als gelöst betrachtet werden. Der Zusammenhang ist über das Differentialgleichungssystem der n -phasigen Leitung zu suchen.

Für ein System mit n Leitern, deren Abstände viel kleiner als die Wellenlänge sind, gilt für die Beziehung zwischen dem Phasenspannungsvektor \underline{V} und dem Phasenstromvektor \underline{I}

$$\frac{d}{dx} (\underline{V}) = -[z] \cdot \underline{I} \text{ und } \frac{d}{dx} (\underline{I}) = -[y] \cdot \underline{V} \quad (14, 15)$$

Darin sind $[z]$ und $[y]$ die quadratischen, symmetrischen Serie-Impedanz- und Parallel-Admittanz-Belagsmatrizen der Leitung der Dimension Ω/m und S/m . Durch nochmalige Ableitung beider Gleichungen erhält man die bekannten Differentialgleichungen zweiter Ordnung:

$$\frac{d^2}{dx^2} (\underline{V}) = [z] \cdot [y] \cdot \underline{V} = [P] \cdot \underline{V} \quad (16)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} (\underline{I}) = [y] \cdot [z] \cdot \underline{I} = [P]^T \cdot \underline{I} \quad (17)$$

$$\text{mit } [P] = [z] \cdot [y] \text{ und } [P]^T = [y] \cdot [z] \quad (18, 19)$$

Ihre Lösungen sind für den einfachen Fall der einseitig unendlich langen (oder angepassten) Leitung gegeben durch

$$\underline{V}_x = \exp(-x [P]^{\frac{1}{2}}) \cdot \underline{V}_0 \text{ und } \underline{I}_x = \exp(-x [P]^{\frac{1}{2}}) \cdot \underline{I}_0 \quad (20, 21)^2$$

Durch Vergleich von (20) mit (1) erhält man die gesuchte Identität:

$$[H] = \exp(-x [P]^{\frac{1}{2}}) \quad (22)$$

Gemäss Gl. (9) diagonalisiert die modale Matrix $[M]$ die Übertragungsmatrix $[H]$, damit also auch die Matrix $\exp(-x [P]^{\frac{1}{2}})$.

Mit Hilfe der absolut konvergenten Potenzreihe²⁾ lässt sich zeigen, dass $[M]$ auch $[P]$ diagonalisiert. Sei $[A]$ die Diagonalmatrix der Eigenwerte λ_i von $[P]$, so gilt damit

²⁾ Die Matrix $\exp([X])$ ist über die Reihenentwicklung definiert:

$$\exp([X]) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{[X]^k}{k!} = [E] + [X] + \frac{[X]^2}{2!} + \dots$$

$$[A] = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_1^2 & & \\ & \ddots & \\ & & \gamma_n^2 \end{bmatrix} = [M]^{-1} \cdot [P] \cdot [M] \quad (23)$$

wobei der Einfachheit halber gesetzt wurde:

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i = \sqrt{\lambda_i} \quad (24)$$

Dies bedeutet nun für einen beliebigen Spannungsvektor am Ort x

$$\underline{V}_x = [M] \cdot \begin{bmatrix} e^{-\gamma_1 x} \\ \vdots \\ e^{-\gamma_n x} \end{bmatrix} \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{V}_0 \quad (25)$$

oder für den Spannungsmodus i an der gleichen Stelle x

$$\underline{M}_x^{(i)} = \underline{M}_0^{(i)} \cdot e^{-\gamma_i x} = \underline{M}_0^{(i)} \cdot e^{-x\alpha_i - jx\beta_i} \quad (26)$$

Ähnlich gilt für einen beliebigen Phasenstromvektor

$$\underline{I}_x = [N] \begin{bmatrix} e^{-\gamma_1 x} \\ \vdots \\ e^{-\gamma_n x} \end{bmatrix} \cdot [N]^{-1} \cdot \underline{I}_0 \quad (27)$$

oder für den i -ten Strommodus

$$\underline{N}_x^{(i)} = \underline{N}_0^{(i)} \cdot e^{-\gamma_i x} = \underline{N}_0^{(i)} \cdot e^{-x\alpha_i - jx\beta_i} \quad (28)$$

Die Eigenvektoren der Spannung berechnen sich dabei aus $[P]$, diejenigen des Stromes aus der transponierten Matrix $[P]^T$; ihre zu entsprechenden Moden gehörenden Dämpfungs- und Phasenbeläge α_i und β_i , definiert als Wurzeln der Eigenwerte von $[P]$ oder $[P]^T$, sind gleich.

Da die Matrix $[P]$, und mit ihr $[P]^T$, nicht symmetrisch ist, sind verschiedene Spannungs- und Strommodus im allgemeinen Fall nicht orthogonal, d. h., die Gesamtleistung lässt sich nicht exakt aus der Addition der modalen Leistungen berechnen; die numerischen Resultate zeigen aber, dass die Abweichungen in der Regel gering sind. Die Eigenvektoren können dann oft durch die sog. Clarke-Verteilung (Gl. 31) befriedigend angenähert werden, jedoch sind die numerischen Werte der Eigenwertsdifferenzen genau zu berechnen, da sie für die modale Auslöschung verantwortlich sind.

