

Praktikumsplatz Nr.: 72, 73, 74

Leitungen

Aufgaben:

- Tastköpfe abgleichen (Komplexer Spannungsteiler)
- Reflexionen in Leitungen (Laufzeiten, Impedanzanpassung)
- Kenngrößen von Koaxialleitungen bestimmen

Technische Universität Wien, Fakultät für Physik Physikpraktikum - Laborübungen

Diese Platzanleitung wurde von den Instituten E134 und E138 für die Laborübungen im Physikpraktikum herausgegeben und ist nur für den internen Gebrauch im Rahmen des Lehrbetriebs an der TU Wien bestimmt.

Version 1.0 vom 15. Jan. 2008

4

Inhaltsverzeichnis

| | | | |
|--|----------|--|-----------|
| Allgemeines | 3 | | |
| Zweck der Versuche | 3 | | |
| Man informiere sich unbedingt vor | | | |
| Praktikumsbeginn über: | 3 | | |
| Protokoll | 3 | | |
| Ausrüstung | 3 | | |
| Versuchsübersicht | 4 | | |
| Aufbaugrafiken | 5 | | |
| 1 Tastköpfe | 6 | | |
| 1.1 Kompensation von Tastköpfen | 6 | | |
| 1.2 Messen mit Tastköpfen | 6 | | |
| 2 Reflexionen | 7 | | |
| 2.1 Spannungsreflexionen | 7 | | |
| 2.2 Strommessung am reflektierten Impuls . | 7 | | |
| 3 Kenngrößen | 8 | | |
| 3.1 RG58 Koaxialkabel | 8 | | |
| | | 3.2 Unbekanntes Koaxialkabel | 8 |
| | | 4 Impedanzanpassung <optional> | 9 |
| | | 4.1 Impedanzübergang (optional) | 9 |
| | | 4.2 Impedanzverteilung (optional) | 9 |
| | | 5 Grundwissen | 10 |
| | | 5.1 Komplexer Spannungsteiler | 10 |
| | | 5.2 Leitungen (Koaxialkabel) | 11 |
| | | 5.3 Abschlusswiderstand und Reflexionen . | 14 |
| | | 5.4 Energiefluss und Poynting-Vektor | 16 |
| | | 5.5 Dämpfung bei einem Koaxialkabel . . . | 16 |
| | | 5.6 Impedanzwandler (optional) | 17 |
| | | 5.7 Impulsverteiler (optional) | 17 |
| | | 6 Erweiterungswissen <optional> | 18 |
| | | 6.1 Schwingungen (mechanisches Analogon) | 18 |
| | | 6.2 Schwingungen (elektrisches Analogon) . | 19 |
| | | 6.3 Skineffekt | 20 |
| | | Datenblatt: RG58 | 21 |

Anleitungsversionen:

---- alte Platzanleitung von W. Vanek, ursprünglich für 4. Sem.

V 1.0 15. Jan. 2008, W. Hofer, M. Schafhauser

neue elektronische Form, komplett überarbeitet, jetzt für 3. Sem.

Zweck der Versuche

Die Versuche beschäftigen sich mit der Signalausbreitung in Koaxialleitungen und deren Eigenschaften. Im weiteren Verlauf werden Sie die Signalüberlagerung durch Reflexionen beobachten und die Auswirkungen diverser Abschlusswiderstände.

Man informiere sich unbedingt vor Praktikumsbeginn über:

- Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in Leitungen
- Poynting-Vektor
- Oberwellen von Rechteckschwingungen (Fourierzerlegung)
- Ohmscher und komplexer Spannungsteiler; Hochpass, Tiefpass
- Dämpfungsmaß (Dezibel)

Protokoll

Während der Durchführung der Versuche ist auch ein Protokoll zu verfassen; bitte beachten Sie diesbezüglich auch das Informationsblatt am Anfang der Laborübungen. Beschreiben Sie im Protokoll in einigen Sätzen je Versuch wie Sie dabei vorgegangen sind, was Sie dabei beobachtet haben und wie Sie es interpretieren. Zusätzlich sind bei den quantitativen Messungen die Messergebnisse samt Auswertung und Diskussion zu dokumentieren (Erläuternde Handskizzen z.B. von Oszilloskopbildern sind selbstverständlich erwünscht.).

Ausrüstung

Als Messgerät steht Ihnen ein 4 Kanal-Oszilloskop mit Farbdisplay zur Verfügung, die einzelnen Kanäle lassen sich durch einfaches Drücken der jeweiligen Menu-Taste aktivieren und durch zweimaliges Drücken wieder deaktivieren. Das Oszilloskop bietet zum Ausmessen der Bildschirmanzeige eine Cursor-Funktion (Zeit- und Spannungsunterschiede). Als Signalquelle finden Sie einen Funktionsgenerator mit zusätzlichem Impulsausgang vor, er generiert ein ca. 8 ns breites Rechtecksignal mit etwa 1,4 V Amplitude an 50 Ω ; die Wiederholfrequenz entspricht der am Generator eingestellten Frequenz. Außerdem steht ein 50 MHz Sinussignal mit etwa 200 mV Amplitude an 50 Ω zur Verfügung.

Versuchsübersicht

1. Tastköpfe

- 1.1 Kompensation von Tastköpfen
- 1.2 Messen mit Tastköpfen

2. Reflexionen

- 2.1 Spannungsreflexionen
- 2.2 Strommessung am reflektierten Impuls

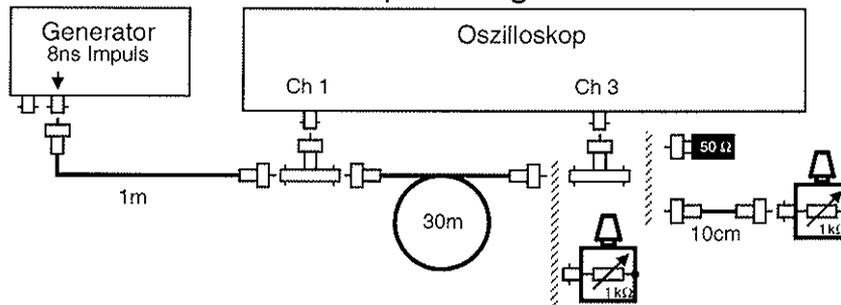
3. Kenngrößen

- 3.1 RG58 Koaxialkabel
- 3.2 Unbekanntes Koaxialkabel

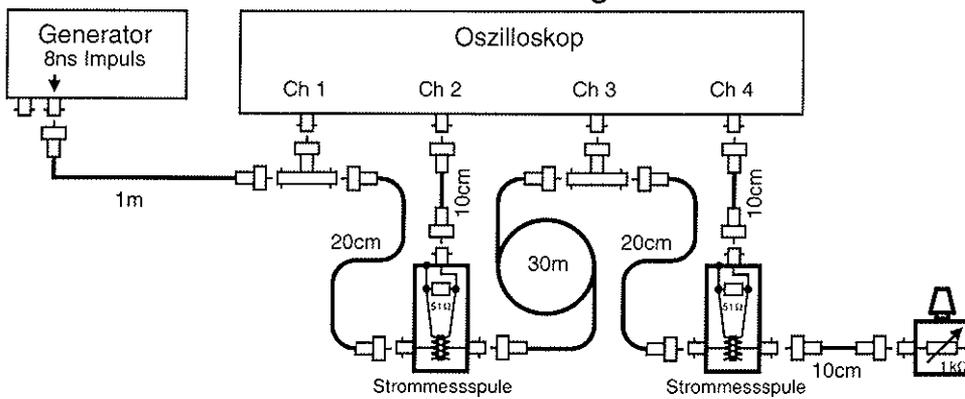
4. Impedanzanpassung

- 4.1 Impedanzübergang (optional)
- 4.2 Impedanzverteilung (optional)

