ÜBER DIE EIGENSCHAFTEN VON KOAXIALKABELN FÜR KABELFERNSEHEN UND HOCHFREQUENZ DIGITALÜBERTRAGUNG

Güneş Yılmaz*

ÖZET

Eşeksenli kabloların kullanıldığı, Sayısal Temelband sistemlerinin veya Kablolu televizyon şebekesinin tasarımında, sözkonusu kabloların hat zayıflaması, karakteristik empedansı, faz sabiti, faz gecikmesi ve grup gecikmesi parametrelerinin 1 MHz-1000 MHz frekans bandındaki değişimi hakkında ayrıntılı bilgilere ihtiyaç vardır.

Bu çalışmada, dış iletkenin bakır veya alüminyum borudan oluşan eşeksenli kabloların ve dış iletkeni örgülü bakır tellerden oluşan eşeksenli kabloların Birincil parametreleri ve transmisyon özellikleri tanımlanmış ve gerçek değerlere yeterli derece yakın sonuçlar veren hesaplama formülleriyle birlikte yaklaşık sonuç veren formüller de verilmiştir.

ÜBERSICHT

Der Entwurf digitaler Basisbandsysteme und Kabelfernsehenetze erfordert genaue Kenntnisse über des Verhalttens der Dämpfung, des Wellenwiderstandes und der Phase sowie der Phasen-und Gruppenlaufzeit des Koaxialkabels in den Frequezbereich von 1 MHz bis 1000 MHz.

In den Vorliegenden Bericht werden die Grund-und Übertragungseigenschaften des Normal-Koaxialkabels mit Außenleiter aus geschweißtem Kupfer-ader Aluminiumrohr und Klein-Koaxialkabels mit geflochtenem Außenleiter definiert und berechnungs Formeln mit guter Genauigkeit sowie Näherungsbeziehungen angegeben.

1.EINLEITUNG

Die Verwendung von Koaxialkabeln zur breitbandigen analogen Übertragung in den Kabelfernsehnetzen erfordert eine genaue Kenntnis der Kabeleigenschaften, welche die Übertragungsqulität beinflussen.

Als wichtige Kenngrößen der Kabel kommen Wellendämpfung (α), Wellenwiderstand (Z), Rückflußdämpfung (α_r) ,Schirmdämfung (α_s), Phase- (t_p) und Gruppenlaufzeit (t_g) in Betracht, wobei nicht nur deren Mittelwerte, sondern auch Ihre Tolarenzen in Abhängigkeit von der Frequenz und der Temperatur interesieren. Von besonderer Bedeutung ist die Gleichmäßigkeit dieser Kennrößen an jedem Punkt des Kabels. Die genannten Größen setzen sich aus Widerstand (R), Induktivität (L), Kapazitäns (C), und Ableitung (G) des Kabel bei hohe Frequenzen zusammen.

---

* Dr. : TÜRK-SİEMENS, AR-GE Bölümü

2. GRUNDEIGENSCHAFTEN DER KOAXIALLEITUNG

2.1. Der Widerstand

2.1.1. Der Gleichstromwiderstand der Schleife (R_{os}) pro Längeneinheit

a) Außenleiter aus Cu (Al) - Rohr oder-Band (Längsaufgebracht)

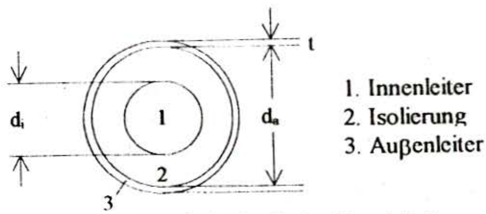

Bild 1. Querschnitt durch eine Koaxialleitung

$$R_{os} = R_{oi} + R_{oa} = 4/\pi.\, d_i^2 .\sigma_i + 1/\pi.\, d_a' .t.\sigma_a \qquad [\Omega/m] \qquad (1)$$

$$R_{os} = R_{oi} + R_{oa} = 4/\pi.\, d_i^2 .\sigma_i + 1/b.t.\sigma_a \qquad [\Omega/m] \qquad (2)$$

mit

$$d_a' = d_a + t$$

Dabei bedeutet

R_{oi}	- Gleichstromwiderstand des Innenleiters aus Vollkupfer, blank (je Längeneinheit)	
R_{oa}	- Gleichstomwiderstand des Außenleiters aus geschweißtem kupferrohr.	
d_i	- Durchmesser des Innenleiters	[mm]
d_a	- Innendurchmesser des Außenleiters	[mm]
t	- Dicke des Außenleiters	[mm]
σ_i (σ_a)	- spezifische Leitfähigkeit des Innen/Außenleiters	$\left[S.\dfrac{m}{mm^2}\right]$
b	- Bandbreite bei überlapptem Außenleiter	[mm]

b) Bei geflochtenem Außenleiter

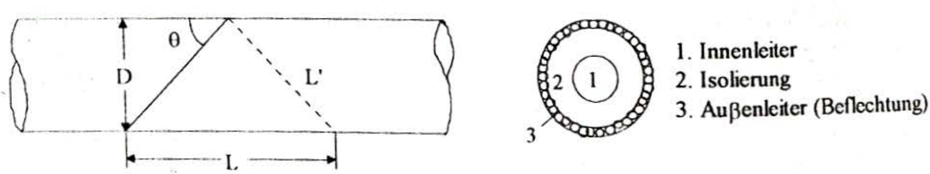

Bild 2. Koaxialleitung mit geflochtenem Auβenleiter

$$L = L'.\mathrm{Cos}\theta \quad , \quad L' = \frac{\pi.D + 2d_e}{tg\theta} \qquad (3)$$