2.3 Störgeräusche auf TFH-Verbindungen

Wie jede elektrische Nachrichtenverbindung wird auch die TFH-Strecke durch Störgeräusche in ihrer Übertragungskapazität beschränkt. Die vorherrschenden Störungen haben ihre Ursache in der Regel im Energieübertragungssystem. Sie lassen sich grob in zwei Klassen gliedern: transiente Störungen und Dauergeräusche. Störungen vorübergehender Art rühren z. B. her von Leistungsschalter- und Trennerbetätigung; sie sind gekennzeichnet durch ihren Impulscharakter. Die Dauergeräuschleistung hingegen wird bestimmt durch die Korona der unter Spannung stehenden Leitung. Der Zufallsprozess der Stossionisation der die Leitung umgebenden Luft ist allerdings nicht streng stationär: seine Varianz, d. h. seine Leistung, schwankt mit dem Feldstärkegradienten an der Leiteroberfläche, also mit der Netzfrequenz. Die einzelnen Ionisationsstöße dürfen jedoch als unkorreliert betrachtet werden, womit in jedem Augenblick gilt, dass die gesamte Störleistung als Addition oder Integration der einzelnen Störleistungsanteile berechnet werden kann. Sie wird im Modell der Übertragungsstrecke als Geräuschleistungsbelag mit der Dimension W/m eingeführt; entsprechende Zahlenwerte sind bereits über eine Periode der Netzfrequenz gemittelt. Koronaerscheinungen

treten an allen Phasen auf; die einzelnen Ionisationsimpulse liefern Spannungsvektoren mit dem Charakter $\underline{v}_x^T(t) = [v_{x1}(t), 0 \dots, 0]$ als Beispiel für eine Stossionisation auf der Phase 1 an der Stelle x der Leitung.

Am Empfängereingang am Ende einer Leitung tritt ein Geräusch auf, das sich aus einer Vielzahl solcher Einzelimpulse, die längs der ganzen Leitung unkorreliert entstehen, zusammensetzt: Jeder Impuls kann zerlegt werden in seine modalen Komponenten; diese wandern – gedämpft durch die ihnen zugehörigen Eigenwerte – in Richtung auf den Empfänger und addieren sich dort zur totalen Geräuschleistung, die damit, ebenso wie ihre modale Zusammensetzung, eine Funktion der Leitungslänge wird. Die Geräuschleistungen auf den einzelnen Phasen einer Leitung der Länge l können berechnet werden als Diagonalelemente der Kreuzkovarianz-Matrix $[\Sigma]$ der (konjugiert komplexen) Phasenströme und Phasenspannungen an der Stelle l :

$$[\Sigma] = E \underline{\bar{I}}_1 \underline{V}_1^T \quad (29)$$

Sei $[C_d]$ die Diagonalmatrix der Koronageräuschleistungsverteilung über die Leiter am Entstehungsort und $p_0(\omega)$ der Geräuschleistungsbelag innerhalb der betrachteten Bandbreite in W/m, so gilt

$$[\Sigma] = p_0(\omega) \int_0^l [\bar{N}] \cdot [\bar{L}] \cdot [\bar{N}]^{-1} \cdot [C_d] \cdot ([M] \cdot [L] \cdot [M]^{-1})^T dx \quad (30)$$

Da die modalen Geräuschspannungen eines einzelnen Störimpulses untereinander korreliert sind, treten auf den einzelnen Phasen im allgemeinen neben reinen Mode-Leistungen auch Kreuzleistungen zwischen den Mode-Komponenten auf; auch für sie sind modale Kompensations- und Summeneffekte möglich.

Im Abschnitt 3.3 wird das Element Σ_{11} für die Aussenphase einer typischen Horizontalleitung numerisch approximativ berechnet ($C_{d11} = C_{d33} \approx 1/5$, $C_{d22} \approx 3/5$). Es erweist sich, dass die Störleistung selbst bei 500 kHz erst bei Leitungslängen gegen 500 km ihren Grenzwert erreicht; der dämpfungsschwache Modus 1 wirkt auch bezüglich der Störleistung über weite Distanz.

2.4 Numerische Resultate

Aufgrund der bekannten Leitungsgeometrie, der Leiterdaten und der Bodenleitfähigkeit in einem gegebenen Fall können die Matrizen $[z]$ und $[y]$ bestimmt werden, worauf die Eigenwertanalyse von $[P] = [z] \cdot [y]$ mit Hilfe eines leistungsfähigen Digitalrechners für eine beliebige Anzahl Leiter möglich ist. Dabei sind der Skineffekt in den Leitern und die Bodenverluste ebenso zu berücksichtigen wie eventuelle dielektrische Verluste bei Eisbelag (wodurch die sonst rein imaginäre Admittanz-Belagsmatrix $[y]$ komplex wird).

Bei der praktischen Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren kommt es jedoch häufig vor, dass einzelne Parameter, z. B. die Bodenleitfähigkeit, nicht genau bekannt sind und daher innerhalb gewisser Grenzen abgeschätzt werden müssen. Andere Parameter sind zeitlichen Schwankungen unterworfen, z. B. die mittlere Höhe der Phasenleiter über Boden (durch die Temperaturabhängigkeit des Leitungsdurchhangs). Es ist daher wichtig, den Einfluss dieser Parameterschwankungen auf die Eigenwerte und Eigenvektoren zu kennen.

