

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis.....	1
1. Einführung in die Leitungstechnik	1
1.1 Besonderheiten bei Leitungen und das Leitungsersatzschaltbild.....	2
1.2 Die Differentialgleichungen der Leitung	4
1.2.1 Lösung des Differentialgleichungssystems.....	5
1.2.2 Technische Interpretation und Herleitung wichtiger Kenngrößen.....	6
1.3 Reflexionsfaktor und Stehwelle	9
1.3.1 Definition des Reflexionsfaktors.....	10
1.3.2 Zusammenhang zwischen Wellenwiderstand, Lastimpedanz und Reflexionsfaktor.....	11
1.3.3 Wie eine stehende Welle entsteht.....	12

1. Einführung in die Leitungstechnik

Nach der Einführung des Leitungsersatzschaltbildes, der Vorstellung der Leitungsgleichungen und der Herleitung des Leitungswellenwiderstandes wird die Definition des Reflexionsfaktor dargestellt und die Bildung von stehenden Wellen erläutert.

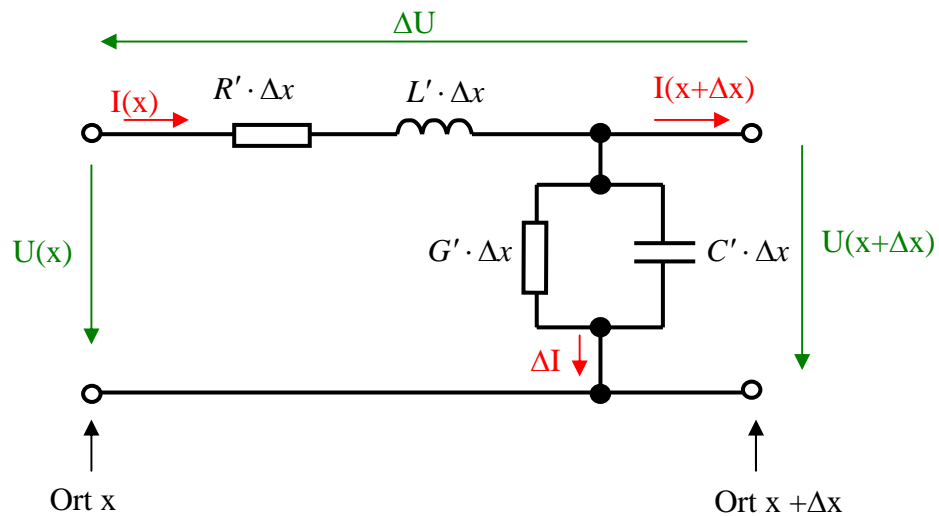
1.1 Besonderheiten bei Leitungen und das Leitungersatzschaltbild

Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf Zweileiteranordnungen mit einem Hin- und einem Rückleiter. Die Form des Querschnittes dieser Zweileiteranordnung kann dabei sehr unterschiedlich sein. Es gibt Koaxialleitungen, Mikrostreifenleitungen, Stegleitungen und vieles mehr. Wichtig ist, dass die hier betrachtete Theorie nur dann anwendbar ist, wenn der Querschnitt über die Länge der Leitung gesehen homogen bleibt. Das heißt Diskontinuitäten im Querschnitt durch Einknickungen, zu kleine Biegeradien u. ä. werden nicht betrachtet.

Die Isolation der beiden Leitungen zueinander wird durch einen nichtleitenden dielektrischen Werkstoff realisiert. Diese Anordnung von zwei leitenden Werkstoffen getrennt durch einen nichtleitenden Werkstoff entspricht dem Aufbau eines Kondensators, jedoch mit dem Unterschied das sich bei der Leiteranordnung die Kapazität über die gesamte Leitungslänge gleichmäßig verteilt. Daraus resultieren dann auch wichtige Verhaltensunterschiede zwischen einem diskret realisierten Kondensator und einem Leitungsstück, welches die gleiche Gesamtkapazität aufweist.

