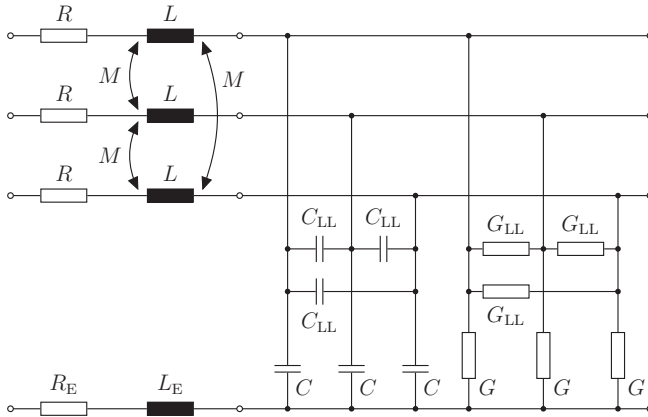


## 2 Elektrische Kopplungen zwischen Leitern und Systemen von Freileitungen

### 2.1 Mathematische Beschreibung von Kopplungen durch Leitungsmatrizen

Freileitung stellen mit Ausnahme der Niederspannung in allen Netzebenen die wichtigsten Übertragungselemente dar. Ihr Zweck ist es, elektrische Energie möglichst verlustarm über häufig auch weite Entfernungen zu übertragen. Für den Bau und Betrieb ist die Kenntnis ihrer elektrischen Eigenschaften von großer Bedeutung. Die physikalischen Materialeigenschaften und die räumliche Anordnung der einzelnen Teile der Leitung haben über die Leitung verteilt Kopplungen zwischen benachbarten Leitern zur Folge. Da aufgrund von Trassenmangel in Deutschland ab der Hochspannungsebene stets mehr als nur ein System auf dem gleichen Mast geführt wird, bedeutet dies auch Kopplungen zwischen verschiedenen Stromkreisen. Die elektrischen Ersatzelemente eines einzelnen, dreiphasigen Freileitungssystems sind in Abbildung 2.1 auf der nächsten Seite als Schaltbild dargestellt. Jeder der drei Leiter oben hat für sich selbst einen ohmschen und induktiven Anteil ( $R, L$ ), zwischen den Leitern bildet sich über die magnetischen Felder eine induktive Gegenkopplung aus ( $M$ ). Weiterhin gibt es zwischen den Leitern durch das elektrische Feld vermittelte kapazitive Querkopplungen und ohmsche Verbindungen ( $C_{LL}, G_{LL}$ ). Auch zum Erdboden liegen kapazitive und ohmsche Verbindungen vor ( $C, G$ ). Der Erdboden selbst wirkt ebenfalls ohmsch ( $R_E$ ), die Induktivität der Leiter-Erde-Schleifen ist in den Leiterinduktivitäten enthalten.

Für jedes zusätzliche benachbarte System auf dem gleichen Mast muss das Schaltbild um die entsprechenden Phasen und Koppelemente zwischen allen Leitern und der Erde ergänzt werden. In Abbildung 2.1 sind in jeder der drei Phasen sowie bei den Kopplungen



**Abbildung 2.1:** Darstellung der Kopplungselemente einer Freileitung

zwischen Phasen und zur Erde jeweils gleiche Netzwerkelemente eingezeichnet. Dies wäre in der Realität nur der Fall, wenn alle Leiter den exakt gleichen Aufbau und untereinander sowie zum Erdboden die gleichen geometrischen Verhältnisse aufweisen würden. Man spricht dann von einem symmetrischen Aufbau der Leitung. Praktisch lässt sich nur eine Annäherung daran durch Verdrillung, d.h. Vertauschung der Leiterpositionen in regelmäßigen Abständen, erreichen. Aus Kostenerwägungen oder anderen Gründen wird der erhöhte Aufwand dafür jedoch nicht immer vorgenommen, weshalb auch unsymmetrisch aufgebaute Leitungen beschrieben werden müssen.