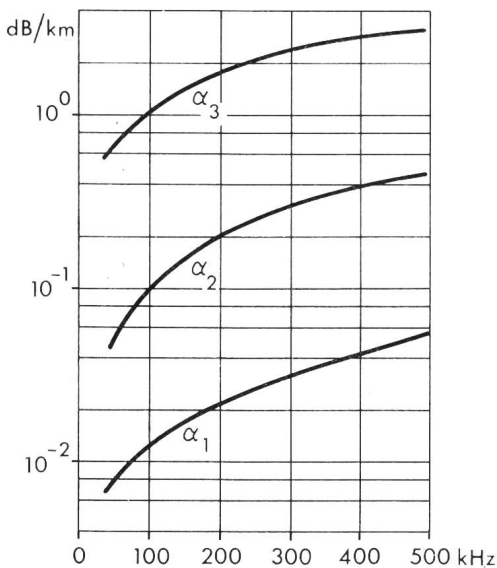


Fig. 2 Dämpfungsbilge der 3 Mode einer typischen horizontalen H6chstspannungsleitung

Eine analytische Darstellung ist 6usserst schwierig; hingegen k6nnen durch systematische Auswertung einer Vielzahl von Eigenwertanalysen f6ur alle praktisch auftretenden Parameterkombinationen wichtige, allgemeing6ultige Erkenntnisse erhalten werden.

Durch die 6bertragung immer h6herer Starkstromleistungen 6ber immer gr6ssere Distanzen gewinnen horizontale Dreiphasenleitungen zunehmend an Bedeutung. Sie sind meistens transponiert und stellen daher bei der Behandlung der hochfrequenten Signalausbreitung besondere Probleme. Die Real- und Imagin6arteile der komplexen Eigenwertmatrix einer typischen horizontalen Leitung sind in Fig. 2 und Fig. 3 dargestellt.

F6ur diesen wichtigen Leitungstyp gelangt man zu folgenden Resultaten:

- Die Eigenvektoren sind praktisch unabh6ngig von der Leitungsgeometrie, Bodenleitf6ahigkeit und Frequenz. Sie weisen nahezu Clarke-Verteilung auf.

$$[N] = [M] \approx \begin{bmatrix} -1/2 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ -1/2 & -1 & 1 \end{bmatrix}$$

also $\underline{M}^{(1)} = \begin{bmatrix} -1/2 \\ 1 \\ -1/2 \end{bmatrix}$; $\underline{M}^{(2)} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$; $\underline{M}^{(3)} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ (31)

- Spannungs- und Stromvektoren sind demnach praktisch orthogonal; das bedeutet, dass an irgendeinem Punkt der Leitung die Summe der Phasenleistungen angen6ahert gleich der Summe der Mode-Leistungen ist.

- Der Eigenwert von Mode 1, d.h. des d6ampfungsr6hmsten Modes, ist praktisch nur von den Abmessungen, vom Aufbau und der Leitf6ahigkeit der Phasenleiter abh6ngig. Er kann daher mit einer einfachen N6aherungsformel gen6ugend genau berechnet werden.

- Der Eigenwert von Mode 2 («Gegentakt-Mode») f6uhrt zu etwas h6heren D6ampfung; unter gewissen Umst6anden sind Ausl6osungen von Mode 1 und Mode 2 zu bef6urchten.

- Der Gleichtakt-Mode, d.h. Mode 3, kann infolge seiner grossen D6ampfung praktisch immer vernachl6assigt werden; f6ur die Signalausbreitung m6ussen also nur 2 Mode ber6cksichtigt werden.

Die konsequente Anwendung dieser Erkenntnisse f6uhrt zu vereinfachten Modellen, die einerseits die analytische Behandlung der Probleme erleichtern, andererseits den Einfluss von Parameterschwankungen auf die Signalausbreitung anschaulich wiedergeben.

3. Auswertung, Darstellung und Verallgemeinerung der Resultate der modalen Analyse f6ur die horizontale Dreiphasenleitung

Im allgemeinen ist man daran interessiert, die Signalleistung in Form von Mode 1, definiert als derjenige Mode mit dem kleinsten D6ampfungsbilge, zu 6bertragen. Dies ist nur bei homogenen Leitungen m6glich, und zwar nur dann, wenn das Signal an alle 3 Phasen so angekoppelt wird, dass die eingepreigten Phasenspannungen genau den Eigenvektor $\underline{M}^{(1)}$ des d6ampfungsr6hmsten Modes erzeugen. Diese Mode-1-Ankoppelung wird aus Kostengr6unden 6usserst selten verwendet. Vielmehr hat sich in der Praxis f6ur die 6bertragung von Sprach- und Datensignalen die Einphasen-Ankoppelung, f6ur die 6bertragung von Leitungsschutzsignalen die Zweiphasen-Ankoppelung durchgesetzt. Im ersten Fall wird das Signal zwischen einem Phasenleiter und Erde, im zweiten Fall zwischen 2 Phasenleitern angekoppelt. Anhand der unter 2.4 angegebenen Eigenvektoren wird sofort klar, dass bei diesen praktischen Ankoppelungen das Signal in Form eines Mode-Gemisches aus 3 bzw. 2 Mode angekoppelt wird; eine Ausnahme bildet nur die Zweiphasen-Ankoppelung zwischen den beiden Aussenphasen, welche reinen Mode 2 erzeugt.