Man stelle sich den Umladevorgang am Dielektrikum vor. Beim diskreten Kondensator ist der Zuflussweg für alle beteiligten Ladungsträger annähernd gleich und damit auch deren Laufzeit bei der Umladung. Dagegen haben bei einem am Ende offenen und damit leerlaufenden Leitungsabschnitt von beispielsweise 1m Länge die einzelnen Ladungsträger beim Umladevorgang fast alle einen unterschiedlich langen „Anfahrtsweg“ und damit eine andere Laufzeit. Durch die Wegunterschiede ergeben sich auch unterschiedliche ohmsche Widerstände beim Durchleiten der Ladungsträger zu ihrer Ankunftsstelle im Dielektrikum. Auch die Fläche, die der Strom beim Durchfluss durch Hin- und Rückleiter umfährt ist leitungslängenabhängig und damit die Induktivität der Anordnung. Die eben beschriebenen Sachverhalte sorgen mit dafür, dass eine Leitung nicht einfach mit einem Netzwerk aus wenigen diskreten Bauelementen nachgestellt werden kann. Stattdessen werden sogenannte Belaggrößen eingeführt, die längenproportional sind. Zum Beispiel ein 2m langes RG58 CU Kabel, welches am Ende offen also leerlaufend ist ergibt bei einer Kapazitätsmessung zwischen Innen- und Außenleiter ungefähr 190pF. Schneidet man es jetzt um die Hälfte auf 1m zurück, dann ergibt die Messung der Kapazität 95pF also auch die Hälfte. Der gleiche proportionale Zusammenhang ist beim ohmschen Isolationsleitwert gegeben. Ein Halbieren der Länge bringt auch hier eine Halbierung der unerwünschten Ableitung. Bei den zwei oben bereits angesprochenen Längsgrößen Widerstand und Induktivität verhält es sich ebenso.

Mit diesen vier auf die Leitungslänge bezogenen Werten lässt sich jetzt das Ersatzschaltbild der verlustbehafteten Leitung aufstellen, welches nachrichtentechnisch gesehen ein Zweitor darstellt:



Die Spannung und der Strom am Eingang des Zweitores sind definiert als die Werte am Ort x auf der Leitung. Spannung und Strom am Ausgang des Zweitores sind die Werte am Ort x inkrementiert um Δx also ein kleines Stück weiter entfernt liegend vom Eingang der Leitung aus gesehen. Der Zweitorausgangsstrom ist entgegen der sonst üblichen Richtung nach außen fließend definiert. Das erleichtert die Verkettung mit anderen Vierpolen. Dank der Einführung der Belaggrößen, lassen sich jetzt für die Leitungsersatzschaltung unter Anwendung des Kirchhoffschen Maschensatzes und des Knotenpunktsatzes zwei Gleichungen aufstellen:

$$(I) \quad -\Delta U = R' \cdot \Delta x \cdot I(x) + L' \cdot \Delta x \cdot \frac{dI(x)}{dt}$$

$$(II) \quad -\Delta I = G' \cdot \Delta x \cdot U(x) + C' \cdot \Delta x \cdot \frac{dU(x)}{dt}$$

Mit Blick auf die eingangs erwähnten Besonderheiten ist eine genaue Lösung nur dann zu erlangen, wenn die Leitung mit unendlich vielen dieser diskreten Ersatzschaltbilder jeweils nur gültig für ein infinitesimal kurzes Stück Leitung beschrieben wird. Diese Betrachtungsweise führt dann zu den Differentialgleichungen der Leitung.

1.2 Die Differentialgleichungen der Leitung

Dividiert man beide Gleichungen durch das Längeninkrement und bildet den Grenzwert indem man das Längeninkrement Δx gegen 0 aber mit der Bedingung x ungleich 0 laufen lässt, dann erhält man die Differentialgleichungen der Leitung:

$$(I) \quad \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{-\Delta U}{\Delta x} = -\frac{\partial U}{\partial x} = R' \cdot I(x) + L' \cdot \frac{\partial I(x)}{\partial t}$$

$$(II) \quad \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta x} = \frac{\partial I}{\partial x} = G' \cdot U(x) + C' \cdot \frac{\partial U(x)}{\partial t}$$

(I) und (II) sind Wellengleichungen, da sie eine Ableitung nach dem Ort und eine Ableitung nach der Zeit enthalten. Es ist ein Gleichungssystem, dass aus 2 partiellen Differentialgleichungen besteht. Die Ableitungen nach der Zeit entsprechen im Frequenzbereich einer Multiplikation mit $j\omega$. Das führt zu folgenden Gleichungen:

$$(I) \quad -\frac{dU}{dx} = R' \cdot I(x) + j\omega L' \cdot I(x) = (R' + j\omega L') \cdot I(x)$$

$$(II) \quad \frac{dI}{dx} = G' \cdot U(x) + j\omega C' \cdot U(x) = (G' + j\omega C') \cdot U(x)$$

(I) und (II) stellen in dieser Form die Differentialgleichungen der Leitung im Bild- oder Frequenzbereich dar. Durch die Verwendung der Bildraumvariable $j\omega$ liegt jetzt ein Gleichungssystem bestehend aus zwei homogenen Differentialgleichungen vor. Letztere enthalten jetzt nur noch Ableitungen nach dem Ort x .