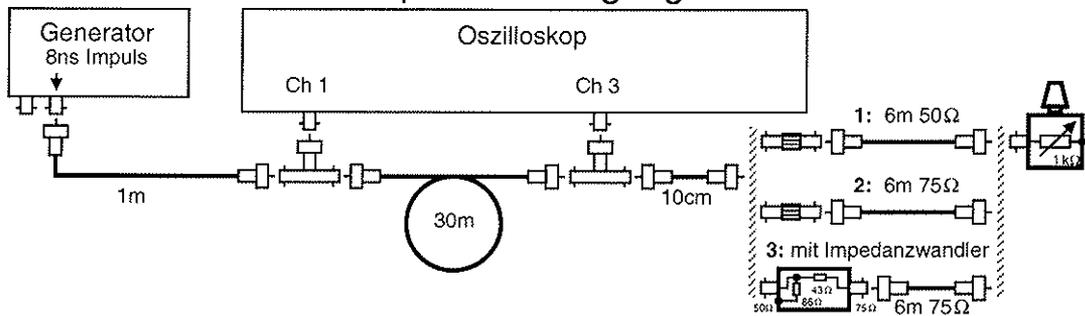
Versuchsaufbau 2.1: Spannungsreflexionen



Versuchsaufbau 2.2: Strommessung



Versuchsaufbau 4.1: Impedanzübergang



Versuchsaufbau 4.2: Impedanzverteilung

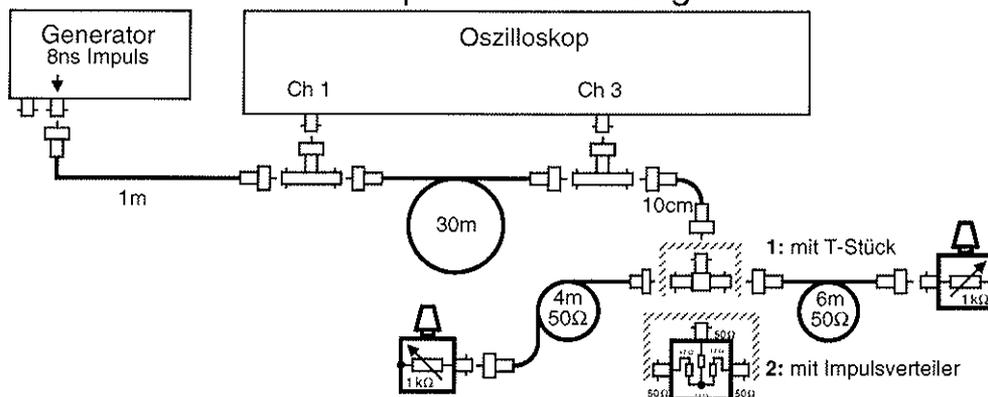


Abbildung 1: Aufbaugrafiken

1. Tastköpfe

1.1 Kompensation von Tastköpfen

Am Laborplatz befindet sich ein Modell eines Tastkopfes (Abb. 1.1), welches für alle Abgleicharbeiten zu verwenden ist! (Die normalen Tastköpfe werden bei oftmaligem Abgleich schnell defekt, und sollten deshalb für diese Abgleichübung nicht verwendet werden.) Ein durch 10 teilender Tastkopf (Stellung $\times 10$ bzw. 1:10, d.h. am Eingang des Oszilloskops liegt ein Zehntel des abgegriffenen Signals an) ist ein Spannungsteiler mit komplexen Widerständen, der keine Frequenzabhängigkeit des Teilverhältnisses aufweisen darf. Bei Oszilloskopen ist der Ohmsche Eingangswiderstand genormt ($1\text{ M}\Omega$), die parallel dazu liegende Eingangskapazität variiert jedoch je nach Fabrikat (übliche Werte $10 \dots 40\text{ pF}$). Deshalb muss der Tastkopf beim ersten Einsatz abgeglichen werden. Verwenden Sie zum Abgleich den im Oszilloskop eingebauten 1 kHz Rechteckgenerator. (Es genügt, die Tastspitze – im Modell die rote Leitung – an den 1 kHz Ausgang anzuklemmen, der Masseanschluss ist in diesem Fall bereits über das am Eingang des Oszilloskops angesteckte Koaxkabel gegeben.)

1. Skizzieren Sie die typischen Kurvenformen beim Abgleichen mit C zu groß, C zu klein, und C abgeglichen.
2. Abgleichbedingung: Erklären Sie diese anhand des komplexen Spannungsteilers. Warum genügt der Abgleich bei einer Rechteckfrequenz und ist nicht bei verschiedenen Frequenzen nötig?

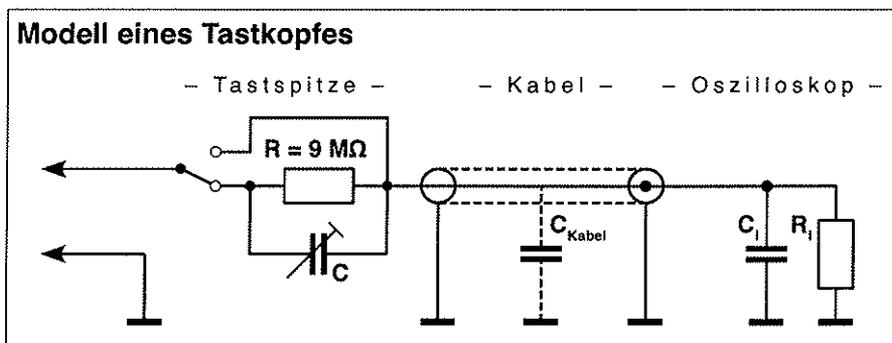


Abbildung 1.1: Modell eines Tastkopfes, bestehend aus Tastspitze, Kabel und Eingangsimpedanz des Oszilloskops.

1.2 Messen mit Tastköpfen

Je nach Schalterstellung (1:1 bzw. 1:10) ändert sich sowohl der Eingangswiderstand, als auch die kapazitive Belastung durch den Tastkopf. Berechnen Sie die Impedanz einer Kapazität von 40 pF bei 1 kHz , 100 kHz und 5 MHz . Die Eingangsimpedanz kann die Verhältnisse in der zu untersuchenden Schaltung verfälschen. Welche Schalterstellung belastet die zu untersuchende Schaltung stärker? Wann ist die Wahl eines Tastkopfes günstig, wann ist eine Messung ohne Tastkopf vorteilhaft? (Hinweis: Bedenken Sie das Frequenzverhalten von R und C .)

2. Reflexionen

2.1 Spannungsreflexionen

Schließen Sie mit Hilfe zweier T-Stücke ein 1 Meter Koaxialkabel, ein 30 m Koaxialkabel und einen $50\ \Omega$ Abschlusswiderstand zusammen, die beiden offenen Anschlüsse der T-Stücke verbinden Sie mit 2 Kanälen am Oszilloskop (siehe Aufbaugrafiken). Das freigebliebene Ende der 1 Meter Leitung stecken Sie bitte am Impulsausgang des Generators an und führen folgende Beobachtungen durch:

1. Entfernen Sie den $50\ \Omega$ Abschlusswiderstand und beschreiben Sie das Signal am Kanal 3 nach dem 30 m Kabel. Ist es größer oder kleiner geworden? Treten Reflexionen auf?
2. Schließen Sie einen variablen Abschlusswiderstand an und versuchen Sie die Reflexionen zu minimieren. Ist dies möglich, so haben Sie das System erfolgreich abgeglichen. Für eine genauere Messung des Abschlusswiderstandes schließen Sie bitte den variablen Abschlusswiderstand direkt an das Ende des 30 m Kabels an. (Dadurch Vermeiden Sie eine Störung des Abgleichs durch die mittels T-Stück angeschlossene Eingangsimpedanz des Oszilloskops. Außerdem laufen Sie so nicht Gefahr bei Versuch 3.2 eine mögliche Impedanzfehlanpassung bei einem unbekanntem Koaxialkabel zu erhalten.) Minimieren Sie die (auf Kanal 1) beobachteten Reflexionen und messen Sie den eingestellten Widerstandswert. Bei welchem Widerstandswert erwarten Sie eine solche Situation? Vergewissern Sie sich, dass die erreichte Situation mit jener, die eintritt wenn ein $50\ \Omega$ Abschluss angeschlossen ist, übereinstimmt.
3. Zwischen den Signalen der beiden Oszilloskop-Kanälen besteht eine Zeitdifferenz. Wieviel beträgt sie und woher stammt dieser Unterschied?
4. Vergleichen Sie die Spannungen mit und ohne angeschlossen Abschlusswiderstand, bzw. im abgeglichenen und nicht abgeglichenen Zustand. Erklären Sie ihre Beobachtungen.