Dabei bedeutet

L	- Steigung (oder Schaglänge)	[mm]
D	- Durchmesser unter der Beflechtung	[mm]

θ - Steigungswinkel der Beflechtung [deg]

d_e - Durchmesser des Einzeldrachtes [mm]

N - Drahtzahl

$$R_{os} = \frac{4}{\pi . d_i^2 . \sigma_i} + \frac{4}{N . \pi . d_e^2 . \cos\theta} \quad [\Omega / m] \tag{4}$$

Bei Verwendung des gleichen Materials für Innen-und Außen-leiter

$$R_{os} = \frac{4}{\pi . \sigma} \times \left(\frac{1}{d_i^2} + \frac{1}{N . d_e^2 . \cos\theta} \right) \quad [\Omega / m] \tag{5}$$

2.1.2. Wechselstromwiderstand der Schleife pro Längeneinheit

Die Leitung hat bei Wechselstrom einen höheren ohmschen Längswiderstand als bei Gleichstrom. Die Ursache liegt in dem magnetischen Wechselfeld. Durch das magnetische Wechselfeld des Leiterstromes werden in einem Leiter mit endlicher Ausdehnung nach dem Induktionsgesetz Ströme hervorgerufen, die als Wirbelströme bezeichnet warden. Diese überlargen sich dem Leiterstrom. Dadurch ergibt sich eine ungleichmäßige Verteilung des Stromes über den Leiterquerschnitt, die man als Stromverdrängung (der Strom in Richtung zur Außenhaut des Leiters verdrängt) bezeichnet. Man spricht bei diesem Stromverdrängungseffekt von Hautwirkung oder Skineffekt. (Bild 3)

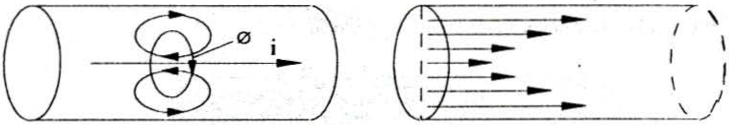

Bild 3. Stromverdrängung im Leiter (Skineffekt)

Der Skineffekt nimmt mit der Frequenz zu und ist außerdem von der Permeabilität (μ) und der Leitfähigkeit (σ) des Leitermaterials abhängig. Eine relativ einfache Beziehung für die Stromverteilung ergibt sich für einen ebenen Leiter (Bild 4)

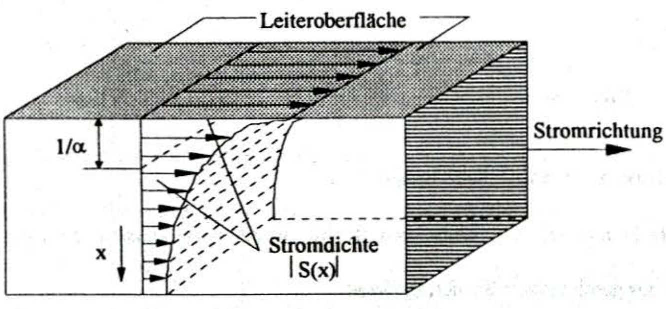

Bild 4. Stromverteilung im ebenen Leiter

Sowohl die Stromdichte als auch die magnetische Feldstärke nehmen von der Leiteroberfläche zum dem Leiterinnern (x-Richtung in Bild 4) exponentiel ab. Das gleiche gilt für die elektrische

Feldstärke, die jedoch wegen der hohen Leitfähigkeit beim elektrischen Leiter meist vernachlässigt werden kann. Die Stromdichteverteilung in Richtung zum Leiterinnern beim ebenen Leiter ergibt sich zu

$$|S(x)| = |S_0| . e^{-\alpha x}$$

Es ist die Konstante

$$a = \sqrt{\pi . \mu_0 . \mu_r . \sigma . f}$$

mit der magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4.\pi.10^{-7}$ [H/m], der Permeabilitätszahl μ_r des leiters, der spezifischen Leitfähigkeit σ in S/m und der Frequenz f in Hz.

Dabei bedeuted

S_0 - die Stromdichte an der Oberfläche des Leiters

Infolge des Skineffektes wirkt ein Leiter bei Hochfrequenz in genügender Tiefe praktisch als Isolator.