### Parametermatrizen von Freileitungen

Um die Kopplungen in Abbildung 2.1 in Gleichungen zu fassen, betrachten wir zunächst nur die Längselemente und Längskopplungen über die Gegeninduktivitäten  $M$ . Sie sind in Bild 2.2 auf der nächsten Seite nochmal als Netzwerk mit Impedanzen dargestellt. [2]

Ein beispielhafter Spannungsumlauf über den Leiter R liefert

$$u_{R1} = Zi_R + Z_{LL}i_S + Z_{LL}i_T + u_{R2} - Z_E i_E \quad (2.1)$$

Mit der Knotenregel

$$i_E = -i_R - i_S - i_T \quad (2.2)$$

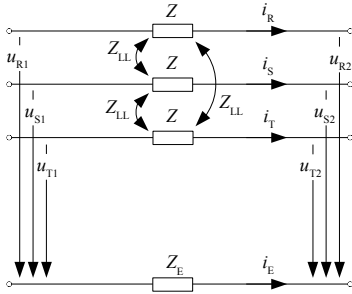


Abbildung 2.2: Längsachtpol

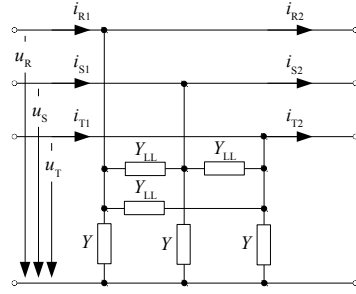


Abbildung 2.3: Querachtpol

ergibt sich insgesamt folgendes Gleichungssystem.

$$\begin{aligned}
 u_{R1} &= (Z + Z_E)i_R + (Z_{LL} + Z_E)i_S + (Z_{LL} + Z_E)i_T + u_{R2} \\
 u_{S1} &= (Z_{LL} + Z_E)i_R + (Z + Z_E)i_S + (Z_{LL} + Z_E)i_T + u_{S2} \\
 u_{T1} &= (Z_{LL} + Z_E)i_R + (Z_{LL} + Z_E)i_S + (Z + Z_E)i_T + u_{T2}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

In Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} \Delta u_R \\ \Delta u_S \\ \Delta u_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{R1} - u_{R2} \\ u_{S1} - u_{S2} \\ u_{T1} - u_{T2} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} Z + Z_E & Z_{LL} + Z_E & Z_{LL} + Z_E \\ Z_{LL} + Z_E & Z + Z_E & Z_{LL} + Z_E \\ Z_{LL} + Z_E & Z_{LL} + Z_E & Z + Z_E \end{pmatrix}}_{\mathbf{Z}} \begin{pmatrix} i_R \\ i_S \\ i_T \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

Die Impedanzmatrix  $\mathbf{Z}$  der Leitung setzt sich aus der vollbesetzten Erdwiderstandsmatrix  $\mathbf{R}_E$ , der Diagonalmatrix der Leiterwiderstände  $\mathbf{R}_L$  und der mit  $j\omega$  multiplizierten Induktivitätsmatrix  $\mathbf{L}$  zusammen. Für den allgemeinen, unsymmetrischen Fall einer Leitung mit  $n$  einzelnen Leitern gilt:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{Z} &= \mathbf{R}_E + \mathbf{R}_L + j\omega\mathbf{L} \\
 &= \begin{pmatrix} R_E & R_E & \cdots & R_E \\ R_E & R_E & \cdots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \\ R_E & \cdots & & R_E \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_{L1} & & & 0 \\ & R_{L2} & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & R_{Ln} \end{pmatrix} + j\omega \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} & \cdots & L_{1n} \\ L_{21} & L_{22} & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \\ L_{n1} & \cdots & & L_{nn} \end{pmatrix} \tag{2.5}
 \end{aligned}$$

Für die Queradmittanzen in Abbildung 2.3 lässt sich analog zu (2.1) – (2.4) folgende