1.2.1 Lösung des Differentialgleichungssystems

Zur Lösung dieses Differentialgleichungssystems wird eine der beiden Gleichungen einmal abgeleitet. Das Ergebnis kann dann in die jeweils andere eingesetzt werden:

$$(I)' \quad -\frac{d^2U}{dx^2} = (R' + j\omega L') \cdot \frac{dI(x)}{dx}$$

Jetzt kann in dieses Ergebnis Gleichung (II) eingesetzt werden:

$$(I)' \quad \frac{d^2U}{dx^2} = (R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C') \cdot U(x)$$

Als Resultat erhalten wir eine homogene Differentialgleichung. Die vorliegende Form lässt sich durch einen Potentialansatz lösen. Für $U(x)$ setzen wir an:

$$U(x) = U_0 \cdot e^{px}$$

Wird dieser Ausdruck zweimal nach x abgeleitet ergibt das:

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = U_0 \cdot p^2 \cdot e^{px}$$

In die Gleichung (I)' wird nun der Ansatz und dessen zweifache Ableitung eingesetzt:

$$(I)' \quad U_0 \cdot p^2 \cdot e^{px} = (R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C') \cdot U_0 \cdot e^{px}$$

Auf beiden Seiten durch $U_0 \cdot e^{px}$ dividieren ergibt:

$$(I)' \quad p^2 = (R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C')$$

Für p gibt es zwei mögliche Lösungen:

$$(I)' \quad p = \pm \sqrt{(R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C')} = \pm \gamma$$

Die vollständige Lösung der DGL berücksichtigt das:

$$(III) \quad U(x) = U_A \cdot e^{-\gamma x} + U_B \cdot e^{\gamma x}$$

U_A und U_B sind komplexe Integrationskonstanten zur Anpassung an die jeweiligen Randbedingungen.

1.2.2 Technische Interpretation und Herleitung wichtiger Kenngrößen

1.2.2.1 Die Ausbreitungskonstante γ

Gamma ist die Ausbreitungskonstante (propagation constant) der Leitung und von Spezialfällen abgesehen immer komplex:

$$(I)' \quad \gamma = \pm \sqrt{(R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C')} = \alpha + j\beta$$

Da es zwei mögliche Lösungen für γ gibt, gibt es auch zwei mögliche Wellen auf der Leitung. Sie unterscheiden sich im Vorzeichen von Gamma und damit in der Laufrichtung auf der Leitung:

$$(III) \quad U(x) = U_A \cdot e^{-\gamma x} + U_B \cdot e^{\gamma x}$$

Die in x-Richtung hinlaufende Spannungswelle auf der Leitung

Die in -x-Richtung rücklaufende Spannungswelle auf der Leitung

1.2.2.2 Betrachtung einer Teillösung

Im folgenden soll nur die in x-Richtung laufende Teillösung betrachtet werden. Die vorliegende Gleichung beschreibt erst einmal nur den örtlichen Verlauf der Spannung auf der Leitung:

$$(III) \quad U(x) = U_A \cdot e^{-\gamma x} = U_A \cdot e^{-\alpha x} \cdot e^{-j\beta x}$$

Der zeitliche Verlauf soll im folgenden Beispiel als cosinusförmig angenommen werden. Damit wird folgende Zeitfunktion angesetzt:

(IV)

$$u(t) = \hat{U} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) = \operatorname{Re}[\hat{U} \cdot e^{j\omega t + \varphi_0}] = \operatorname{Re}[\hat{U} \cdot e^{\varphi_0} \cdot e^{j\omega t}] = \operatorname{Re}[\hat{U}_{\text{mit } \varphi_0} \cdot e^{j\omega t}]$$

Nach dem Einbinden des Ausdruckes für den zeitlichen Verlauf in die Integrationskonstante der Teillösung der Differentialgleichung erhält man dann:

(IV)

$$u(x, t) = \operatorname{Re}[\hat{U}_{\text{mit } \varphi_0} \cdot e^{-\alpha \cdot x} \cdot e^{-j\beta \cdot x} \cdot e^{j\omega t}] = \operatorname{Re}[\hat{U}_{\text{mit } \varphi_0} \cdot e^{-\alpha \cdot x} \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot x)}]$$