2.2 Strommessung am reflektierten Impuls

Verändern Sie den Versuchsaufbau wie folgt (siehe Aufbaugrafiken): Nach dem T-Stück an der 1 m Leitung schließen Sie mit Hilfe eines kurzen Überbrückungskabels eine Strommessspule an, wobei die Buchse, an der die Spule angelötet ist, mit einem weiteren kurzen Verbindungskabel an einen Oszilloskop-Kanal angeschlossen wird. Analog gehen Sie mit einer zweiten Strommessspule und dem T-Stück nach der 30 m Leitung vor, das freie Ende verbinden Sie wieder mit einem variablen Abschlusswiderstand.

1. Überprüfen Sie noch einmal den Aufbau, er sollte Ihnen die Spannungsmessung und Strommessung an der Übergangsstelle zwischen 1 m und 30 m Kabel sowie zwischen 30 m Kabel und dem variablen Abschlusswiderstand ermöglichen.
2. Vergleichen Sie die Spannungen und Ströme mit und ohne angeschlossen Abschlusswiderstand, bzw. im abgeglichenen und nicht abgeglichenen Zustand. Erklären Sie ihre Beobachtungen.
3. Wie verhält sich der Strom am Ende der Leitung im Fall eines Kurzschlusses (Abschlusswiderstand sehr klein)?

3. Kenngrößen

3.1 RG58 Koaxialkabel

Nutzen Sie den Aufbau 2.1 Spannungsreflexionen und bestimmen Sie vom 30 m Koaxialkabel RG58 folgende Kenngrößen

1. Wellenwiderstand: Bereits im vorherigen Versuch bestimmt.
2. Ausbreitungsgeschwindigkeit (in m/s und in Prozent der Lichtgeschwindigkeit): verwenden Sie hierzu die bereits bestimmte Laufzeit des Impulses pro Längeneinheit.
3. Kapazität pro Meter und Induktivität pro Meter: Verwenden Sie hierzu Wellenwiderstand und Laufzeit pro Meter. Nützliche Formeln finden Sie im Kapitel 5.
4. Dielektrizitätszahl oder relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r des Isolators: verwenden Sie dazu die Laufzeit/m und eine vernünftige Annahme für μ_r . Entsprechende Formeln finden Sie im Kapitel 5 (Hinweis: $\mu = \mu_0 * \mu_r$ und $\epsilon = \epsilon_0 * \epsilon_r$; $\mu_r = 1$).
5. Dämpfung: Bestimmen Sie die Dämpfung bei 5 MHz und bei 50 MHz. Überlegen Sie sich anhand der bisherigen Versuche, welcher Versuchsaufbau und welches Signal hierzu notwendig sind. Geben Sie die Dämpfung in Dezibel (dB) pro 100 m an. (Es gilt Dämpfung in $dB = 20 * \log_{10}(\frac{U_1}{U_2})$ für Spannungsverhältnisse.)
 - (a) Führen Sie einen Abgleich mit dem Impulsausgang des Generators durch (richtige Abschlussimpedanz mit variablem Widerstand einstellen).
 - (b) Nützen Sie das Sinussignal des Generators aus für die Dämpfungsmessung. Wieso verwenden wir hier ein Sinussignal?

3.2 Unbekanntes Koaxialkabel

Bestimmen Sie die oben angeführten Kenngrößen von einem unbekanntem 30 m Koaxialkabel. (Mit "?" markiert.)

4. Impedanzanpassung

4.1 Impedanzübergang (optional)

Nutzen Sie den Aufbau von 2.1 und verlängern Sie die Leitung zwischen dem zweiten Oszilloskopkanal und dem Abschlusswiderstand (siehe Aufbaugrafiken),

1. indem Sie eine BNC-Kupplung und ein 6 m langes 50 Ohm-Kabel vor dem Abschlusswiderstand einfügen. Führen Sie einen Abgleich durch. Was beobachten Sie?
2. Verwenden Sie diesmal ein 6 m langes 75 Ohm-Kabel. Führen Sie einen Abgleich durch. Was beobachten Sie?
3. Ersetzen Sie jetzt die BNC-Kupplung durch einen 50 Ω zu 75 Ω Impedanzwandler. Führen Sie einen Abgleich durch. Was beobachten Sie?

4.2 Impedanzverteilung (optional)

Nutzen Sie den Aufbau von 2.1 und schließen sie ein weiteres T-Stück mit einem kurzen Verbindungskabel am T-Stück am Oszilloskop nach der 30 m Leitung an (siehe Aufbaugrafiken). Auf der einen Seite verbinden Sie nun das T-Stück mit einem 4 m Kabel mit variablem Abschlusswiderstand am Ende, auf der anderen Seite mit einem 6 m Kabel an einem variablen Abschlusswiderstand.

1. Führen Sie einen Abgleich durch. Was beobachten Sie?
2. Tauschen Sie das T-Stück durch einen Impulsverteiler (siehe Theorieteil) aus und wiederholen Sie den Abgleichversuch. Was können Sie beobachten? Welche Erklärung gibt es dafür?

5. Grundwissen

5.1 Komplexer Spannungsteiler

Zum Verständnis der Funktion von Tastköpfen betrachten wir zunächst den rein Ohmschen Spannungsteiler und anschließend den komplexen Spannungsteiler. In der Abb. 5.1 ist die Standardschaltung zu sehen.

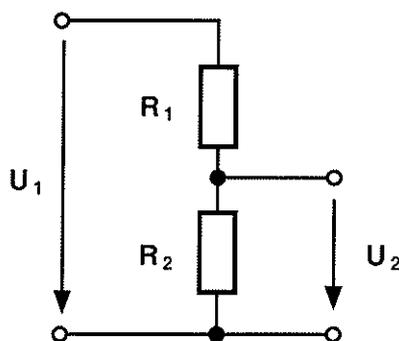


Abbildung 5.1: Ohmscher Spannungsteiler

Die Formeln für die beiden Spannungen U_1 und U_2 sind Ihnen schon von der Elektronik-Vorlesung bekannt, der Vollständigkeit halber führen wir sie hier nochmals an:

$$U_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} * U_1 \quad (5.1)$$

Wir erkennen daher, dass bei einem gewünschten Spannungsverhältnis von 1:10 die Widerstände ein eben solches Verhältnis besitzen müssen. D.h. bei einem Oszilloskop mit einem Innenwiderstand von $1 \text{ M}\Omega$ muss der andere Widerstand $9 \text{ M}\Omega$ betragen. In der Realität haben wir es aber nicht nur mit rein Ohmschen Widerständen zu tun, sondern auch mit Kapazitäten. Die den Widerständen parallel liegenden Kapazitäten haben frequenzabhängige Impedanzen und können dadurch das Teilungsverhältnis frequenzabhängig verändern. Für einen Tastkopf benötigt man jedoch ein frequenzunabhängiges Teilungsverhältnis, welches wie folgt erreicht werden kann:

Die Formel für den komplexen Spannungsteiler lautet:

$$U_2 = U_1 * \frac{(R_2 \parallel Z_{C_2})}{(R_1 \parallel Z_{C_1}) + (R_2 \parallel Z_{C_2})} \quad (5.2)$$

wobei

$$R_i \parallel Z_{C_i} = \frac{1}{\frac{1}{R_i} + i\omega C_i} = \frac{R_i}{1 + i\omega R_i C_i} \quad (5.3)$$

und somit

$$U_2 = U_1 * \frac{\frac{R_2}{1 + i\omega R_2 C_2}}{\frac{R_1}{1 + i\omega R_1 C_1} + \frac{R_2}{1 + i\omega R_2 C_2}} \quad (5.4)$$

Mit der Abgleichbedingung: $R_1 C_1 = R_2 C_2$ ergibt sich daraus frequenzunabhängig

$$U_2 = U_1 * \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad (5.5)$$

Der komplexe Spannungsteiler ist jetzt frequenzunabhängig (frequenzkompensiert).

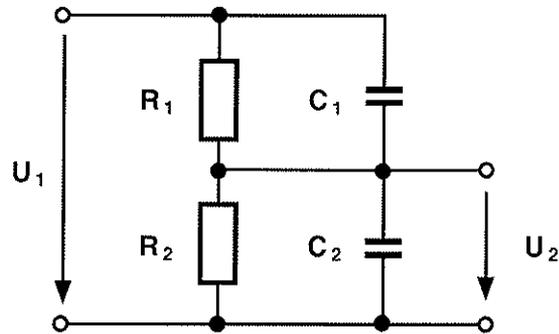


Abbildung 5.2: Komplexer Spannungsteiler

Ein Tastkopf ist ein solcher Spannungsteiler, d.h. in der Stellung '1:10' kommt nur ein Zehntel des Eingangssignals am Oszilloskop an. Die Idee, einen Tastkopf zu verwenden, rührt vom Verlangen her, die zu prüfende Schaltung möglichst wenig zu belasten, da ein Tastkopf einen deutlich höheren Widerstand (meist ein bis zwei Größenordnungen) als der Oszilloskopeingang (typischerweise $1\text{ M}\Omega$) hat.

5.2 Leitungen (Koaxialkabel)

Ein gerader Draht durch den ein hochfrequenter Wechselstrom fließt, wirkt wie ein Hertzscher Dipol, der Energie in Form von Wellen in den Raum abstrahlt. Die abgestrahlte Leistung ist proportional zur vierten Potenz der Frequenz. Man kann deshalb bei hohen Frequenzen elektrische Ströme nicht mehr durch einfache leitende Drähte transportieren, weil der Energieverlust zu hoch wird. Sehr gut zur Vermeidung von Abstrahlverlusten eignen sich Koaxialkabel, die aus einem dünnen Innenleiter mit dem Radius a und einem koaxialen Außenleiter mit dem Radius b bestehen (Abb. 5.3). Sie können als zylindrische Wellenleiter mit kreisförmigem Querschnitt

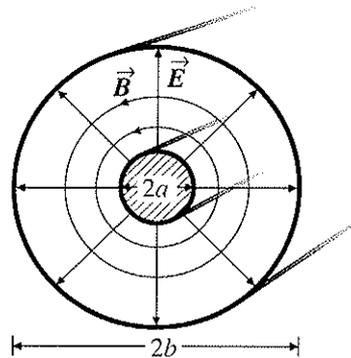


Abbildung 5.3: Koaxialwellenleiter mit radialen elektrischen und kreisförmigen magnetischen Feldlinien

angesehen werden. Wird der Außenleiter geerdet, so ist das elektrische Feld radial, wobei Richtung und Betrag von E vom Potential $V(z)$ des Innenleiters abhängen. Die Magnetfeldlinien sind konzentrische Kreise um den Innenleiter, wobei sich ihr Drehsinn als Funktion von z periodisch mit der Wellenlänge als Periode ändert. Im Koaxialwellenleiter können, wie auch im freien Raum, sowohl E als auch B senkrecht auf die Ausbreitungsrichtung stehen. Die Wellenformen der im Ka-

bel laufenden Wellen heißen dann TEM_{nm} -Moden (transversal-elektromagnetische Moden). Sie haben n Knoten entlang der Radialkoordinate r und m Knoten entlang der Azimutalkoordinate ϕ .

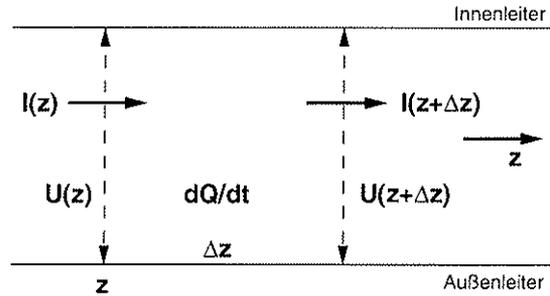


Abbildung 5.4: Zur Herleitung der Wellengleichung

Wenn eine elektromagnetische Welle in z -Richtung durch das Koaxialkabel läuft, wird die Spannung U zwischen Innen- und Außenleiter eine Funktion von z (Abb. 5.4). Sind \hat{L} die Induktivität und \hat{C} die Kapazität pro m Kabellänge, so gilt nach dem Induktionsgesetz

$$\Delta U = U(z + \Delta z) - U(z) = -\hat{L}\Delta z \frac{dI}{dt} , \quad (5.6)$$

woraus für $\Delta z \rightarrow 0$ folgt:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\hat{L} \frac{\partial I}{\partial t} . \quad (5.7)$$

Die Ladung auf der Länge Δz ist $Q = \hat{C}U\Delta z$. Die zeitliche Änderung der Ladung $\partial q/\partial t$ verhält sich wie der Strom $\Delta I = I(z + \Delta z) - I(z)$, der aus dem bzw. in das Volumen zwischen z und $z + \Delta z$ fließt. Deshalb gilt:

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\hat{C} \frac{\partial U}{\partial t} . \quad (5.8)$$

Differenziert man GL. 5.7 nach z und GL. 5.8 nach t bzw. umgekehrt und kombiniert jeweils beide, so ergeben sich die Gleichungen:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \hat{L}\hat{C} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} , \quad \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = \hat{L}\hat{C} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} . \quad (5.9)$$

Dies ist eine Wellengleichung für die Spannung und den Strom

$$U = U_0 \sin(\omega t - kz) \quad \text{und} \quad I = I_0 \sin(\omega t - kz - \phi) , \quad (5.10)$$

deren Amplituden sich mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph} := \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\hat{L}\hat{C}}} \quad (5.11)$$

in z -Richtung ausbreiten. (Den rechten Teil von GL. 5.11 erhält man durch Einsetzen von GL. 5.10 in GL. 5.9.) Leitet man nun GL. 5.7 nach z ab, erhält man unter Verwendung von GL. 5.10 als Ergebnis: $-k^2 U = -kL\omega I$. Woraus man mit Hilfe der GL. 5.11 den Wellenwiderstand

$$Z := \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{\hat{L}}{\hat{C}}} \quad (5.12)$$

des Koaxialkabels erhält. Schließt man ein Koaxialkabel am Ende mit einem Widerstand $R = Z$ ab, so wird die im Kabel laufende Welle nicht reflektiert.