Der gesamte Ausbreitungsvorgang l6asst sich mathematisch in folgende Matrixgleichung fassen:

$$U_e = \underline{C}^T \cdot [M] \cdot [L] \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{C} \cdot U_s \quad (32)$$

Der Kopplungsvektor \underline{C} beschreibt die Umsetzung der Sendespannung U_s durch die Ankoppelungselemente auf die einzelnen Phasen, seine Transponierte \underline{C}^T die R6uckumsetzung auf die Empfangsspannung U_e . Als Folge dieser Parallel6bertragung des Signals 6ber mehrere Mode mit unterschiedlichen D6ampfungs- und Phasenbilgen ergeben sich Kompensations- und Ausl6osungserscheinungen, wie sie in der drahtlosen 6bertragungstechnik bei Mehrwegausbreitung bekannt sind.

Es erweist sich nun, vor allem bei inhomogenen Leitungen, als zweckm6ssig, die Leitungsd6ampfung a_L in zwei Teild6ampfungen aufzuspalten: in einen Anteil a_1 , welcher sich bei idealer Mode-1-Ausbreitung erg6abe, und eine Zusatzd6ampfung a_a , welche die Effekte der «Mehrwegausbreitung» wiedergibt.

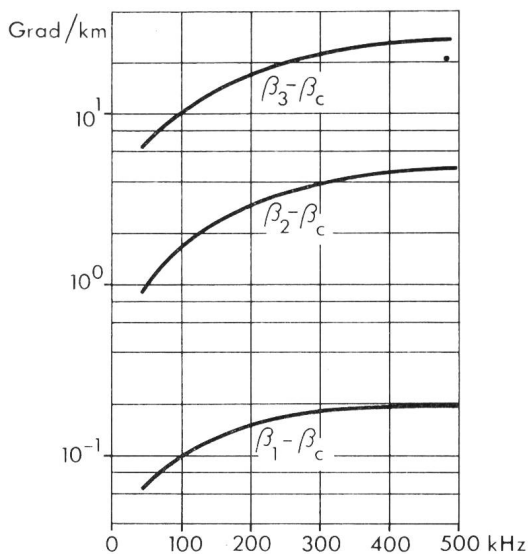


Fig. 3 Phasenbilge der 3 Mode einer typischen horizontalen H6chstspannungsleitung

$\beta_c = \omega/c =$ Phasenbilge der verlustlosen Leitung;
 $c =$ Lichtgeschwindigkeit

Zu diesem Zweck wird die Diagonalmatrix $[L]$ folgendermassen modifiziert (l_s sei die Länge der betrachteten Sektion):

$$[L] = [e^{-\gamma_i \cdot l_s}] = e^{-\gamma_{11} \cdot l_s} [e^{-\Delta\gamma_{11} \cdot l_s}] = e^{-\gamma_{11} \cdot l_s} [L^*] \quad (33)$$

Auf der Diagonalen der neuen Leitungsmatrix $[L^*]$ stehen demnach die auf den Mode 1 bezogenen komplexen Eigenwert-Differenzen. Damit wird aus Gl. (32)

$$U_e = e^{-\gamma_{11} \cdot l_s} \cdot \underline{C}^T \cdot [M] \cdot [L^*] \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{C} \cdot U_s \quad (34)$$

Aus Gl. (34) kann die Leitungsdämpfung berechnet werden:

$$a_L = \ln |e^{-\gamma_{11} \cdot l_s}| - \ln |\underline{C}^T \cdot [M] \cdot [L^*] \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{C}| \quad (35)$$

Sie erscheint als Summe der theoretischen Minimaldämpfung a_1 und der durch nichtideale Ankopplung verursachten Zusatzdämpfung a_a . Mit den unter 2.4 begründeten Vereinfachungen lässt sich der zweite Term von Gl. (35), d.h. die Zusatzdämpfung a_a , folgendermassen darstellen:

$$a_a = -\ln |c_0 + c_1 \cdot e^{-\Delta\gamma_{21} \cdot l_s}| \quad (36)$$

Aus Gl. (36) wird die Gefahr von Kompensationserscheinungen infolge der «Mehrwegausbreitung» offensichtlich; sie ist besonders ausgeprägt für $c_0 \neq 0$, aber $|c_0| \leq |c_1|$. Vollständige Signalauslöschung, d.h. unendlich grosse Zusatzdämpfung, tritt auf für:

$$|c_0 + c_1 \cdot e^{-\gamma_{21} \cdot l_s}| = 0 \quad (37)$$

Als erstes Resultat der modalen Analyse lassen sich für den Fall der homogenen Leitungen aufgrund eines Koeffizientenvergleichs in Gl. (37) folgende Aussagen machen:

- Bei Einphasen-Ankopplungen besteht die Gefahr der Signalauslöschung, wenn an beiden Leitungsenden an eine Aussenphase angekoppelt wird.
- Bei der optimalen Einphasen-Ankopplung (beidseitig Mittelphase gegen Erde) beträgt die Zusatzdämpfung $a_a = 3,5$ dB; sie ist unabhängig von Frequenz, Leitungsgeometrie und Bodenleitfähigkeit.
- Bei Zweiphasen-Ankopplungen besteht keine Gefahr von Signalauslöschung.
- Bei den optimalen Zweiphasen-Ankopplungen (beidseitig Mittelphase gegen Aussenphase) beträgt die Zusatzdämpfung $a_a = 0 \dots 6$ dB, abhängig von Frequenz, Leitungsgeometrie und Bodenleitfähigkeit.

Bei homogenen Leitungen kann also durch geschickte Wahl der Ankopplungsart jedes Risiko von Signalauslöschungen vermieden werden. Dies ist bei inhomogenen Leitungen im allgemeinen nicht möglich. Inhomogenitäten, wie Transpositionen und Leitungsfehler, wirken als Mode-Wandler; sie wandeln ein ankommendes Mode-Gemisch in eine neue Mode-Verteilung um oder erzeugen ursprünglich nicht vorhandene Mode.