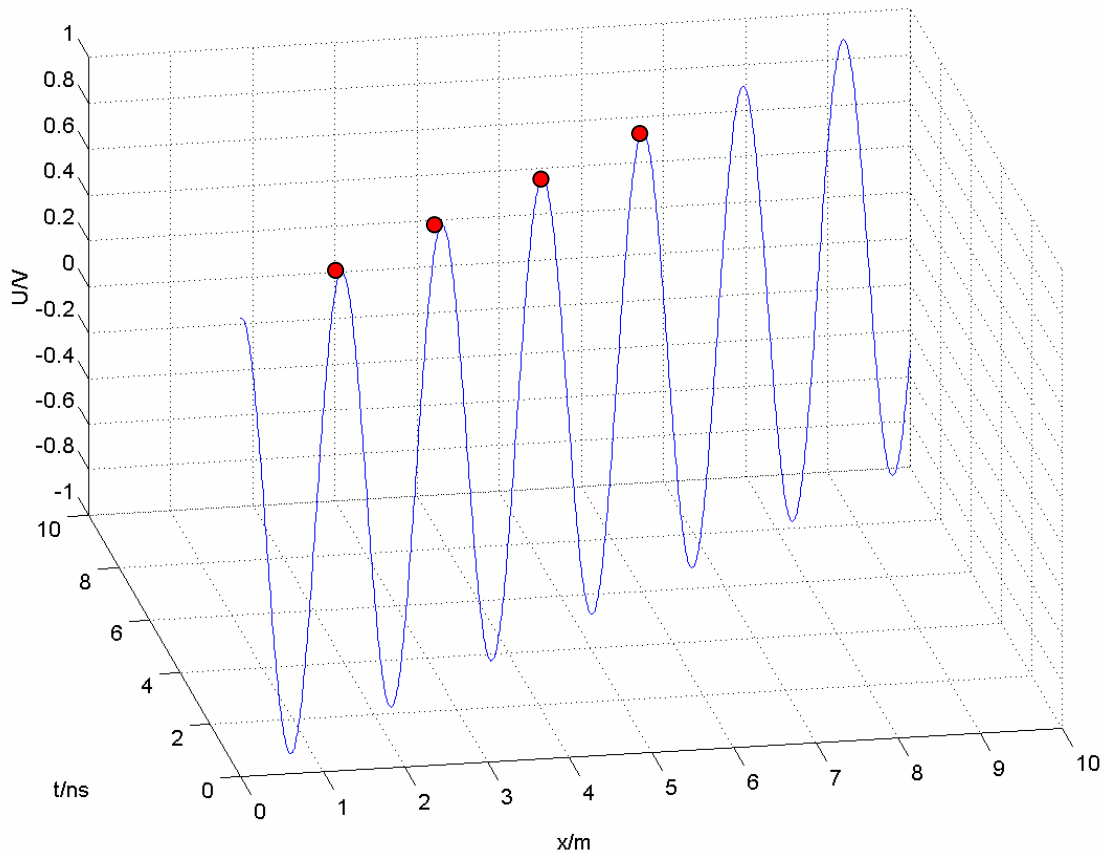
Dieser Faktor ist abhängig vom Ort x und rein reell. Er beschreibt den Dämpfungsverlauf auf der Leitung. Mit dem Ansatz $\alpha=0$ wird er zu 1. Das ist für kurze Leitungsabschnitte im HF-Bereich häufig mit guter Näherung machbar.

Dieser Faktor ist eine Konstante. Er enthält die Anfangsphasenbedingung des zeitlichen Verlaufes und die Amplitude der Welle.

Dieser Faktor ist abhängig vom Ort x auf der Leitung und der Zeit t

1.2.2.3 Grafiken zum örtlichen und zeitlichen Verlauf

Um eine Vorstellung von dieser doppelten Abhängigkeit zu vermitteln folgt eine grafische Darstellung. Es wird dabei der Ansatz $\alpha=0$ angewendet:



Beobachtet man zum Beispiel nacheinander die Punkte maximaler Amplitude der Welle, dann zeigt sich der konstante Fortschritt eines Phasenpunktes auf der Welle mit der Zeit. Diese Ortsänderung mit der Zeit bezeichnet man als Phasengeschwindigkeit. Da die markierten Punkte alle auf einer Geraden liegen, ist sie im vorliegenden Fall konstant:

$$(V) \quad v_{Phase} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = const$$