Eine Verringerung des Widerstandes durch Vergrößern des Querschnittes ist möglich, durch das Aufteilen des Querschnittes in eine größe Zahl dünner Drähte, die voneinander isoliert sind (HF-Litze). Eine weitere Verbesserung bringt die Versilberung der Oberfläche. Wenn der Skineffekt nicht wirksam wäre, würde der gesamte, theoretisch über einen Qerschnitt unendlicher Tiefe ($x=\alpha$) verteilte Strom des Bildes 4 bei gleicher konstanter Stromdichte (S_0) nur Tiefe von $\delta = 1/a$ benötigen.

Es ist

$$\delta = 1/\sqrt{\pi . f . \mu_0 . \mu_r . \sigma}$$

Man bezeichnet δ als äquivaleute Leitschictdicke (Bild 5)

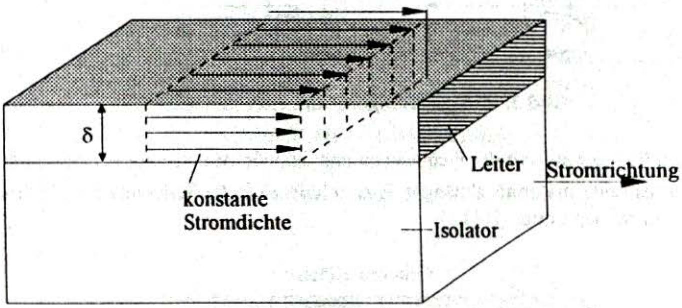

Bild 5. Stromdichte innerhalb der äquivalenten Leitschicht dicke.

Der Wirkwiderstand für hohe Frequenzen

Für hohe Frequenzen, d.h. $d_i \gg \delta_i$, und $d_a \gg \delta_a$, ist der Wirkwiderstand der Koaxialleitung:

A) Außenleiter aus geschweistem Kupferrohr/Band

$$R = (1 + \delta_i / d_i) / \pi . d_i.\delta_i.\sigma_i + 1/\pi . d_a.\delta_a.\sigma_a \tag{6}$$

$$R \approx (1/\pi).(1/d_i.\delta_i.\sigma_i + 1/d_a.\delta_a.\sigma_a) \tag{7}$$

mit

$\delta_i = 1/\sqrt{\pi.\mu_0.\mu_r.\sigma_i.f}$ - Eindringtiefe (äquivalente Leitschichtdicke) beim Innenleiter

$\delta_a = 1/\sqrt{\pi.\mu_0.\mu_r.\sigma_a.f}$ - Eindringtiefe beim Außenleiter

Bei unmagnetishem unterschiedlichen Leitermaterialien (Cu, Ag, Al) die Permbalititätszahl μ_r ist ≈ 1.

$$R = \frac{2\sqrt{f}}{d_a(\text{mm}).\sqrt{10.\sigma_a}}.\left(1 + \frac{d_a}{d_i} \times \sqrt{\frac{\sigma_a}{\sigma_i}}\right) \qquad [\Omega/\text{m}] \qquad (8)$$

und bei gleichen Leitermaterialien ($\sigma_a = \sigma_i = \sigma$)

$$R = \frac{2\sqrt{f}}{d_a.\sqrt{10\sigma}}.\left(1 + \frac{d_a}{d_i}\right) \qquad [\Omega/\text{m}] \qquad (9)$$

B) Bei geflochtenem Außenleiter

$$R = \frac{2\sqrt{f}}{\sqrt{10}}.\left(\frac{1}{d_i\sqrt{\sigma i}} + \frac{2}{\pi.(D + d_e).B'.\sqrt{\sigma a}}\right) \qquad [\Omega/\text{m}] \qquad (10)$$

mit

$B' = \frac{B}{100} \times K$ B - Bedeckung (%)

K - Korekturfaktor (≤1)

b) Bei gleichen Leitermaterialien

$$R = \frac{2\sqrt{f}}{\sqrt{10\sigma}}.\left(\frac{1}{d_i(\text{mm})} + \frac{2}{\pi.(D + d_e).B'}\right) \qquad [\Omega/\text{m}] \qquad (11)$$

In der Tabelle 1 sind einige Eigenschaften der eigesetzten Materiailen angegeben.

Tabelle 1. Eigenschaften der heufig eigesetzten Leitermaterialien

	Leitfähigkeit (σ) S m/mm^2	Permeabilitätszahl (μr)	Dichte kg/dm^3
Cu	58.5	0.9999906	8.89
Ag	62.5	0.9999736	10.5
Al	36	1.000214	2.7
Sn	10	1.000126	7.29

Und daraus ergeben sich die jeweiligen äquivalente Leitschichtdicken

$$\delta_{Cu} = \frac{65.80247}{\sqrt{f}\ (\text{MHz})}\ [\mu\text{m}] \qquad \delta_{Al} = \frac{84.0438}{\sqrt{f}\ (\text{MHz})}\ [\mu\text{m}]$$

$$\delta_{Ag} = \frac{63.66197}{\sqrt{f}\ (\text{MHz})}\ [\mu\text{m}] \qquad \delta_{Sn} = \frac{159.1549}{\sqrt{f}\ (\text{MHz})}\ [\mu\text{m}] \tag{12}$$

Für verschiedene Frequenzen ist δ berechenet und in Tabelle2 angegeben.