3.1 Einfluss von Leitungstranspositionen

Steht ein reiner Mode am Eingang einer Transposition an, ist dort der Vektor der Phasenspannungen gleich dem Eigenvektor dieses Modes. Am Ausgang der Transposition trifft dies nicht mehr zu; hingegen kann der Phasenspannungsvektor auch dort wieder neu als Summe von Eigenvektoren dargestellt werden. Sind die Spannungs- und Stromeigenvektoren der einzelnen Mode orthogonal, was im vorliegenden Fall genügend genau zutrifft, dann treten keine Reflexionen auf; die Transposition wirkt als verlustloser Mode-Wandler, der durch die Transpositionsmatrix $[T]$ beschrieben werden kann. Damit

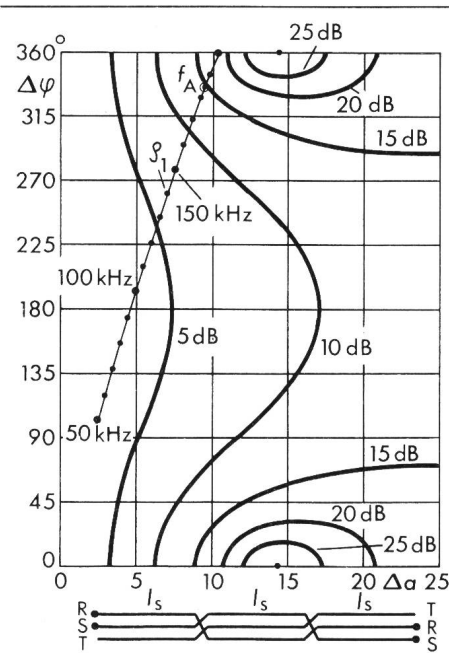


Fig. 4 Zusatzdämpfung a_a als Funktion des Differenzübertragungsmasses $\Delta g = \Delta\alpha + j\Delta\varphi$ von Mode 1 und Mode 2 für eine zweifach transponierte Leitung
Ein- und Auskopplung: Phasen R-S/R-S
 ρ_1 spezifischer Erdwiderstand

lässt sich die Dämpfung einer transponierten Leitung analog zum homogenen Fall darstellen; beispielsweise gilt für die zweifachtransponierte, symmetrische Leitung der Totallänge l

$$a_L = -\ln |e^{-\gamma_{11} \cdot l}| - \ln |\underline{C}^T \cdot [M] \cdot [L^*] \cdot [T] \cdot [L^*] \cdot [T] \cdot [L^*] \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{C}| \quad (38)$$

Auch die Zusatzdämpfung lässt sich als Summe von Exponentialtermen schreiben. Für n Sektionen der Länge l_s findet man

$$a_a = -\ln \left| \sum_{i=0}^n c_i \cdot e^{-\Delta g \cdot i} \right| = -\ln \left| \sum_{i=0}^n c_i e^{-(\Delta\alpha + j\Delta\varphi) \cdot i} \right| = -\ln \left| \sum_{i=0}^n c_i e^{-\Delta\gamma_{21} \cdot l_s} \right| \quad (39)$$

Durch Vergleich der Koeffizienten c_i ist es möglich, das Risiko von Signalauslöschungen abzuschätzen; eine graphische Darstellung der Zusatzdämpfung a_a als Funktion von $\Delta\alpha$ und $\Delta\varphi$ gibt aber einen wesentlich besseren Überblick über mögliche Kompensationserscheinungen und gestattet in übersichtlicher Weise die Bestimmung der optimalen Ankopplung für ein bestimmtes Transpositionsschema. Durch die Wahl von $\Delta\alpha$ und $\Delta\varphi$, d.h. der auf die Sektionslänge bezogenen Differenzdämpfung und Phasenverschiebung zwischen den beiden relevanten Mode, als Koordinatenachsen, werden diese Darstellungen unabhängig von Leitungsgeometrie, Leitungslänge, Bodenleitfähigkeit und Frequenz und sind universell anwendbar. Fig. 4 zeigt als typisches Beispiel die Niveaulinien der Zusatzdämpfung a_a für eine zweifachtransponierte Leitung mit optimaler Ankopplung. Die Dämpfungspole für $\Delta a \approx 14$ dB und $\Delta\varphi = k \cdot 360^\circ$ sind aus Fig. 4 klar ersichtlich.

Die Bestimmung der Zusatzdämpfung mit Hilfe dieser universellen graphischen Darstellungen setzt die Kenntnis von $\Delta a = \Delta\alpha \cdot l_s$ und $\Delta\varphi = \Delta\beta \cdot l_s$ voraus; hier gehen die einem spezifischen Fall eigenen Parameter wie Geometrie und Länge