Matrixgleichung ableiten:

$$\begin{pmatrix} \Delta i_R \\ \Delta i_S \\ \Delta i_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i_{R1} - i_{R2} \\ i_{S1} - i_{S2} \\ i_{T1} - i_{T2} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} Y + 2Y_{LL} & -Y_{LL} & -Y_{LL} \\ -Y_{LL} & Y + 2Y_{LL} & -Y_{LL} \\ -Y_{LL} & -Y_{LL} & Y + 2Y_{LL} \end{pmatrix}}_{\mathbf{Y}} \begin{pmatrix} u_R \\ u_S \\ u_T \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

$\mathbf{Y}$  ist die Matrix der Admittanzen und setzt sich aus der Matrix der Konduktanzen  $\mathbf{G}$  und der mit  $j\omega$  multiplizierten Kapazitätsmatrix  $\mathbf{C}$  zusammen. Wiederum allgemein:

$$\begin{aligned} \mathbf{Y} &= \mathbf{G} + j\omega\mathbf{C} = \\ &= \begin{pmatrix} G_{10} + \sum_{\mu \neq 1} G_{1\mu} & -G_{12} & \cdots & -G_{1n} \\ -G_{21} & G_{20} + \sum_{\mu \neq 2} G_{2\mu} & \cdots & -G_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -G_{n1} & -G_{n2} & \cdots & G_{n0} + \sum_{\mu \neq n} G_{n\mu} \end{pmatrix} + \\ &+ j\omega \begin{pmatrix} C_{10} + \sum_{\mu \neq 1} C_{1\mu} & -C_{12} & \cdots & -C_{1n} \\ -C_{21} & C_{20} + \sum_{\mu \neq 2} C_{2\mu} & \cdots & -C_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -C_{n1} & -C_{n2} & \cdots & C_{n0} + \sum_{\mu \neq n} C_{n\mu} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Sowohl  $\mathbf{Z}$  als auch  $\mathbf{Y}$  sind stets symmetrische Matrizen, da zueinander gehörige Gegeninduktivitäten, -konduktanzen und -kapazitäten (z.B.  $C_{12}$  und  $C_{21}$ ) jeweils gleichen Wert haben. Impedanz- und Admittanzmatrizen symmetrisch aufgebauter Dreiphasensysteme weisen zusätzlich aufgrund der Gleichheit der Netzwerkelemente jeder Phase diagonal-zyklische Struktur auf. Das heißt, dass die Elemente auf der Hauptdiagonalen einander gleich sind, und auch die Elemente auf den Nebendiagonalen einander gleich (aber unterschiedlich zu denen auf der Hauptdiagonalen) sind, vgl. (2.4) und (2.6). Im allgemeinen Fall gilt dies nicht, vgl. (2.5) und (2.6). Wie (annähernd) symmetrische Systeme durch Leitungsverdrillung realisiert werden können, wird in Kapitel 2.2.5 auf Seite 20 beschrieben.

### Homogene Verteilung der Leitungsparameter

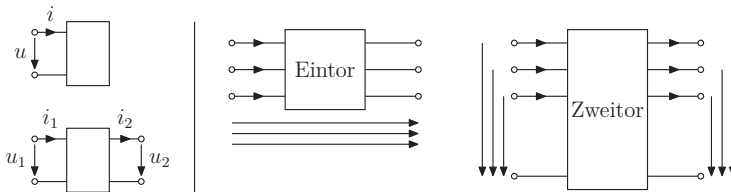
In der Realität liegen alle Parameter nicht als örtlich konzentrierte Bauelemente vor, sondern sind gleichmäßig über der Leitungslänge verteilt. Es handelt sich deshalb grund-

sätzlich um Werte pro km, das Hochkomma zur Anzeige längenbezogener Werte wurde in den vorangegangenen Gleichungen weggelassen. Der Berechnung homogener Leitungen ist Kapitel 2.5 auf Seite 34 gewidmet.