Tabelle 2. Äquivalente Leitschichtdicke δ in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Materialien

F (MHz)	Cu δ (µm)	Ag δ (µm)	Al δ (µm)	Sn δ (µm)
1	65.802	63.6621	94.0451	159.154
5	29.427	28.47	42.058	71.176
50	9.3068	9.0031	13.3	22.5088
100	6.5802	6.366	9.405	15.915
200	4.6529	4.5016	6.65	11.2539
300	3.7991	3.6775	5.4297	9.1888
400	3.2901	3.1831	4.7022	7.9577
450	3.1019	3.001	4.4333	7.5026
600	2.6864	2.599	3.8394	6.4975
800	2.3264	2.2507	3.325	5.627
1000	2.0808	2.0131	2.9739	5.0329
3000	1.2014	1.1623	1.17	2.9057

Bei Verwendung verzinnter oder versilberter Kupferdrähte ergibt sich die äquivalente Kupferschichdicke zu.

$$\delta_{Cu} = \Delta_s \times \frac{\sigma_s}{\sigma_{Cu}}\ [\text{mm}] \tag{13}$$

mit

Δ_s - Silber/Zinn - Schichdicke

σ_s - Die spezifische Leitfähigkeit des Silbers / Zinn

σ_{Cu} - Die spezifische Leitfähigkeit des Kupfers

Für die resultierende Leitfähigkeit (σ_{res}) ergibt sich daraus

$$\sigma_{res} = \frac{\sigma_{Cu}(\delta_{Cu} - \delta'_{Cu}) + \Delta_s.\sigma_s}{\delta_{Cu} + \Delta_s - \delta'_{Cu}}\ [\text{S.m/mm}^2] \tag{14}$$

Für verschiedene Frequezen und Schichdicken ist die resultierende Leitfähigkeit berechnet und in Tabelle 3 angegeben.

Tabelle 3. Resultirende Leitfähigkeit (von versilberter und verzinnter Kupferdrähte bei 20°C) in Abhängigkeit von der Frequenz.

F (MHz)	Ag 1(μm)*	Ag 2(μm)*	Ag 3(μm)*	Ag 5(μm)*	Sn 1(μm)*	Sn 2(μm)*
1	58.56	58.62	58.68	58.8	57.77	57.5
5	58.64	58.77	58.91	59.18	56.88	55.33
50	58.93	59.37	58.8	60.69	53.6	49.24
100	59.11	59.73	60.35	61.62	51.73	45.98
200	59.37	60.24	61.14	62.5	49.24	41.85
300	59.56	60.64	61.75	62.5	47.44	38.99
400	59.73	60.98	62.26	62.5	45.99	36.77
450	59.8	61.14	62.5	62.5	45.35	35.81
600	60.24	62.04	62.5	62.5	43.68	33.37
800	60.24	62.04	62.5	62.5	41.85	30.78
1000	60.45	62.47	625	62.5	40.32	28.69
3000	61.93	62.5	62.5	62.5	31.37	17.65

*Silber/Zinn Schichtdicke in μm

2.2 Die Induktivität

Die Gesamtinduktivität (Induktivitätsbelag der Koaxialleitung) ergibt sich für höhe Frequenzen mit.

$$L = L_i + L_l + L_a = \frac{\mu_0 . \delta_i}{2\pi . d_i} + \frac{\mu_0}{2\pi} \times \ln \frac{d_a}{d_i} + \frac{\mu_0 . \delta_a}{2\pi . d_a} \qquad (15)$$

mit

$\mu_0 = 4.\pi.10^{-7}$ [H/m] - Die magnetische Feldkonstante

$L_i = \mu_0 . \delta_i / 2.\pi.d_i$ - Die innere Induktivität des Innenleiters.

$L_a = \mu_0 . \delta_a / 2.\pi.d_a$ - Die innere Induktivität des Außenleiters.

$L_l = \mu_0 / 2.\pi.\ln(d_a / d_i)$ - Die Induktivität des Raumes zwischen Innen-und Außenleiters.