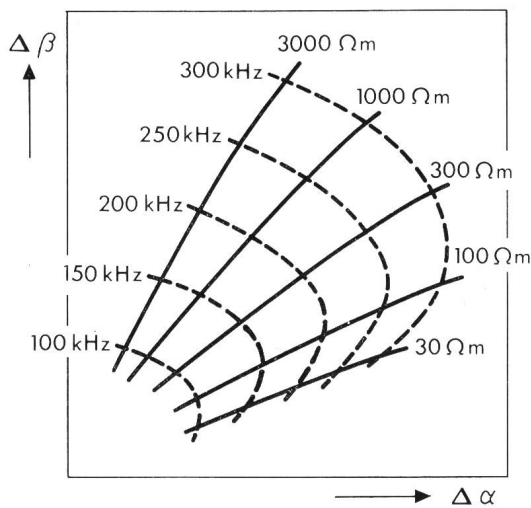


Fig. 5 Charakteristische Kurven der Eigenwertdifferenzen $\Delta\gamma = \Delta\alpha + j\Delta\beta$ von Mode 1 und 2 im Frequenzbereich von 100...300 kHz für verschiedene Bodenleitfähigkeiten

der Leitung, Aufbau und Material der Phasenleiter und Erdseile, Bodenleitfähigkeit und Frequenz in die Zusatzdämpfung ein. Aufgrund von theoretischen Überlegungen und durch systematische Auswertung einer Vielzahl von Eigenwertanalysen verschiedenartigster Leitungsgeometrien und Bodenleitfähigkeiten gelangt man zu folgenden generellen Erkenntnissen über das Verhalten von $\Delta\alpha$ und $\Delta\beta$:

- Das Verhältnis $\Delta\beta/\Delta\alpha$ ist im wesentlichen eine Funktion der Bodenleitfähigkeit, in geringem Masse auch der Frequenz, hingegen praktisch unabhängig von der Leitungsgeometrie.
- $\Delta\alpha$ ist bei konstanter Bodenleitfähigkeit über einen weiten Bereich proportional zur Frequenz.
- Das Produkt $\Delta\alpha \cdot \Delta\beta$ hängt bei vorgegebener Frequenz und Bodenleitfähigkeit stark von der Leitungsgeometrie, d.h. vor allem vom Verhältnis d/h ab (d horizontaler Abstand zwischen den Phasenleitern; h mittlere elektrische Höhe über Boden).

Fig. 5 zeigt die charakteristische Abhängigkeit von $\Delta\alpha$ und $\Delta\beta$ von der Frequenz und Bodenleitfähigkeit für ein bestimmtes d/h -Verhältnis. Solche Kurvenscharen können mit Hilfe des Rechners für verschiedene, sinnvoll über den praktisch vorkommenden Bereich verteilte d/h -Verhältnisse berechnet werden. Mit Hilfe der bereits gewonnenen Erkenntnisse über das Verhalten von $\Delta\alpha$ und $\Delta\beta$ kann mit diesen Stützwerten die entsprechende Kurvenschar für jedes beliebige d/h -Verhältnis durch Interpolation gefunden werden.

3.2 Einfluss von Leitungsfehlern

Bei horizontalen Hochspannungsleitungen treten Leitungsfehler praktisch immer als einphasige Erdschlüsse auf. Der Einfluss dieser Fehlerart auf die Signalausbreitung wird berücksichtigt, indem das zur betroffenen Phase gehörende Element des Phasenspannungsvektors $v_{xi} = 0$ gesetzt wird. Diese Methode liefert bei den praktisch vorkommenden, niederohmigen Fehlerimpedanzen hinreichend genaue Resultate.

Der gestörte Phasenspannungsvektor kann am Fehlerort wieder als Summe von Spannungseigenvektoren dargestellt werden. Diese Summe wird sich im allgemeinen von derjenigen des ungestörten Falles unterscheiden. Das bedeutet, dass der Leitungsfehler ähnlich einer Transposition als Mode-Wandler wirkt. Da ein Teil der ankommenden Leistung reflektiert wird, ist diese Mode-Umwandlung allerdings verlustbehaftet.

Die vom Fehlerort rücklaufende Welle wird am Leitungsanfang wiederum teilweise reflektiert; durch die zweimalige Reflexion werden Stehwellen erzeugt. Die Leitungsdämpfung zeigt als Funktion der Frequenz ausgeprägte Minima und Maxima, deren gegenseitiger Abstand durch die Distanz vom Leitungsanfang zum Fehlerort gegeben ist. Die Berücksichtigung des Stehwelleneffektes wird dadurch erschwert, dass die Abschlussimpedanz der zur Ankopplung nicht benutzten Phasen im allgemeinen nicht bekannt ist.

Unter Vernachlässigung des Stehwelleneffektes kann der Mittelwert zwischen minimal und maximal auftretender Leitungsdämpfung bestimmt werden, indem man in Gl. (38) auf dem fehlerbehafteten Leitungsabschnitt die Leitungsmatrix $[L^*]$ durch eine Fehlermatrix $[F]$ ersetzt; man erhält dann beispielsweise für einen Fehler auf dem letzten Abschnitt der zweifach transponierten Leitung

$$a_{LF} = -\ln |e^{-\gamma l}| - \ln \left| \underline{C}^T \cdot [M] \cdot [F] \cdot [T] \cdot [L^*] \cdot [T] \cdot [L^*] \cdot [M]^{-1} \cdot \underline{C} \right| \quad (40)$$

Die Zusatzdämpfung lässt sich damit auch im Fehlerfall als Summe von Exponentialtermen darstellen ($x = l_F/l_s$ ist die relative Fehlerdistanz, Fig. 6):

$$a_{aF} = -\ln \left| \sum_{i=0}^n c_{0i} e^{-\Delta g \cdot i} + c_{1i} e^{-\Delta g \cdot i} + c_{2i} \cdot e^{-\Delta g (i+x)} + c_{3i} \cdot e^{-\Delta g (i-x)} \right| \quad (41)$$