### Arten von Leitungsmatrizen

Bei der mathematischen Beschreibung von Leitungen ist zu unterscheiden zwischen Leitungsmatrizen, die den Zusammenhang zwischen Größen an einem elektrischen Eintor beschreiben, und solchen, die die Größen eines elektrischen Zweitores verknüpfen. Beide Varianten sind in Abbildung 2.4 dargestellt, links übereinander die klassischen Darstellungen einpoliger Ein- und Zweitore und rechts nebeneinander dreipolige Ein- bzw. Zweitore, wie sie bei einer Drehstromleitung der elektrischen Energieversorgung zu finden sind. Für die Klemmen die zu einem Tor zusammengefasst werden, gilt die Bedingung, dass ihre Stromsumme stets null ergibt, die sogenannte Torbedingung. Bei Wahl einer Klemme als Bezugsknoten wird ein Tor mit  $n + 1$  Anschlüssen durch die  $n$  Ströme und Spannungen der anderen Anschlüsse vollständig beschrieben. Man spricht von einem  $n$ -poligen Tor<sup>1</sup>.

Die oben eingeführten Parametermatrizen von Freileitungen (Widerstand-, Induktivitäts-, Impedanz-, Kapazitäts-, Leitwert-, Admittanzmatrizen) stellen Eintormatrizen dar, da sie direkt das Verhältnis aus Spannungen über bestimmten Elementen und den Strömen durch diese Elemente beschreiben. Die ab Kapitel 2.5 besprochenen Zweitordarstellungen (wie beispielsweise das homogene Leitungsmodell) hingegen verknüpfen Phasenströme und Phasenspannungen am Anfang und Ende der Leitung miteinander und enthalten sowohl Längs- als auch Querparameter. Die Dimension von Zweitormatrizen ist wegen der Anzahl der verknüpften Größen doppelt so groß wie die von Eintormatrizen, siehe Tabelle 2.1 auf der nächsten Seite.



**Abbildung 2.4:** Illustration des einphasigen (links) und dreiphasigen (rechts) Ein- und Zweitors

<sup>1</sup>Verwirrung entsteht ggf. durch die Verwendung von Begriffen wie „Zweipol“ oder „Vierpol“ für das einpolige Ein- bzw. Zweitor usw. Dabei stehen die Torbegriffe für spezielle Varianten von Mehrpolen, da zusätzlich Torbedingungen gelten.

**Tabelle 2.1:** Dimensionen von Ein-/Zweitormatrizen

	Eintor	Zweitör
$n$ Leiter	$n$ Spannungen & $n$ Ströme $\Rightarrow n \times n$ Matrix	$2n$ Spannungen & $2n$ Ströme $\Rightarrow 2n \times 2n$ Matrix

## Mathematische Entkopplung

An dieser Stelle soll das Augenmerk darauf liegen, dass bei der elektrischen Beschreibung von Dreiphasenleitungen anhand ihrer realen Leitergrößen (Ströme und Spannungen), d.h. in sogenannten „natürlichen Koordinaten“, vollbesetzte Matrizen auftreten. Dies macht die händische Berechnung mit Stift und Papier schwierig und lässt physikalische Wirkzusammenhänge u.U. nur schwer erkennen. Es wurden deshalb bereits früh Koordinatentransformationen eingeführt, die für dreiphasig symmetrische Leitungen eine Entkopplung der Gleichungen durch Übergang in einen Bildbereich erlauben. Ein dreiphasiges System wird dadurch in drei voneinander unabhängige einphasige Netzwerke zerlegt. Außer den genannten Vorteilen erlaubt diese Entkopplung, die verteilten Parameter mit der Theorie der Leitungsgleichungen auch als solche zu berücksichtigen, was sonst nicht möglich ist. Die Vorgehensweise dieser sogenannten Modaltransformationen, und wie das Verfahren auch auf unsymmetrische Leitungen mit beliebig vielen Phasen angewandt werden kann, wird in Kapitel 2.4 auf Seite 27 erläutert. Nachfolgend werden in Kapitel 2.5 die Leitungsgleichungen zur Berücksichtigung homogen verteilter Leitungsparameter erklärt und schließlich in Kapitel 2.6 der Aufbau eines verteilten Leitungsmodells dargestellt. In Kapitel 3 werden verschiedene Untersuchungen an hybriden Konfigurationen durchgeführt.