Bei unmagnetischen verschiedenen Leitermaterialien zu

$$L = 2.10^{-7} \ln \frac{d_a}{d_i} + \frac{10^{-6}}{d_a . \pi \sqrt{10 f}} . \left(\frac{1}{\sqrt{\sigma_a}} + \frac{d_a}{d_i . \sqrt{\sigma_i}} \right) \quad [H/m] \qquad (16)$$

und bei gleichen Leitermaterialien ($\sigma_i = \sigma_a = \sigma$) zu

$$L = 2.10^{-7} \ln \frac{d_a}{d_i} + \frac{10^{-3}}{d_a . \pi \sqrt{10 . f . \sigma}} (1 + \frac{d_a}{d_i}) \quad [H/m] \qquad (17)$$

2.3. Die Kapazität

Der Kapazitätsbelag kann mit der Formel des Zylinder-kondensators beschrieben werden.

$$C = \frac{2.\pi.\varepsilon_0.\varepsilon_r}{\ln(d_a / d_i)} \quad [F/m] \tag{18}$$

mit

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 . C_0^2} \approx 8{,}854.10^{-12} \; [F/m]$$ - Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes

ε_r - Dielektrizitätszahl (relative Dielektrizitätskonstante)

2.4. Die Ableitung

Für den Ableitungsbelag gilt die Beziehung.

$$G = \frac{2.\pi.\varepsilon_0.\varepsilon_r}{\ln\left(d_a / d_i\right)} \times \omega . \tan\delta = C \times \omega \times \tan\delta \qquad [s/m] \tag{19}$$

mit

$\tan\delta$ - Der Verlustfaktor Dielektrikums

$\omega = 2.\pi.f$ - Die Kreisfrequenz

3. ÜBERTRAGUNGSEINGENSCHAFTEN HOMOGENER KOAXIALKABEL

3.1. Dämpfungsverhalten

Das Dämpfungsverhalten eines Koaxialpaares kann mit der bekannten Beziehung für den Dämpfungskoeffizienten ermittelt werden. Die Beziehung gilt für ein verlustarmes Koaxialpaar, d.h. $R \ll \omega.L$ und $G \ll \omega.C$.

$$\alpha = \frac{R}{2} \times \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}} = \alpha_R + \alpha_G + C = A.\sqrt{f} + B.f + C \tag{20}$$

mit

$$A = 10^6 . \sqrt{\pi.\varepsilon_0} . \sqrt{\varepsilon_r} . \left(\frac{1 + \left(d_a / d_i\right)\sqrt{\sigma_a / \sigma_i}}{d_a . \sqrt{\sigma} . \ln(d_a / d_i)} \right) \tag{21}$$

$$B = 10{,}472 . \tan\delta . \sqrt{\varepsilon_r} \tag{22}$$

$$C = \frac{10^{-3} . A}{\sqrt{\mu_0 . \sigma . \pi . d_a}} . \left(\frac{d_a}{d_i} - \frac{\alpha + d_a / d_i}{2\ln(d_a / d_i)} - 1 \right) \tag{23}$$

Ferner wird ein homogener Aufbau vorausgesetzt. Die Genauigkeit der Berechnung hängt wesentlich von der mathematicsh-pysikalischen Beschreibung der Leitungsbeläge R, L, G und C ab. Der Dämpfunkskoeffizient setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, wobei der erste die Widerstandsdämpfung (Kupferverluste α_R) und der zweite die Ableitungdämpfung (dielektrischen Verluste α_G) darstellt. Der Anteil C ist als Korrekturfaktor anzusehen. Da sich der spezifishe Widerstand des Leiters mit etwa 4‰/°C ändert (kupfer ≈ 3.9 ÷ 4.1 ‰, Aluminium ≈4‰, Silber ≈4, 1 ‰, Zinn ≈ 4,6 ‰) geht die Temperatur in α_R mit ca 2‰/ °C ein. Der Korrekturfaktor C ändert sich direkt um 4‰/°C

$$\alpha_R = \frac{R}{2Z_0} = A.\sqrt{f} \tag{24}$$

$$\alpha_R = 8{,}686.10^6.\sqrt{\pi.\varepsilon_0}.\sqrt{\varepsilon_r}.\left(\frac{1+(d_a/d_i)\sqrt{\sigma_a/\sigma_i}}{d_a.\sqrt{\sigma}.\ln(d_a/d_i)}\right)\sqrt{f(\mathrm{MHz})} \quad \left[\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{km}}\right] \tag{25}$$

Bei gleichen Leitermaterialien

$$\alpha_R = 8{,}686.10^6.\sqrt{\pi.\varepsilon_0}.\sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\sigma}}.\left(\frac{1+d_a/d_i}{d_a.\ln(d_a/d_i)}\right).\sqrt{f} \quad \left[\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{km}}\right] \tag{26}$$

$$\alpha_G = B.f = \frac{\pi}{3}.\tan\delta.f.\sqrt{\varepsilon_r}.10^{-5} = 90{,}96.\tan\delta.\sqrt{\varepsilon_r}.f(\mathrm{MHz}) \left[\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{km}}\right] \tag{27}$$

Die geometrischen Abmessungen und die für den Isolierstoff angenommen Materialkonstanten ε_r und $\tan\delta$ (für voll PE ε_r=2.28÷2.31; $\tan\delta$ ≈ 2.5÷4x0.0001) wurden dabei zur Bestimmung der Werte für A, B und C nach GL. 21, 22 und 23 benutzt.

Die damit berechneten Frequenzgänge der Dämpfung sind in Bild 6. dargestellt. Sie geben die Sollwerte bei einer Umgebungstemperatur von 20°C an. Als Abweichung von diesen Werten anfgrund verschiedenartiger Herstellungsverfahren wird ±3% toleriert unter der Voraussetzung, daβ die Abweichung breitbandig auftritt und somit ausgleichbar ist.