Da die Matrizenmultiplikation in Gl. (40) nicht kommutativ ist, hängen die Koeffizienten c_{0i} bis c_{3i} nicht nur von der gewählten Ankopplungsart, dem Transpositionsschema, der Lage des vom Fehler betroffenen Phasenleiters, sondern auch von der Leitungssektion ab. Ist man nur daran interessiert, unabhängig vom Fehlerort den Maximalwert der Zusatzdämpfung a_{aF} zu kennen, kann man Gl. (41) für einen bestimmten Phasenleiter und Leitungsabschnitt lösen und den für $0 \leq x \leq 1$ auftretenden Maximalwert als Funktion von $\Delta\alpha$ und $\Delta\varphi$ gra-

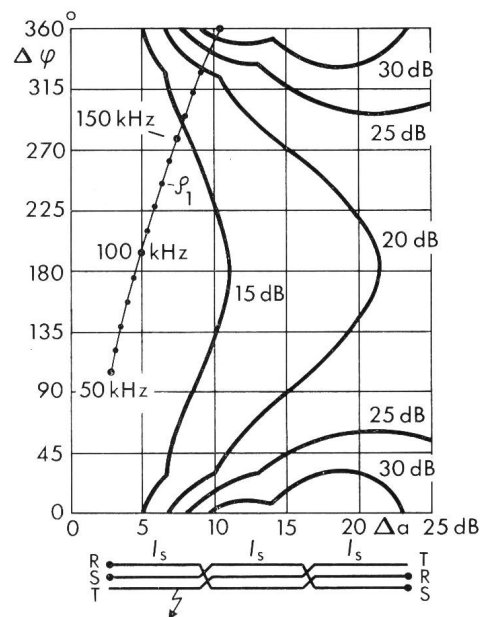


Fig. 6 Maximale Zusatzdämpfung a_{aFm} einer zweifach transponierten Leitung im Fehlerfall als Funktion des Differenzübertragungsmasses $\Delta g = \Delta\alpha + j\Delta\varphi$
Ein- und Auskopplung: Phasen R-S/R-S
 ρ_1 spezifischer Erdwiderstand

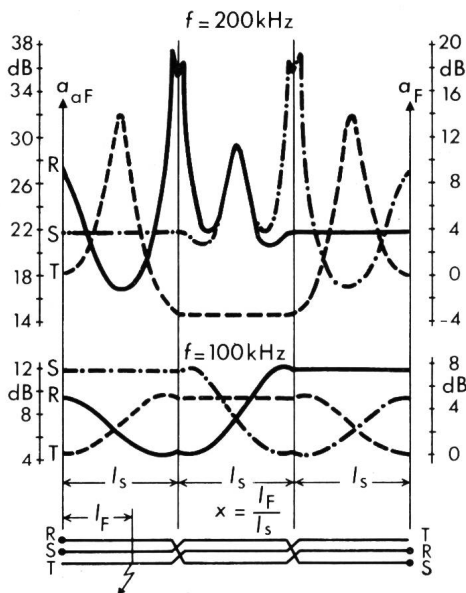


Fig. 7 Zusatzdämpfung a_{aF} (linker Maßstab) und durch den Fehler verursachte Änderung a_F der Zusatzdämpfung (rechter Maßstab) als Funktion des Fehlerortes für zwei verschiedene Frequenzen Leitung zweifach transponiert; Ein- und Auskopplung auf den Phasen R-S/R-S.

phisch darstellen. Damit kann in einer einzigen Figur der Maximalwert von a_{aF} in Funktion von Δa und $\Delta \varphi$ für beliebige Fehler auf der gesamten Leitungslänge und für alle 3 Phasen gezeigt werden (Fig. 6). Man sieht anhand der eingezeichneten $\Delta a/\Delta \varphi$ -Kurve, dass die Zusatzdämpfung auch im Fehlerfall 20 dB nicht übersteigt, sofern man sich auf Frequenzen unter 180 kHz beschränkt. Soll die Zusatzdämpfung als Funktion der Fehlerdistanz dargestellt werden, muss Gl. (41) für ein bestimmtes Wertepaar $(\Delta a, \Delta \varphi)$, d. h. für eine vorgegebene Leitungsgeometrie, Bodenleitfähigkeit und Frequenz, als Funktion von x gelöst werden. Fig. 7 zeigt die zugehörige Zusatzdämpfung für eine zweifach transponierte Leitung, dargestellt für jeden Phasenleiter und zwei verschiedene Frequenzen. Der obere Teil von Fig. 7 ($f = 200$ kHz) zeigt anschaulich weitere Resultate der modalen Analyse:

- Die Zusatzdämpfung ist für Fehler auf der Mittelphase unabhängig von der Fehlerdistanz x
- Die Leitungsdämpfung kann im Fehlerfall geringer sein als im Normalzustand ($a_F < 0!$)

3.3 Modale Betrachtung des Koronageräusches

Korona, die plötzliche Stossionisation der einen Phasenleiter umgebenden Luft, setzt abrupt ein, sobald die elektrische Randfeldstärke des Leiters einen kritischen Wert überschreitet; sie ist ausgeprägter in der positiven Halbperiode. Die Störleistung am Ende einer Leitung wird gemäss Gl. (30) berechnet. Die spektrale Dichtefunktion $p_0(\omega)$ kann der Arbeit [5] entnommen werden; erste Zahlenangaben finden sich bereits in [8]. Fig. 8 zeigt die totale Koronageräuschleistung $P = \Sigma_{11}$ auf der Aussenphase einer homogenen Leitung sowie ihre modale Leistungskomponente $P^{(1)}$ als Funktion der Leitungslänge, bezogen auf die jeweils entsprechende Leistung einer unendlich langen Leitung. Aus der Figur geht klar hervor, dass die Geräuschleistung erst bei Leitungslängen über 200 km ihren Endwert erreicht und dieser praktisch durch die Mode-1-Komponente $P^{(1)}$ bestimmt wird.