## 2.2 Bestimmung der Parametermatrizen von Freileitungen

### 2.2.1 Kapazitäten

Um die Kapazitäten zwischen den Leitern einer Freileitung zu berechnen, muss das durch sie hervorgerufene elektrische Feld  $\mathbf{E}$  betrachtet werden. Aufgrund der relativ niedrigen Betriebsfrequenz elektrischer Energieversorgungsnetze kann dieses als unabhängig vom

magnetischen und somit als statisches Gradientenfeld des elektrischen Potentials  $\varphi$  betrachtet werden:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi \quad (2.8)$$

Dies wird bei der Berechnung betriebsfrequenter Größen keinen Fehler zur Folge haben. Hochfrequente Vorgänge, wie sie etwa von selbstgeführten Umrichtern emittiert werden, sollen nicht Gegenstand in dieser Arbeit sein. [3]

**Feldnachbildung durch linienhafte Leiter** Freileitungsseile stellen zylindrische Leiter mit näherungsweise unendlicher Ausdehnung in einer Raumrichtung dar. Das elektrische Feld solcher Gebilde kann mithilfe der Elementaranordnung unendlich langer, linienhafter Ladungsanordnungen nachgebildet werden, welche im allgemeinen Fall exzentrisch im Inneren der Leiter zu platzieren sind. Aufgrund der Tatsache jedoch, dass die Abstände der Freileitungsseile untereinander und zum Erdboden deutlich größer sind als ihre Radien, kann jedes Seil mit guter Näherung durch eine Linienladung in seiner Längsachse beschrieben werden.

Die Unabhängigkeit von der dritten Raumrichtung bedingt, dass die Feldberechnung vorteilhaft in komplexen Koordinaten durchgeführt werden kann. Für die Feldstärke an einem Punkt  $z$  in einer Umgebung mit der Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  einer einzelnen Linienladung mit dem Ladungsbelag  $Q'$  gilt dann:

$$\underline{E} = E e^{j\gamma} = \frac{Q'}{2\pi\varepsilon z^*} \quad (2.9)$$

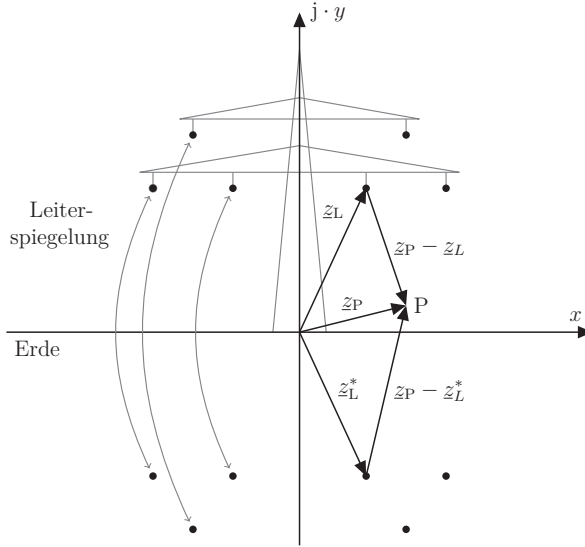
Entsprechend ist die Formel für das hervorgerufene Potential bei Festlegung des Bezugspunktes in unendlicher Ferne:

$$\varphi = -\frac{Q'}{2\pi\varepsilon} \ln |z| \quad (2.10)$$

Sind mehrere linienhafte Leiter vorhanden, dann überlagern sich ihre einzelnen Einflüsse, sodass  $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots$  und  $\underline{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 + \dots$  gilt.