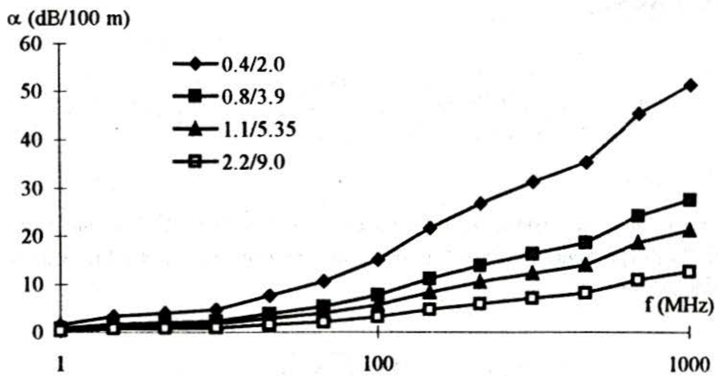

Bild 6. Dämpfung a als Funktion der Frequenz für die Koaxialkabel vom Typ. **1)** 0.4/2.0 **2)** 0.8/3.9 **3)** 1.1/5.35 **4)** 2.2/9.0

Neben dem Frequenzgang ist der Temperaturgang der Kabeldämpfung von Bedeutung. Näherungsweise nimmt die Dämpfung mit ca 2.1‰÷2.5‰ je 1°C Temperaturerhöhung zu. Die Änderung der Kabeldämpfung mit der Temperatur wird durch den Einsatz Pilotgeregelter Verstärker ausgeglichen und ist daher für das Übertragungsverhalten unkritisch.

3.2. Der Wellenwiderstand

Er wird berechnet aus

$$Z = \sqrt{\frac{R + j.\omega.L}{G + j.\omega.L}} = R + j.X \tag{28}$$

Der charakteristische Wellenwiderstand bei hohen Frequenzen ist:

$$Z = \sqrt{\frac{L_\infty}{C}} \tag{29}$$

$$Z = \frac{1}{2\pi}.\sqrt{\frac{\mu_0.\mu_r}{\varepsilon_0.\varepsilon_r}}.\left(\ln\frac{d_a}{d_i}\right).\left(\frac{\delta_i}{d_i} + \frac{\delta_a}{d_a} + \ln\frac{d_a}{d_i}\right) \quad [\Omega] \tag{30}$$

$$\omega \to \infty \ , \quad \frac{\delta_i}{d_i} \to 0 \ , \quad \frac{\delta_a}{d_a} \to 0$$

mit einer guten Nährung

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi}.\sqrt{\frac{\mu_0.\mu_r}{\varepsilon_0.\varepsilon_r}}.\ln\frac{d_a}{d_i} = \frac{59.958}{\sqrt{\varepsilon_r}}.\ln\frac{d_a}{d_i} \quad [\Omega] \tag{31}$$

Für den Wellenwiderstand der KTV-Kabel ist als Nennwert $Z=75\Omega$ mit einer Toleranz ± 2 oder ± 3 Ω festgelegt. Seine Abhängigkeit vom Kabellaufbau und von der Frequenz folgt mit guter Näherung der Formel :

$$Z = Z_0 + (1 - j).Z_1 / \sqrt{f\,(\mathrm{MHz})} \quad [\Omega] \tag{32}$$

mit

$$Z_0 = \frac{59{,}958}{\sqrt{\varepsilon_r}}.\ln\frac{d_a}{d_i} \quad ; \quad Z_1 = \frac{1.98}{\sqrt{\varepsilon_r}}.\frac{1+d_a/d_i}{d_a}$$

In dem hier betrachteten Frequenzbereich ist der frequenzabhängigen Anteil (Z_1) der sich aus einem Realteil und einem gleichstarken Imaginärteil zusammensetzt, gegenüber dem frequenzunabhängigen Anteil (Z_0) vernachlässigbar klein (<%1).

3.3. Berechnung der Phase, Phasenlaufzeit und Gruppenlaufzeit

Für das verlustarme, homogene Koaxialpaar gilt folgende Näherungsbeziehung für den Phasenkoeffizienten:

$$\beta = \omega.\sqrt{L.C}$$

$$\beta = \omega.\sqrt{\mu_0.\mu_r.\varepsilon_0.\varepsilon_r} + \frac{A\sqrt{\omega}}{2\pi} \tag{33}$$

$$\beta = \frac{\omega.\sqrt{\varepsilon_r}}{C_0} + \frac{A.\sqrt{\omega}}{\sqrt{2\pi}} = B_0.f(\text{MHz}) + B_1.\sqrt{f}(\text{MHz}) \tag{34}$$

mit

$B_0 = 2.\pi.3{,}3356.\sqrt{\varepsilon_r}$

$B_1 = A$ (nach gl. 21)