Um die Kapazität bzw. Induktivität pro Längeneinheit der Leiteranordnung zu bestimmen, betrachten wir an Hand von Abb. 5.3 ein Leiterstück der Länge l mit dem Radius des Innenleiters a und dem Radius des Außenleiters b . Für die Berechnung der Kapazität werden der Gauß'sche Satz und die folgenden Beziehungen verwendet:

$$U = \int_1^2 \vec{E} d\vec{s} , \quad C = \frac{Q}{U}$$

(U ... Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten in einem E -Feld, Q ... Ladung auf einer Seite der betrachteten Kapazität C).

Auf dem Innenleiter sitze die Ladung Q ; auf einem diesen umhüllenden Zylinder mit dem Radius r beträgt demnach die Flächenladung σ :

$$\sigma = \frac{Q}{2r\pi l} .$$

Damit ergibt sich für die Feldstärke der Zusammenhang:

$$E(r) = \frac{\sigma(r)}{\varepsilon_0} = \frac{Q}{2r\pi l \varepsilon_0} .$$

Der Beitrag des Außenleiters, welcher die Ladung $-Q$ trägt, ist zur Feldstärke im Inneren natürlich Null.

Somit erhalten wir für die Potentialdifferenz zwischen Innen- und Außenleiter:

$$U = \int_a^b E(r) dr = \frac{Q}{2\pi l \varepsilon_0} \ln \left(\frac{b}{a} \right) .$$

Für die Kapazität ergibt sich schließlich:

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{2\pi l \varepsilon_0}{\ln \left(\frac{b}{a} \right)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{C}{l} = \frac{2\pi \varepsilon_0}{\ln \left(\frac{b}{a} \right)} . \quad (5.13)$$

Zur Berechnung der Induktivität verwenden wir das B -Feld um einen Leiter:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} .$$

und die Selbstinduktivität L (mit Φ ... magnetischer Fluss, welcher durch das von I hervorgerufene B -Feld erzeugt wird):

$$L = \frac{\Phi}{I} .$$

Betrachten wir also wieder unseren Hohlleiter mit Innenleiter, so erzeugt der Außenleiter im Inneren kein B -Feld und liefert somit auch keinen Beitrag zur Induktivität. Der Innenleiter hingegen erzeugt das B -Feld:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} ,$$

und damit im Leiterstück der Länge l den magnetischen Fluss [Fläche $A = (b - a)l$]:

$$\Phi = \int_A \vec{B} d\vec{A} = \int_a^b \frac{\mu_0 I}{2\pi r} l dr = \frac{\mu_0 I l}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) ,$$

womit wir für die Induktivität erhalten:

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{L}{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) . \quad (5.14)$$

Um nun die Phasengeschwindigkeit längs einer Koaxialleitung zu berechnen, müssen wir GL. 5.13 und GL. 5.14 in GL. 5.11 einsetzen und erhalten:

$$\frac{1}{v_{ph}^2} = \frac{C}{l} \frac{L}{l} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) = \epsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2} . \quad (5.15)$$

Die Phasengeschwindigkeit dieser Anordnung entspricht – unabhängig von der Geometrie – also genau der Lichtgeschwindigkeit!

Bei einem flexiblen Koaxialkabel ist der Innenleiter ein dünner Draht, der Außenleiter ein Drahtgeflecht. Der Raum zwischen den Leitern ist mit einem Isolierstoff (mit Dielektrizitätszahl $\epsilon_r > 1$) ausgefüllt. Dadurch wird die Kapazität \hat{C} um den Faktor ϵ_r größer, d.h. die Phasengeschwindigkeit um $\sqrt{\epsilon_r}$ kleiner.

Im allgemeinen Fall wird ϵ_0 durch $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ ersetzt, ebenso wie μ_0 durch $\mu = \mu_0\mu_r$. (Bei Koaxialkabeln ist im Allgemeinen $\epsilon_r > 1$ aber $\mu_r = 1$.)

Somit gelten für die Induktivität und die Kapazität pro Längeneinheit für eine Leitung aus koaxialen Zylindern, die den inneren Radius a und den äußeren Radius b hat:

$$\hat{L} = \frac{\mu}{2\pi} \ln\frac{b}{a} \quad \hat{C} = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} . \quad (5.16)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit u ist daher:

$$u = \frac{1}{\sqrt{\hat{L}\hat{C}}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = v_{ph} . \quad (5.17)$$

Sie ist von den Abmessungen der Leitung unabhängig und nur durch die elektrischen und magnetischen Eigenschaften (ϵ und μ) des Materials zwischen den Leitern bestimmt. Unterscheiden sich ϵ und μ nur wenig von den Werten für das Vakuum (d.h. $\epsilon \approx \epsilon_0$, $\mu \approx \mu_0$), so ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit u nahezu gleich der Vakuumlichtgeschwindigkeit $c = (\mu_0\epsilon_0)^{-\frac{1}{2}}$. Ist hingegen die Dielektrizitätszahl ϵ_r größer als eins (d.h. $\epsilon > \epsilon_0$), so ist u entsprechend kleiner als c .

Der Wellenwiderstand Z ergibt sich zu

$$Z = \sqrt{\frac{\hat{L}}{\hat{C}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\frac{b}{a} . \quad (5.18)$$

Durch Verändern des Verhältnisses der Radien der Leiter $\frac{b}{a}$ kann man daher den Wellenwiderstand des Koaxialkabels ebenso beeinflussen wie durch die Wahl des Dielektrikums.

5.3 Abschlusswiderstand und Reflexionen

Am Ende eines endlich langen Kabels mit einem Abschlusswiderstand R wird die Welle reflektiert. Die ankommende Welle hat die Momentanwerte u_e und i_e , die reflektierte Welle u_r und i_r . Für ein Kabel mit Wellenwiderstand Z gilt: $u_e/i_e = Z$ und $u_r/i_r = Z$. Am Abschlusswiderstand misst man die Spannung $u_R = u_e + u_r$. Durch den Widerstand fließt der Strom $i_R = i_e - i_r$ (siehe Abb. 5.5). Außerdem gilt $Ri_R = u_R$. Durch Kombination der Gleichungen erhält man:

$$\begin{aligned} u_e + u_r = u_R = Ri_R = Ri_e - Ri_r &= R\frac{u_e}{Z} - R\frac{u_r}{Z} \Rightarrow u_e\left(1 - \frac{R}{Z}\right) = -u_r\left(1 + \frac{R}{Z}\right) \\ \Rightarrow \rho := \frac{u_r}{u_e} &= -\frac{1 - \frac{R}{Z}}{1 + \frac{R}{Z}} = -\frac{Z - R}{Z + R} = \frac{R - Z}{R + Z} . \end{aligned} \quad (5.19)$$

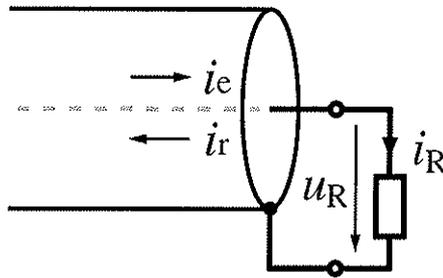


Abbildung 5.5: Kabel mit Abschlusswiderstand

Der Reflexionsfaktor ρ kann dabei Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen, und hängt beim idealen Kabel nicht von der Frequenz ab. Es gibt drei Spezialfälle:

- $R = 0 \Rightarrow \rho = -1$ (Kurzschluss): Das Signal wird vollständig reflektiert und die Polarität der Spannung umgekehrt. ($u_R = 0 \rightarrow u_r = -u_e$)
- $R = Z_0 \Rightarrow \rho = 0$ (Anpassung): Es treten keine Reflexionen auf.
- $R = \infty \Rightarrow \rho = 1$ (Leerlauf): Das Signal wird mit gleicher Polarität reflektiert. ($i_R = 0 \rightarrow i_r = i_e \rightarrow u_r = u_e$)

Die Überlegungen zur Reflexion kann man sich leicht an einem mechanischen Analogon veranschaulichen.