**Spiegelladungsverfahren** Die Positionen aller Leiter im Querschnitt der Freileitung werden unter Berücksichtigung eines mittleren Durchhangs  $f = 0,7 \cdot f_{max}$  durch komplexe Zeiger beschrieben. Um die Erdoberfläche als Äquipotentialfläche mit dem Potential Null nachzubilden, müssen sämtliche Leiter der Anordnung an der Erdoberfläche gespiegelt

und die Spiegelleiter mit einer Ladung gleicher Größe aber entgegengesetzter Polarität versehen werden. Abbildung 2.5 zeigt das Prinzip der Leiterspiegelung im komplexen Koordinatensystem. Der Koordinatenursprung wird dabei wie dargestellt auf Erdbodenhöhe und in der Mitte der Trasse gewählt.



**Abbildung 2.5:** Spiegelladungsverfahren im komplexen Koordinatensystem

Das Potential und die Feldstärke an einem Punkt P kann nun durch die Überlagerung der Beiträge aller Leiter und Spiegelleiter berechnet werden. Die Formeln (2.11) und (2.12) stellen dies bei einer Anordnung aus  $n$  Leiterseilen über der Erdoberfläche dar.

$$\varphi_P = \frac{1}{2\pi\epsilon} \sum_{\nu=1}^n Q'_\nu \ln \left| \frac{z_P - z_\nu^*}{z_P - z_\nu} \right| \quad (2.11)$$

$$\underline{E}_P = \frac{1}{2\pi\epsilon} \sum_{\nu=1}^n Q'_\nu \left( \frac{1}{z_P^* - z_\nu^*} - \frac{1}{z_P^* - z_\nu} \right) \quad (2.12)$$

**Bündelleiter** Bündelleiter werden dabei als ein Einzelleiter am Ort des Bündelmittelpunktes aufgefasst. Der für spätere Berechnungen nötige Leiterradius kann in diesem Fall als Ersatzradius allgemein aus der Teilleiterzahl  $n$ , dem Seilradius  $r$  und den Teilleitermittenabständen  $a_{1\mu}$  nach Gleichung (2.13) bestimmt werden, bzw. wenn die Teilleiter regelmäßig auf einer Kreislinie angeordnet sind unter Verwendung des Teilkreisradius  $r_T$



nach Gleichung (2.14).

$$r_{\text{ers}} = \sqrt[n]{r_{\text{Seil}} \prod_{\mu=2}^n a_{1\mu}} \quad (2.13)$$

$$\text{bzw.} \quad r_{\text{ers}} = \sqrt[n]{n \cdot r_{\text{Seil}} \cdot r_{\text{T}}^{n-1}} \quad (2.14)$$

**Matrix der Potentialkoeffizienten** In Gleichung (2.11) kann der Punkt  $P$  im speziellen Fall auch auf einer Leiteroberfläche liegen. Stellt man auf diese Weise  $n$  Gleichungen für die Potentiale aller  $n$  Leiter auf, ergibt sich folgendes lineares Gleichungssystem.

$$\varphi = \alpha \mathbf{Q}' \quad (2.15)$$

Die Einträge der Matrix  $\alpha$  sind dann die Potentialkoeffizienten zwischen den einzelnen Leitern gemäß Gleichung (2.16).

$$\alpha_{\nu\nu} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \ln \frac{|z_\nu - z_\nu^*|}{r_\nu} \quad (2.16)$$

$$\alpha_{\nu\mu} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \ln \left| \frac{z_\nu - z_\mu^*}{z_\nu - z_\mu} \right| \quad \text{für } \nu \neq \mu$$

In Matrixschreibweise lässt sich  $\alpha$  für ein Dreiphasensystem wie folgt darstellen.  $h_n$  ist darin die Höhe des Leiters über dem Erdboden,  $D_{\nu\mu}$  der Abstand zwischen zwei Leitern und  $D'_{\nu\mu}$  der Abstand zwischen Leiter  $\nu$  und Spiegelleiter von  $\mu$ .