C_0 = Die Ausbreitungsgeschwindigkeit im freien Raum ($\approx$ 299796 km/s)

Der Phasenkoeffizient setzt sich aus einem linear und einem mit der Wurzel aus der Frequenz ansteigenden Anteil zusammen. Der zweite Anteil ist allerdings, als Absolutwert nicht dominierend, wohl aber, wenn es um die Frage der Pulsverzerrung geht. Aus der Beziehung für das Phasenverhalten (33, 34), kann durch Division mit ω die Phasenlaufzeit (t_p) und durch Differentiation nach ω die Gruppenlaufzeit (t_g) ermittelt werden.

$$t_p = \frac{\beta}{\omega} = \sqrt{\mu_0.\mu_r.\varepsilon_0.\varepsilon_r} + \frac{A}{2\pi\sqrt{f}} \quad [\mu s/km] \tag{35}$$

$$t_p = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{C_0} + \frac{A}{2\pi\sqrt{f}\,(\text{MHz})} \quad [\mu s/km] \tag{36}$$

$$t_g = \frac{d\beta}{d\omega} = \sqrt{\mu_0.\mu_r.\varepsilon_0.\varepsilon_r} + \frac{A}{4\pi\sqrt{f}} \quad [\mu s/km] \tag{37}$$

$$t_g = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{C_0} + \frac{A}{4\pi\sqrt{f}\,(\mathrm{MHz})} \qquad [\mu s/km] \tag{38}$$

Beide Laufzeiten unterscheiden sich nur im zweiten Term um den Faktor 2 im Nenner. Der erste, frequenzunabhängige Anteil stellt die Impulslaufzeit dar.

Für den Entwurf digitaler Basisbandsysteme ist neben der genauen Kenntnis des Phasenverhaltens vor allem aber auch die Abhängigkeit der Gruppenlanfzeit von der Frequenz von Interesse. Der frequenzabhängige Anteil der Gruppenlaufzeit τ_g beträgt mit (37) für das Klein-bzw. Normalkoaxialkabel näherungsweise (39, 40 und Bild 9.)

$$\tau_{g1} = \frac{133.29}{\sqrt{f\,(\mathrm{MHz})}} \quad [ns/km] \qquad \tau_{g2} = \frac{66}{\sqrt{f\,(\mathrm{MHz})}} \quad [ns/km] \tag{39}$$

bzw.

$$\tau_{g3} = \frac{48.06}{\sqrt{f\,(\mathrm{MHz})}} \quad [ns/km] \qquad \tau_{g4} = \frac{24.83}{\sqrt{f\,(\mathrm{MHz})}} \quad [ns/km] \tag{40}$$

Mit wachsender Frequenz wird dieser Anteil kleiner, so daβ im Gegensatz zum Dämpfungsverhalten hier mehr die Betrachtung der unteren Frequenzgebiete bedeutungsvoll zu sein scheint. In diesem Zusammenhang erhebt sich die Frage, welche minimale Gruppenlaufzeitänderung sich noch merklich auf die Pulsverzerrung besonderes bei mehstufigen Signalen auswirkt.

Im Bild 7. sind die mit einem Networkanalyser gemesenen und mit Beziehung (36) berechneten Phasenlaufzeiten t_p als Funktion der Frequenz dargestellt.

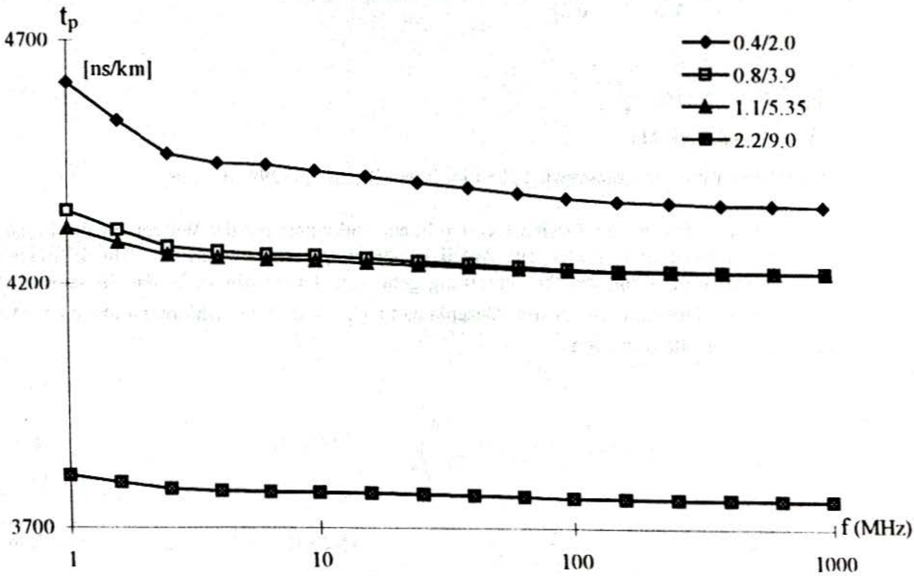

Bild 7. Berechnete und mit Networkanalyser gemessene Phasenlaufzeit t_p für zwei Typ. Koaxialkabeln