1.2.2.4 Wie ist die Lösung der Differentialgleichung für $I(x)$?

Wenn man sich die Gleichungen (I) und (II) auf Seite 4 unten ansieht, dann fällt der mathematisch gleiche Aufbau auf. Daher ist die Lösung der DGL für den Strom auch genauso aufgebaut wie die Lösung für die Spannung. Mit dieser Überlegung erhält man:

$$(VI) \quad I(x) = I_A \cdot e^{-\gamma x} + I_B \cdot e^{\gamma x}$$

1.2.2.5 Der Wellenwiderstand

Der Zusammenhang zwischen U und I auf der Leitung wird mit dem Wellenwiderstand ausgedrückt. Er ist definiert als Quotient aus Spannung und Strom **einer** der beiden Wellen auf der Leitung:

$$(VII) \quad Z_W = \frac{U_A}{I_A} = \frac{U_B}{I_B}$$

Mit Gleichung (I) von Seite 4 ist folgendes gegeben:

$$-\frac{dU}{dx} = (R' + j\omega L') \cdot I(x)$$

In diesen Ausdruck setzen wir die jeweils erste Teillösung beispielhaft für die hinlaufende Welle ein:

$$(I) \quad -\frac{d(U_A \cdot e^{-\gamma x})}{dx} = (R' + j\omega L') \cdot I_A \cdot e^{-\gamma x}$$

Die linke Seite der Gleichung kann jetzt aber auch anders ausgedrückt werden:

$$(I) \quad \gamma \cdot U_A \cdot e^{-\gamma x} = (R' + j\omega L') \cdot I_A \cdot e^{-\gamma x}$$

Das wird umgeformt:

$$(VII) \quad \frac{U_A \cdot e^{-\gamma x}}{I_A \cdot e^{-\gamma x}} = \frac{(R' + j\omega L')}{\gamma} = Z_W$$

Für γ wird der beim Potentialansatz entstandene Ausdruck von Seite 5 eingesetzt und gekürzt:

$$(VII) \quad Z_W = \frac{U_A \cdot e^{-\gamma x}}{I_A \cdot e^{-\gamma x}} = \frac{(R' + j\omega L')}{\gamma} = \frac{(R' + j\omega L')}{\sqrt{(R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C')}} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}}$$

$$Z_W = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}}$$

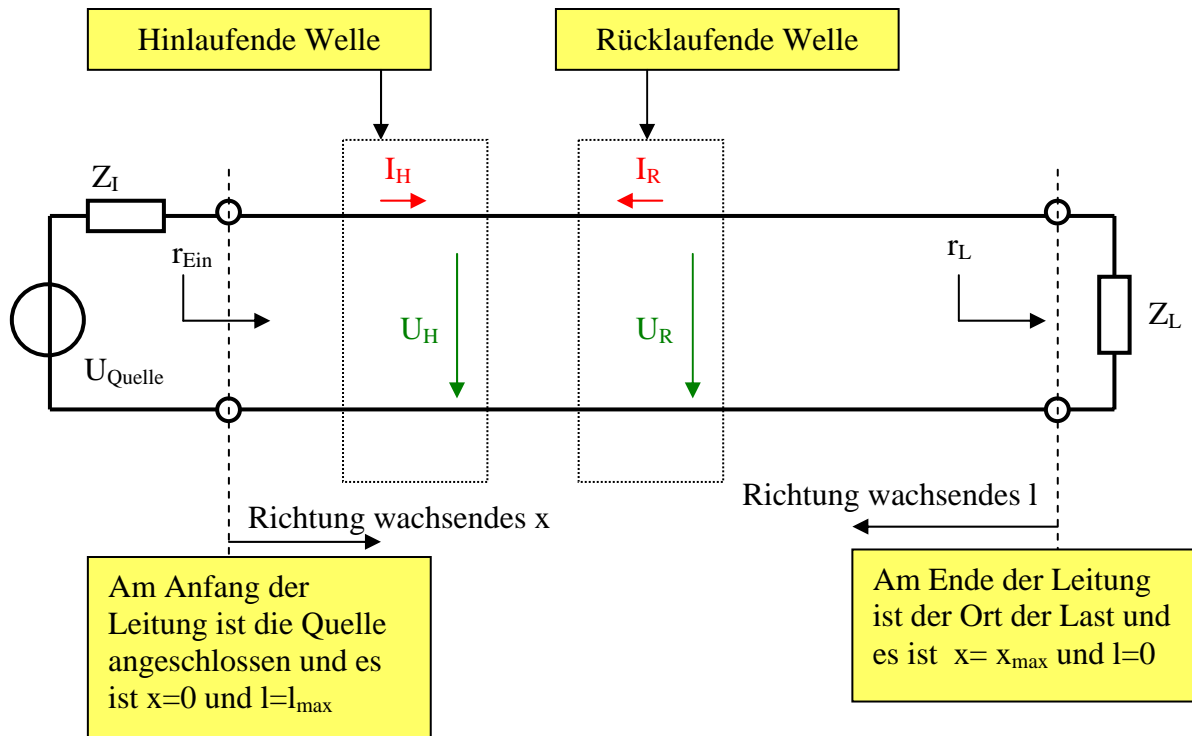
Können R' und G' mit 0 angesetzt werden, dann ist der Wellenwiderstand rein reell und vereinfacht sich zu:

$$(VIII) \quad Z_W = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$$

Die Wellenwiderstände der handelsüblichen HF-Koaxialkabel werden in dieser Form angegeben.

1.3 Reflexionsfaktor und Stehwelle

Durch das Vorhandensein der beiden Teillösungen und damit der beiden in entgegengesetzter Richtung laufenden Wellen, die sich auf der Leitung überlagern kommt es zu auf den ersten Blick merkwürdig erscheinenden Effekten. Da insbesondere für Messungen an Leitungen deren Verständnis wichtig ist sollen sie im folgenden vorgestellt werden. Hat man die Effekte einmal verstanden, dann kann man sie sich für den Entwurf von Anpassungen und anderen Schaltungen oft zu Nutze machen. Um im Einklang mit der gängigen Literatur und den Abhandlungen über Leitungen zu bleiben sind dazu noch einige Definitionen zu ergänzen:



Durch die Definition der Länge mit $l=0$ am Ort der Last entgegengesetzt zu x gilt folgendes:

$$(IX) \quad l = -x$$

Weiterhin werden die bisher verwendeten Indizes A und B der Teillösungen der DGL von jetzt an durch H und R ersetzt um die Laufrichtung auszudrücken.

Die Leitung und ihr Verhalten ist jetzt mit den drei bisher hergeleiteten Kenngrößen γ , Z_w und l für unsere Zwecke ausreichend beschrieben.

1.3.1 Definition des Reflexionsfaktors

Der Quotient aus rücklaufender und hinlaufender Welle der Spannung ist als Reflexionsfaktor definiert. Er spielt eine entscheidende Rolle in der Messtechnik und wird in der Nachrichtentechnik sehr häufig verwendet. Sein Wert ist abhängig vom Ort auf der Leitung:

$$(X) \quad r_L = \frac{U_{RL} \cdot e^{+\gamma x}}{U_{HL} \cdot e^{-\gamma x}} = \frac{U_{RL} \cdot e^{-\gamma l}}{U_{HL} \cdot e^{+\gamma l}} \quad \text{mit } L \text{ als Index für den Ort der Last.}$$

Oft wird beispielsweise bei der Arbeit mit dem Smith-Diagramm für kürzere Leitungsabschnitte der schon angesprochene Ansatz $\alpha=0$ gemacht. Dadurch vereinfacht sich der Ausdruck:

$$(X) \quad r_L = \frac{U_{RL} \cdot e^{-j\beta l}}{U_{HL} \cdot e^{+j\beta l}} = \frac{U_{RL}}{U_{HL}} e^{-j2\beta l}$$

Mit $l = 0$ am Ort der Last vereinfacht er sich noch weiter:

$$(X) \quad r_L = \frac{U_{RL}}{U_{HL}} e^{-j2\beta l} = \frac{U_{RL}}{U_{HL}} e^{j0} = \frac{U_{RL}}{U_{HL}}$$

Ein Vorteil der Definition sei im folgenden vorgestellt. Häufig kann zum Beispiel nur der Reflexionsfaktor am Eingang der Leitung messtechnisch bestimmt werden, da das Ende nicht oder nur schwer zugänglich ist. Der Zusammenhang zwischen dem Reflexionsfaktor am Ausgang mit dem vom Eingang ergibt sich dann wie folgt:

$$(XI) \quad r_{Ein}(l) = \frac{U_{RL} \cdot e^{-j\beta l}}{U_{HL} \cdot e^{+j\beta l}} = \frac{U_{RL}}{U_{HL}} e^{-j2\beta l} = r_L \cdot e^{-j2\beta l}$$