Man stellt sich z.B. ein Seil vor, dessen eine Ende man in der Hand hält, und dessen anderes Ende an einer Wand unbeweglich befestigt ist. Lässt man nun einen Wellenberg auf dem Seil zur Wand laufen, so übt, wenn dieser das Seilende erreicht, das Wandende des Seils auf die Wand eine Kraft aus und erfährt, wegen *actio* gegen *reactio*, eine genauso große, aber entgegengerichtete Kraft. Diese verursacht einen Wellenberg, der in umgekehrter Richtung läuft und dessen Auslenkung in die entgegengesetzte Richtung des einlaufenden Wellenberges zeigt. Der einlaufende Wellenberg wurde also an der Wand reflektiert und seine Polarität umgekehrt, was $\rho = -1$ entspricht.

Ist das Ende des Seils nicht starr an einer Wand, sondern durch einen Ring, der an einem Stab (reibungsfrei) gleiten kann, beweglich befestigt, so erfährt das Ende des Seils keine Gegenkraft, da der Ring ausgelenkt wird, wenn der Wellenberg dort einläuft. Durch die Auslenkung wird ein in entgegengesetzter Richtung laufender Wellenberg erzeugt, der die gleiche Polarität hat wie der Einlaufende. Deshalb gilt hier $\rho = 1$.

Verbindet man zwei Seile unterschiedlicher Massenbelegung, so wird ein Teil des Wellenberges an der Verbindungsstelle reflektiert und der restliche Teil weitergeleitet. Dies entspricht Reflexionskoeffizienten ρ mit $\rho \in (-1, 1)$, $\rho \neq 0$.

Haben die beiden verbundenen Seile die gleiche Massenbelegung, so kann man sich vorstellen, man würde mit einem einzigen Seil der entsprechenden Gesamtlänge experimentieren. Dann ist klar, dass an der Verbindungsstelle der gesamte Wellenberg weitergeleitet wird und keine Reflexion auftritt. In diesem Fall ist $\rho = 0$.

Die obigen Überlegungen zum Abschlusswiderstand gelten analog für den Widerstand R_E am Anfang des Kabels. Denn wenn am Ende des Kabels ein Teil der Welle reflektiert wird, kommt dieser wieder am Kabeingang an und wird dort je nach Abschlusswiderstand wieder reflektiert. Dabei kann R_E zum Teil oder vollständig aus dem Innenwiderstand der Signalquelle bestehen. Bei einer Kette aus durch Kabel verbundenen Geräte sollten deshalb stets Eingangs-, Ausgangs- und Kabelimpedanz gleich sein, um Reflexionen zu vermeiden. Typischerweise werden Geräte und Kabel mit einer Impedanz von 50Ω verwendet.

Zusammenfassung

- Eine Welle kann am Ende eines Kabels reflektiert werden. Der Reflexionsfaktor beträgt $\rho = \frac{R-Z}{R+Z}$. Das Vorzeichen von ρ bestimmt, ob die Polarität der Welle bei der Reflexion umgekehrt wird.
- Es gibt die Spezialfälle:
 - Kurzschluss $R = 0 \Rightarrow \rho = -1$
 - Leerlauf $R = \infty \Rightarrow \rho = 1$
 - Anpassung $R = Z \Rightarrow \rho = 0$
- Man verwendet deshalb Geräte und Kabel gleicher Impedanz (meist 50Ω), um Reflexionen am Anfang oder Ende der Kabel zu vermeiden.

5.4 Energiefluss und Poynting-Vektor

Der Poynting-Vektor charakterisiert in der Elektrodynamik die Dichte des Energietransportes (Energieflussdichte) einer elektromagnetischen Welle. Allgemein, d.h. für beliebige Richtung des Energieflusses und beliebige Wellenform gilt:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}(\vec{E} \times \vec{B}) = \vec{E} \times \vec{H} . \quad (5.20)$$

Wir haben also die Energieströmung durch einen Vektor dargestellt, dessen Richtung gleich der Fortpflanzungsrichtung der Welle ist und dessen Betrag dem auf die Zeiteinheit bezogenen Energiefluss entspricht. Man bezeichnet \vec{S} nach seinem Entdecker als **Poynting-Vektor**. Da \vec{E} und \vec{B} periodische Funktionen der Zeit sind, unterliegt der Vektor \vec{S} an einem festen Ort periodischen Schwankungen zwischen Null und seinem Maximalwert.

5.5 Dämpfung bei einem Koaxialkabel

Bei einem realen Koaxialkabel findet man auch eine (frequenzabhängige) Dämpfung des Signals infolge des Ohmschen Widerstandes der Leiter und durch Verluste im Isolationsmaterial. In der theoretischen Beschreibung kann dies für den Leitungswiderstand durch einen Widerstand pro Längeneinheit \hat{R} (in Serie mit \hat{L}), sowie für die Verluste im Isolator durch einen frequenzabhängigen Leitwert pro Längeneinheit \hat{G} (parallel zu \hat{C}) beschrieben werden. Bei höheren Frequenzen tritt zusätzlich im Leiter der sogenannte Skin-Effekt auf, der mit steigender Frequenz den wirksamen Leiterquerschnitt (und somit \hat{R}) verringert (siehe Abschnitt 6.3 auf Seite 20).

In der Praxis wird die Dämpfung eines Koaxialkabels für die jeweilige Frequenz in dB/100 m angegeben. Das Dezibel (Einheitenzeichen dB) ist der zehnte Teil eines Bels. Das Bel (Einheitenzeichen B) ist eine nach Alexander Graham Bell benannte Hilfsmaßeinheit (dimensionslose Größe) zur Kennzeichnung des dekadischen Logarithmus des Verhältnisses zweier gleichartiger Leistungs- bzw. Energiegrößen.

Wird ein Spannungsverhältnis anstelle eines Leistungsverhältnisses verwendet, so muss das Verhältnis der Quadrate verwendet werden und es gilt daher:

$$\text{Dämpfung in dB} = 20 * \log_{10}\left(\frac{U_1}{U_2}\right) \text{ für Spannungsverhältnisse} .$$

Von Vorteil dabei ist die einfache Rechenweise mit logarithmischen Einheiten: Die Gesamtdämpfung hintereinandergeschalteter Dämpfungselemente (z. B. Kabel) kann durch einfache Addition der einzelnen logarithmischen Dämpfungswerte erhalten werden.

5.6 Impedanzwandler (optional)

Verbindet man 2 Leitungen mit unterschiedlichem Wellenwiderstand, so entstehen Reflexionen an der Anschlussstelle. Dies kann durch Verwendung eines Impedanzwandlers vermieden werden.

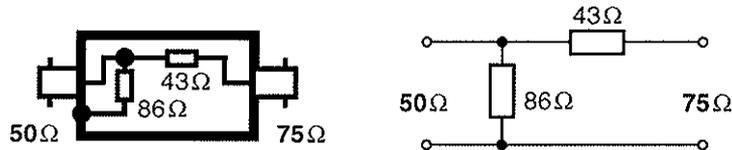


Abbildung 5.6: Impedanzwandler

In der einfachsten Form kann ein Impedanzwandler bereits mit Widerständen realisiert werden, wie z.B. bei dem am Arbeitsplatz aufliegenden Impedanzwandler 50 Ω zu 75 Ω (siehe Abb. 5.6). Das Widerstandsnetzwerk bedingt aber auch eine Dämpfung des Signals.