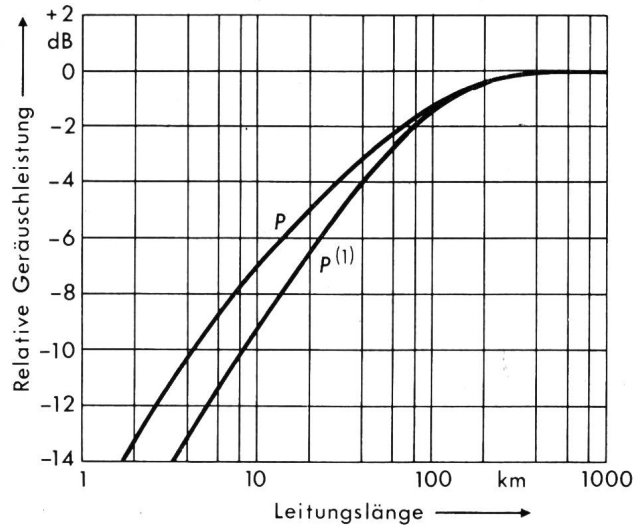


Fig. 8 Totale Korona-Geräuschleistung P und ihre modale Leistungskomponente $P^{(1)}$ auf der Aussenphase einer homogenen Leitung als Funktion der Leitungslänge l für $f = 500$ kHz, bezogen auf den jeweiligen Endwert einer unendlich langen Leitung

4. Schlussbetrachtungen

Die praktische Anwendung der Mode-Theorie auf Planungsprobleme in der TFH-Technik verlangt die Existenz leistungsfähiger Eigenwert-Analyseprogramme für komplexe Matrizen. Mit deren Hilfe ist es möglich, alle wichtigen Aufgaben sowohl für fehlerfreie wie für fehler- und geräuschbehaftete Leitungen exakt zu lösen. Die numerischen Schwierigkeiten, die mit dem Auftreten beinahe gleicher komplexer Eigenwerte verbunden sind, dürfen dabei nicht unterschätzt werden.

Darüber hinaus möchte dieser Beitrag jedoch zeigen, dass man auf dem Weg über eine Vielzahl einzelner numerischer Lösungen vertieftes Verständnis der vorerst unübersichtlichen Zusammenhänge gewinnen kann, wodurch die Detailanalyse in manchen Fällen mindestens für überschlägige Berechnungen zurückgestellt werden kann.

Literatur

- [1] J. R. Carson and R. S. Hoyt: Propagation of periodic currents over a system of parallel wires. Bell Syst. Techn. J. 6(1927)7, p. 495...545.
- [2] L. M. Wedepohl: Application of matrix methods to the solution of travelling-wave phenomena in polyphase systems. Proc. IEE 110(1963)12, p. 2200...2212.
- [3] M. C. Perz: Propagation analysis of HF currents and voltages on lossy power lines. Trans. IEEE PAS 92(1973)6, p. 2032...2043.
- [4] M. C. Perz and R. L. Hazel: Effects of earth resistivity on modal parameters of an EHV horizontal line at PLC frequencies. Trans. IEEE PAS 92(1973)6, p. 2044...2052.
- [5] M. C. Perz: Characteristics of corona noise. Ontario Hydro Research News 12(1960)4.
- [6] A. de Quervain: Leitungsgerichtete Hochfrequenzverbindungen im Dienste der Energieerzeugung und -verteilung. Brown Boveri Mitt. 35(1948)3/4, S. 116 bis 119.
- [7] A. Goldstein: Hochfrequenzübertragung längs Hochspannungsleitungen. Brown Boveri Mitt. 35(1948)9/10, S. 266...275.
- [8] A. de Quervain: Einsatz von Trägerfrequenzgeräten in Hochspannungsnetzen. Brown Boveri Mitt. 42(1955)7/8, S. 251...261.
- [9] O. Kreis und W. Friedmann: Brown Boveri Trägerfrequenz-Ausrüstungen in Wechselstrom-Höchstspannungsnetzen und auf Gleichstrom-Übertragungsleitungen. Brown Boveri Mitt. 53(1966)4/5, S. 350...364.
- [10] W. H. Senn et K. P. Morf: Méthode de couplage optimal d'une liaison à courant porteur sur ligne à haute tension avec transpositions de phases. Rapport CIGRE No. 35-02, 1974.
- [11] W. H. Senn: Une nouvelle méthode de calcul de l'affaiblissement de transmission d'un signal CPL dans le cas de lignes horizontales dans des conditions normales et exceptionnelles. Rapport CIGRE No. 35-03, 1976.

Adresse der Autoren

Dr. sc. techn. Fritz Eggimann, und dipl. El.-Ing. ETH Walter H. Senn, BBC Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Cie, Abt. ENF, Werk Turgi, 5401 Baden.