Der Betrag hat sich nicht geändert sondern nur die Phase des Reflexionsfaktors. Diese vorteilhafte Vereinfachung wird bei der Arbeit im Smith-Diagramm und in der messtechnischen Praxis oft verwendet. Ist die Länge der Zuleitung bekannt, dann muss die Reflexion eben nicht mehr auf dem Dach bei der Antenne gemessen werden sondern es genügt sie im Gebäude an der Quelle zu bestimmen und über die Phasenänderung verursacht durch $2\beta l$ herzuleiten. Der Ausdruck zeigt aber auch auf, dass nur bei genauer Kenntnis der Zuleitungslänge akkurate Ergebnisse erlangt werden können. Das ist der Hauptgrund für die vor der Messung durchzuführende Kalibrierung bei der Netzwerkanalyse. Hier zählt bei Messungen im GHz-Bereich dann jeder cm Kabellänge, da er die Phase merkbar ändert.

1.3.2 Zusammenhang zwischen Wellenwiderstand, Lastimpedanz und Reflexionsfaktor

Wie hängen diese drei Größen voneinander ab? Für die Spannung an der Last gilt:

$$(XII) \quad U_L = U_{HL} + U_{RL}$$

Das ist durch die Überlagerung der beiden Spannungswellen begründet.

Für den Strom gilt:

$$(XIII) \quad I_L = I_{HL} - I_{RL}$$

Das ist durch die entgegengesetzte Stromrichtung der beiden Teillösungen begründet.

Gleichung (XIII) lässt sich mit Hilfe des Wellenwiderstandes auch mit Spannungen formulieren:

$$(XIII) \quad I_L = \frac{U_{HL}}{Z_W} - \frac{U_{RL}}{Z_W}$$

Multiplizieren mit Z_W ergibt:

$$(XIII) \quad Z_W \cdot I_L = U_{HL} - U_{RL}$$

Gleichung (XII) und (XIII) addiert ergibt:

$$(XII+XIII=XIV) \quad U_L + Z_W \cdot I_L = 2 \cdot U_{HL}$$

Gleichung (XII) minus (XIII) ergibt:

$$(XII-XIII=XV) \quad U_L - Z_W \cdot I_L = 2 \cdot U_{RL}$$

Gleichung (XV) dividiert durch (XIV) stellt den Reflexionsfaktor am Ort der Last dar:

$$(XV/XIV=XVI) \quad r_L = \frac{2 \cdot U_{RL}}{2 \cdot U_{HL}} = \frac{U_L - Z_W \cdot I_L}{U_L + Z_W \cdot I_L}$$

Zähler und Nenner durch I_L dividieren ergibt schließlich:

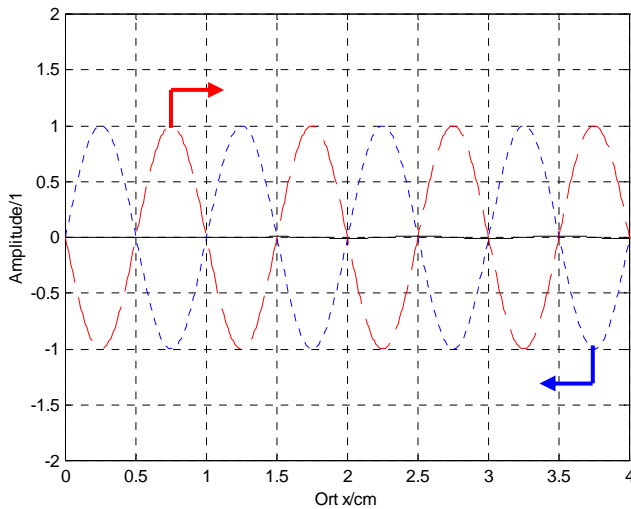
$$(XVI) \quad r_L = \frac{\frac{U_L}{I_L} - Z_W}{\frac{U_L}{I_L} + Z_W} = \frac{Z_L - Z_W}{Z_L + Z_W}$$