5.7 Impulsverteiler (optional)

Um ein Signal am Ausgang eines Kabels A mit der Impedanz Z in n Kabel gleicher Impedanz zu verzweigen, verwendet man einen sog. angepassten Impulsverteiler. (Dabei wird der eine Leiter jedes Kabels (Innenleiter bei Koaxkabel) über jeweils einen Serienwiderstand R sternförmig verbunden, der andere Leiter direkt.) Darin sind $n + 1$ Widerstände R enthalten, deren Größe man dadurch bestimmt, dass alle Kabel am Verteiler abgeschlossen sein sollen. Für die n parallel geschalteten Kabel berechnet man den Ersatzwiderstand:

$$\frac{1}{R_{ers}} = \underbrace{\frac{1}{R+Z} + \frac{1}{R+Z} + \dots + \frac{1}{R+Z}}_{n\text{-mal}} = \frac{n}{R+Z} \Rightarrow R_{ers} = \frac{R+Z}{n} . \quad (5.21)$$

Ist das Ende des Kabels A reflexionsfrei abgeschlossen, so gilt:

$$R + R_{ers} = R + \frac{Z+R}{n} = Z \Rightarrow R(n+1) = Z(n-1) \Rightarrow R = Z \frac{n-1}{n+1} . \quad (5.22)$$

Bei dieser Verzweigung wird das Signal natürlich um den Faktor n abgeschwächt, deshalb müssen zur verlustfreien Verzweigung spezielle Zwischenverstärker eingesetzt werden. Ein Zweifachverteiler für ein 50 Ω-Kabel besteht nach obiger Rechnung aus drei 17 Ω Widerständen und schwächt das Signal um den Faktor zwei.

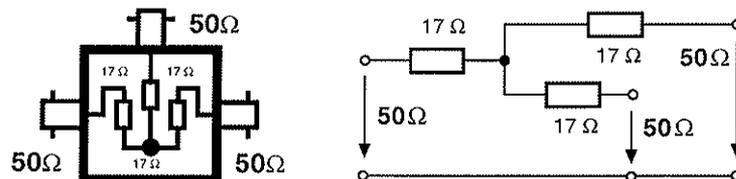


Abbildung 5.7: Impulsverteiler

Zusammenfassung

- Ein angepasster Impulsverteiler, der ein Signal reflexionsfrei in n Kabel verzweigt, besteht aus $n + 1$ Widerständen der Größe $R = Z \frac{n-1}{n+1}$.
- Ein Impulsverteiler schwächt das Signal um den Faktor n .

In unserem Fall ist $n = 2$, da wir einen Eingang auf 2 Ausgänge verteilen.

6. Erweiterungswissen

In diesem Abschnitt finden Sie alternative Herangehensweisen und weiterführende Informationen zu koaxialen Leitern als Angebot für Wissensdurstige.

6.1 Schwingungen (mechanisches Analogon)

Betrachten wir zuerst ein mechanisches Analogon zu einer Leitung. Eine Anzahl N gleicher Massen m können reibungsfrei auf einer Geraden bewegt werden und sind mit Federn gleicher Federkonstante k verbunden (siehe Abb. 6.1). Die beiden Massen an den Enden sind nur halb so groß. Dadurch können wir das System als eine Reihe von Teilsystemen auffassen, wobei jedes von ihnen aus einer Feder und zwei Halbmassen $\frac{m}{2}$ besteht.

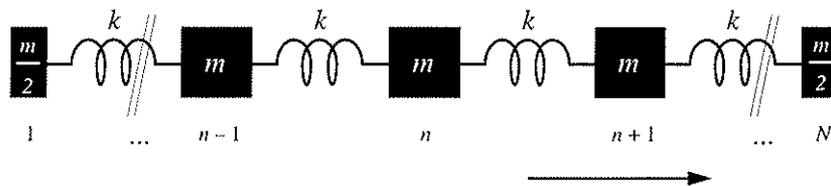


Abbildung 6.1: Mechanisches Analogon (Modell einer Leitung)

Verschiebt man eine Masse am Ende der Linie und lässt sie dann wieder in ihre Ruhelage zurückkehren, pflanzt sich der Impuls weiter fort, bis er am anderen Ende reflektiert wird, d.h. er wandert längs der Leitung wieder zurück. Verbindet man die Enden nicht mit festen Wänden sondern mit Stoßdämpfern, kann man die Welle teilweise oder ganz absorbieren und somit die Reflexion vermeiden. Bei der Übertragung elektrischer Pulse spielt die Ausschaltung von Reflexionen eine große Rolle, dort verwendet man als 'Stoßdämpfer' z.B. einen Widerstand.

Ausgehend von $\sum F = ma$ stellen wir eine Differentialgleichung für die Verschiebung x_n jeder Masse auf, die durch die Kopplung mit den Federn auch Terme der Nachbarn enthält. Daher lautet die Gleichung für eine Masse im System

$$m\ddot{x}_n = -k(x_n - x_{n-1}) + k(x_{n+1} - x_n) = k(x_{n-1} - 2x_n + x_{n+1}) , \quad (6.1)$$

für die an den Enden befindlichen Massen gilt jedoch

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m\ddot{x}_1 &= k(x_2 - x_1) \\ \frac{1}{2}m\ddot{x}_N &= -k(x_N - x_{N-1}) . \end{aligned} \quad (6.2)$$

Wir wollen annehmen, dass die Lösungen dieser Gleichungen einer Schwingung entsprechen, die an einem Ende des Systems ausgelöst wird und sich dann mit konstanter Geschwindigkeit und ohne Formänderung ausbreitet. Diese Bedingung kann man sich wie folgt vorstellen: Erfährt die n -te Masse eine Verschiebung zur Zeit t bei einer Schwingung, die sich nach rechts ausbreitet, so führt die $n+1$ -te Masse zu einer Zeit $t+T$ genau dieselbe Verschiebung aus. Darin ist T die Zeit, welche die Schwingung benötigt um die Entfernung zwischen zwei benachbarten Ruhelagen zurückzulegen. Wir machen also den Ansatz

$$\begin{aligned} x_{n-1}(t) &= x_n(t+T) \\ x_{n+1}(t) &= x_n(t-T) . \end{aligned} \quad (6.3)$$

Um diesen Ansatz zu vereinfachen, drücken wir die Funktionen $x_n(t \pm T)$ mit Hilfe ihrer Taylorentwicklungen durch x_n und seine Zeitableitungen aus:

$$\begin{aligned} x_n(t + T) &= x_n(t) + \dot{x}_n(t)T + \frac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2 + \dots \\ x_n(t - T) &= x_n(t) - \dot{x}_n(t)T + \frac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2 + \dots \end{aligned} \quad (6.4)$$

Ersetzt man in GL. 6.4 n durch $(n-1)$ oder $(n+1)$, so erhält man die entsprechenden Ausdrücke für $x_{n-1}(t+T)$ und $x_{n+1}(t+T)$. Im Folgenden nehmen wir an, dass außer den ersten drei Termen alle Terme in diesen unendlichen Reihen vernachlässigbar klein sind. Diese Näherung ist zulässig, wenn die Zeit, die die gesamte Schwingungsanregung benötigt, um einen vorgegebenen Punkt zu passieren, im Vergleich zu T lang ist. Unter dieser Annahme ändert sich jedes x während des Zeitintervalls T nur sehr wenig. Dann ist der Unterschied zwischen $x_n(t)$ und $x_n(t+T)$ klein, und die Reihe konvergiert rasch. Diese Annahme hängt mit der früheren Annahme, dass sich die Schwingungen ohne die Form zu ändern mit konstanter Geschwindigkeit ausbreiten, eng zusammen. Setzt man den Lösungsansatz GL. 6.3 unter Verwendung der Reihenentwicklungen GL. 6.4 in GL. 6.1 ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} m\ddot{x}_n(t) &= k[x_n(t+T) - 2x_n(t) + x_n(t-T)] \\ &= k[x_n(t) + \dot{x}_n(t)T + \frac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2 - 2x_n(t) \\ &\quad + x_n(t) - \dot{x}_n(t)T + \frac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2] \ , \end{aligned}$$

d.h.

$$m\ddot{x}_n(t) = kT^2\ddot{x}_n(t) \ . \quad (6.5)$$

Auf der rechten Seite haben wir alle Ausdrücke mit T^3 und höheren Potenzen von T vernachlässigt, da sie laut Voraussetzung viel kleiner als die Terme mit T^2 sind. Aus GL. 6.5 folgt:

$$T = \sqrt{\frac{m}{k}} \ . \quad (6.6)$$

Da die Bewegungsgleichungen linear sind, ist jede Summe der Lösungen wieder eine Lösung. Die Bewegung kann sich also aus einer Überlagerung von Schwingungen, die sich in entgegengesetzte Richtungen ausbreiten, aufbauen. Dies tritt bei Reflexionen der Schwingung an einem Ende ein.