$$\alpha = \frac{1}{2\pi\epsilon} \begin{pmatrix} \ln \frac{2h_1}{r_{\text{ers}}} & \ln \frac{D'_{12}}{D_{12}} & \ln \frac{D'_{13}}{D_{13}} \\ \ln \frac{D'_{21}}{D_{21}} & \ln \frac{2h_2}{r_{\text{ers}}} & \ln \frac{D'_{23}}{D_{23}} \\ \ln \frac{D'_{31}}{D_{31}} & \ln \frac{D'_{32}}{D_{32}} & \ln \frac{2h_3}{r_{\text{ers}}} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

**Kapazitätskoeffizienten und -matrix** Durch Umstellen von Gleichung (2.15) erhält man (2.18), worin  $\gamma$  Matrix der Kapazitätskoeffizienten heißt.

$$\mathbf{Q}' = \alpha^{-1} \varphi = \gamma \varphi \quad (2.18)$$

Addiert man den Ausdruck

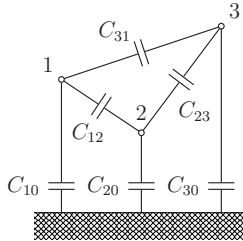
$$0 = \varphi_\nu \sum_{\mu=1}^n \gamma_{\nu\mu} - \varphi_\nu \sum_{\mu=1}^n \gamma_{\nu\mu} \quad (2.19)$$

zu jeder Zeile  $\nu$ , so erhält man

$$\mathbf{Q}' = \begin{pmatrix} \left( \sum_{\mu=1}^n \gamma_{1\mu} \right) (\varphi_1 - 0) & -\gamma_{12}(\varphi_1 - \varphi_2) & \cdots & -\gamma_{1n}(\varphi_1 - \varphi_n) \\ -\gamma_{21}(\varphi_2 - \varphi_1) & \left( \sum_{\mu=1}^n \gamma_{2\mu} \right) (\varphi_2 - 0) & \cdots & -\gamma_{2n}(\varphi_2 - \varphi_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\gamma_{n1}(\varphi_n - \varphi_1) & -\gamma_{n2}(\varphi_n - \varphi_2) & \cdots & \left( \sum_{\mu=1}^n \gamma_{n\mu} \right) (\varphi_n - 0) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Gleichung (2.20) beschreibt die Ladungen der einzelnen Leiter als Funktion von Potentialdifferenzen, d.h. also von Spannungen. Die Ausdrücke vor diesen Spannungen sind die Leiter-Erde- und Leiter-Leiter-Kapazitäten  $C'_{\nu 0}$  und  $C'_{\nu\mu}$  der Anordnung wie in Abbildung 2.6 beispielhaft für drei Leiter gezeigt.

$$C'_{\nu 0} = \sum_{\mu=1}^n \gamma_{\nu\mu} \quad \text{und} \quad C'_{\nu\mu} = C'_{\mu\nu} = -\gamma_{\nu\mu} = -\gamma_{\mu\nu} \quad (2.21)$$



**Abbildung 2.6:** Teilkapazitäten einer Freileitung mit drei Leitern [3]

Nochmals umgeformt, so dass die Ladungen wieder nur von den Leiter-Erde-Spannungen abhängen, ergibt sich (2.22), woraus folgt, dass die Matrix  $\gamma$  identisch mit der Matrix  $\mathbf{C}'$  der Leitungskapazitäten ist.

$$\mathbf{Q}' = \begin{pmatrix} C'_{10} + \sum_{\mu \neq 1} C'_{1\mu} & -C'_{12} & \cdots & -C'_{1n} \\ -C'_{21} & C'_{20} + \sum_{\mu \neq 2} C'_{2\mu} & \cdots & -C'_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -C'_{n1} & -C'_{n2} & \cdots & C'_{n0} + \sum_{\mu \neq n} C'_{n\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_n \end{pmatrix} = \mathbf{C}' \mathbf{U} = \gamma \mathbf{U} \quad (2.22)$$

Elektromagnetische Kopplungen hybrider  
AC-DC-Leitungen  
Berechnungen anhand eines verteilten Leitungsmodells  
Schindler, J.  
2016, XV, 126 S. 88 Abb. in Farbe., Softcover  
ISBN: 978-3-658-12798-5