$$r_L = \frac{Z_L - Z_W}{Z_L + Z_W}$$

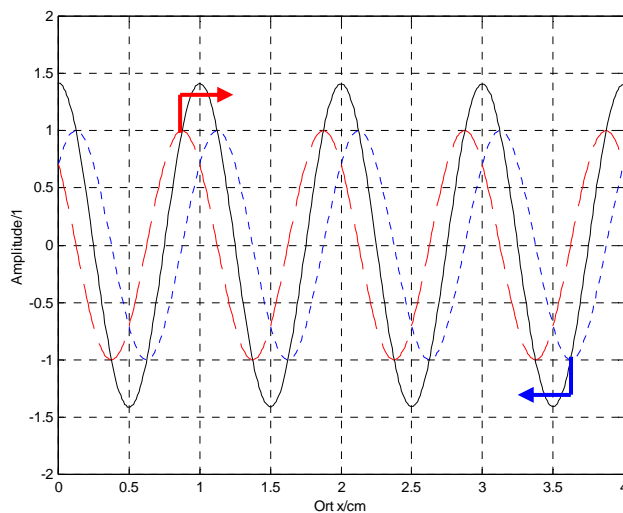
Zu jedem r_L gibt es genau einen Z_L und umgekehrt. Auf diesem Zusammenhang basiert die Darstellung des Smith-Diagramms. Eine Z_L -Messung kann durch eine r_L -Messung ersetzt werden. Darauf baut die Hoch- und Höchstfrequenzmesstechnik voll auf.

1.3.3 Wie eine stehende Welle entsteht

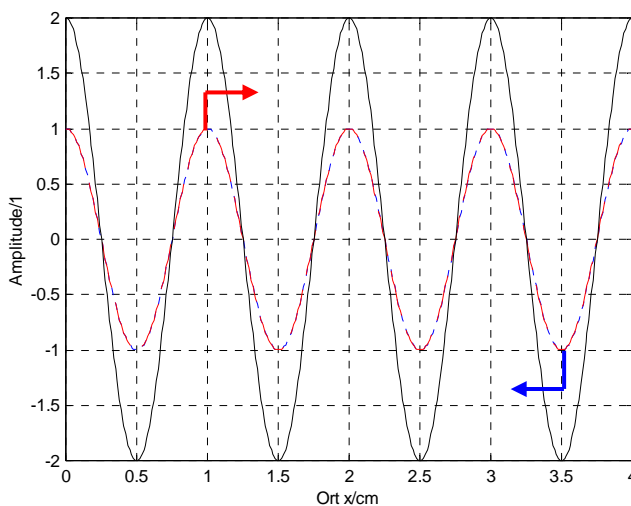
Es folgen drei Momentaufnahmen der beiden Teillösungen der Spannung als Funktion des Ortes auf der Leitung: Rot gestrichelt ist die hinlaufende Spannungswelle dargestellt, blau gepunktet die reflektierte zurücklaufende Spannungswelle. Schwarz und durchgängig ist die Addition dieser beiden Wanderwellen eingetragen:



t=t1 Die Darstellung stellt den speziellen Fall der Totalreflexion dar, da die Spannungsamplitude der reflektierten Welle genauso groß ist wie die Spannungsamplitude der hinlaufenden Welle. Es gibt Zeitpunkte, an denen diese beiden Wellen derart zueinander versetzt sind, dass ihre Aufaddition 0 ergibt. Das gilt in diesem Moment dann für alle Orte auf der Leitung.



t=t2 Zwischen t1 und t2 haben beide Wanderwellen ihre örtliche Verteilung in Richtung der eingetragenen Pfeile derart verlagert, dass ihre Aufaddition wiederum eine sinusförmige Verteilung über dem Ort 0 ergibt. Durch die Überlagerung ist deren Amplitude an einigen Stellen bereits höher als die Amplitude der Einzelwellen. Es gibt jedoch nach wie vor Stellen, an denen die Spannung der durch Überlagerung entstandenen Welle 0 ist (Ab $x=0.25\text{cm}$ alle weiteren 0.5cm). Diese Stellen bezeichnet man als Knoten der stehenden Welle. Obwohl die Wanderwellen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit über die Leitung laufen bleiben diese Stellen an denen die Spannung immer 0 beträgt unverändert fest.



t=t3 Zwischen t2 und t3 haben beide Wanderwellen einen weiteren Phasenfortschritt in Richtung der eingetragenen Pfeile ausgeführt. Die Wanderwellen liegen jetzt exakt übereinander, so dass ihre Addition jetzt mehrere Amplitudenmaxima erreicht. Deren Werte sind genau doppelt so hoch wie die Amplitude einer Einzelwelle. Die Orte an denen diese Überhöhung durch Überlagerung entsteht haben sich gegenüber dem Zeitpunkt t2 nicht geändert (Ab $x=0$ alle 0.5cm). Nach drei weiteren äquidistanten Momentaufnahmen in dieser Art würden die Maxima ihre Vorzeichen gewechselt haben. Die Orte der Maxima jedoch bleiben erhalten und sind periodisch in der halben Wellenlänge der Wanderwellen. Eine Stelle an der ein Maxima liegt bezeichnet man als Bauch der stehenden Welle.