6.2 Schwingungen (elektrisches Analogon)

Jetzt können wir das elektrische Analogon dieses Systems mit Hilfe der Analogien zwischen m, L, k und $\frac{1}{C}$ sowie zwischen b und R behandeln. Aus diesen folgt, dass die Schaltung aus Abb. 6.2 das gesuchte elektrische Analogon ist, was wir im Folgenden anhand der Differentialgleichungen beweisen werden.

Mit den in der Abb. 6.2 angegebenen Bezeichnungen wenden wir den Kirchhoff'schen Satz auf jenen Stromkreis an, in dem die Kondensatoren die Ladung Q_{n-1} und Q_n tragen. Daraus ergibt sich

$$\frac{Q_{n-1}}{C} - \frac{Q_n}{C} = LI_n \ . \quad (6.7)$$

Ähnlich folgt für den Stromkreis mit den Ladungen Q_n und Q_{n+1} :

$$\frac{Q_n}{C} - \frac{Q_{n+1}}{C} = LI_{n+1} \ . \quad (6.8)$$

Der Kirchhoff'sche Satz für die Ströme liefert für den Verzweigungspunkt oberhalb Q_n

$$\dot{Q}_n = I_n - I_{n+1} \quad \text{oder} \quad \ddot{Q}_n = \dot{I}_n - \dot{I}_{n+1} \ . \quad (6.9)$$

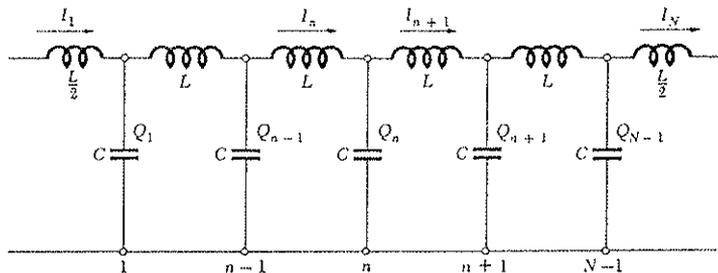


Abbildung 6.2: Elektrisches Analogon (Modell einer Leitung)

Löst man die GL. 6.7 und 6.8 nach den Ableitungen der Ströme auf und setzt diese in GL. 6.9 ein, so erhält man

$$L\ddot{Q}_n = \frac{1}{C}(Q_{n-1} - 2Q_n + Q_{n+1}) . \quad (6.10)$$

Diese Gleichung hat genau dieselbe Form wie GL. 6.1, was die Richtigkeit unseres Vergleiches bestätigt. Um die Untersuchung abzuschließen, müßte man nur noch die Gleichungen für die Enden aufstellen und mit den korrespondierenden Gleichungen im mechanischen Modell vergleichen. Das wichtigste Ergebnis des mechanischen Modells ist GL. 6.6. Im elektrischen Modell lautet sie

$$T = \sqrt{LC} . \quad (6.11)$$

6.3 Skineffekt

Innerhalb von elektrischen Leitungen baut sich durch den Stromfluss genauso ein Magnetfeld auf, wie es um den Leiter herum geschieht. Bei Gleichstrom in einem Leiter ist die Stromdichte im Querschnitt überall gleich. Anders bei Wechselstrom: Bei wechselnder Polarität des Stromflusses verändert sich das Magnetfeld und erzeugt nicht nur außen, sondern auch im Inneren des Leiters Wirbelströme, die dem Erzeugerstrom entgegengerichtet sind und diesen in der Mittelachse des Leiters abschwächen. Das den Strom umgebende Magnetfeld wirkt sich so aus, dass die Elektronen in der Mitte des Leiters von mehr Feldlinien umschlossen werden, als die Elektronen weiter außen. Bei Wechselstrom induziert das wechselnde Magnetfeld im Inneren des Leiters eine höhere Gegenspannung als am Rand. In der Leitungsmitte ist die Gegenspannung also am größten, was zu einer Verdrängung des Stromes führt. Dies wirkt wie eine Verringerung des wirksamen Leiterquerschnitts, so dass sich die Impedanz (Scheinwiderstand) des Leiters vergrößert. Je höher die Frequenz ist, desto stärker ist dieser sog. Skineffekt ausgeprägt und verkleinert den effektiv nutzbaren Leitungsquerschnitt, bis bei hohen Frequenzen nur noch eine dünne Haut (engl.: Skin) den größten Teil des Stromes führt.

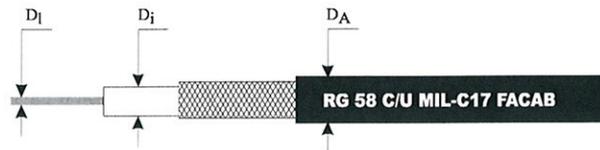
Die Dicke der leitfähigen Schicht (auch Skindicke) δ lässt sich mit folgender Gleichung abschätzen:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu_0\mu_r}} \quad (6.12)$$

wobei ω die Kreisfrequenz, σ die elektrische Leitfähigkeit des Materials, μ_0 die Permeabilitätskonstante des Vakuums und μ_r die relative Permeabilitätskonstante des Materials ist.

Um daher die Auswirkungen des Skineffektes so klein wie möglich zu halten, werden in der Hochfrequenztechnik Leitungen mit einer möglichst großen Oberfläche, beispielsweise in Form dünnwandiger Schlauchrohre oder Bänder, verwendet. Des Weiteren werden die Oberflächen der Leiter oft mit hochwertigen leitfähigen Metallen beschichtet. Oft eingesetzte Beschichtungen mit Gold haben den Vorteil, dass die der Luft ausgesetzte Oberfläche des Leiters nicht oxidiert.

Koaxialkabel RG-58 C/U nach MIL-C17/28



| | |
|--------------------------|---|
| Innenleiter: | Cu, mehrdrätig (19x0,18 mm), verzinkt $D_i=0,9$ mm |
| Dielektrikum: | PE, $D_j=2,95$ mm |
| Schirm: | Geflecht aus Cu-Drähten, verzinkt, 0,10 mm Bedeckung: 92,8 % |
| Mantel: | PVC, schwarz |
| Außendurchmesser: | 4,95 mm |

elektrische Daten:

| | |
|-------------------------------|--|
| Nennspannung: | 1400 V eff. |
| Prüfspannung: | 5000 V |
| Wellenwiderstand: | (50 Ω) |
| Gleichstromwiderstand: | 48,56 Ω /km (Innenleiter) |
| Verkürzungsfaktor: | 0,659 |
| Kapazität: | 101 nF/km |
| Dämpfung: | 17 dB/100 m bei 100 MHz 51 dB/100 m bei 800 MHz |
| Betriebstemperatur: | -40 bis +85 °C |
| min. Biegeradius: | 38 mm |

| | |
|-------------------|------------|
| Cu-Zahl: | 20 kg/km |
| Gewicht: | 38 kg/km |
| Brandlast: | 0,14 kWh/m |

Dämpfungsverlauf