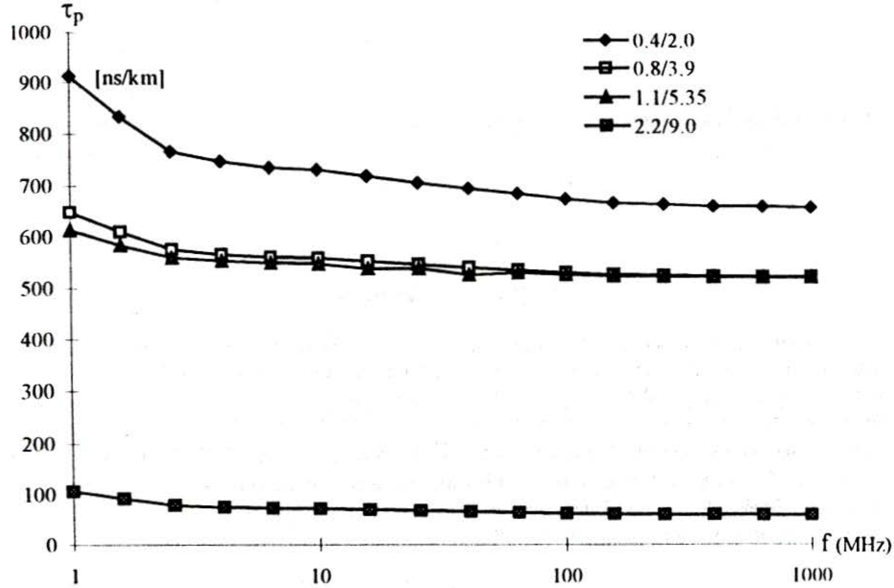

Bild 8. Berechneter und gemessener frequenzabhängiger Anteil der Phasenlaufzeit

Die Abweichungen wom Rechenwert sind äußerest gering und betragen beim Normalkoaxialkabel maximal +0.8% beim Kleinkoaxialkabel maximal -0.5%.

Die Beziehung (36) stellt demnach ausreichende Annäherung an die tatsachliche Verhältniss mindestens im untersuchten Frequenzbereich dar.

Im bild 9. sind gemessenen und nach (39) und (40) berechneten Werte des frequenzabhängigen Anteils der Gruppenlaufzeit aufgezeichnet.

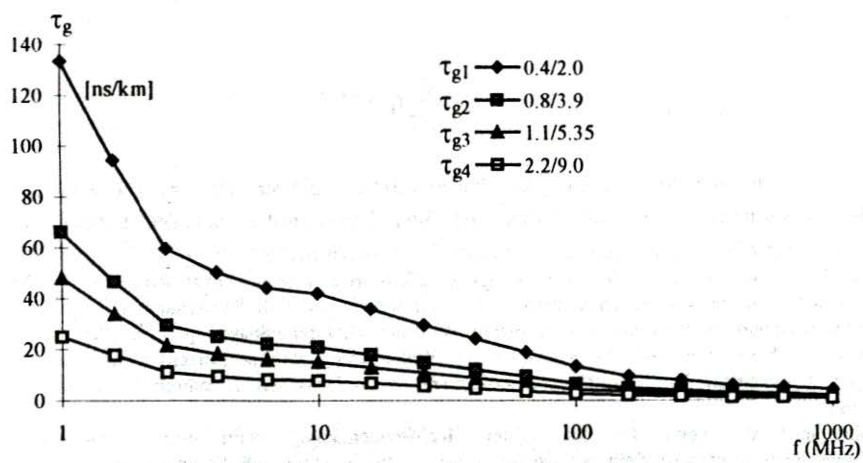

Bild 9. Berechneter und gemessener frequenzabhängiger Anteil der Gruppenlaufzeit

Die Ausbreitungsgesschwindigkeit V einer Welle im Kabel ist:

$$V = \frac{C_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad [km / sec] \tag{41}$$

Oft wird auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit relativ zur Geschwindigkeit im freien Raum angegeben.

$$V_r = \frac{V}{C_0} . 100 \quad [\%] \tag{42}$$

3.4. Reflexionseigenschaften

Koaxialalkabel können, bedingt durch Fertigungstoleranzen, systematische Unregelmäßigkeiten aufweisen, etwa durch periodisch wieder kehrende Scwankungen der Durchmesser, des Innen-und Außenleiters oder der Dichte der Kabelisolierungen (bei Zell-PE). Jedes Kabel besitz zahlreiche über seine Länge verteilte Störstellen mit Wellenwiderstandsänderungen. Wird das Kabel nicht mit charakteristische Wellenwiderstand ($Z=Z_0$) sondern an einen beliebigen anderen Widerstand W angeschloßen, oder stoßen Kabelstücke mit verschiedenen Wellenwiderständen zusammen, wird an jeder dieser Stoßstellen ein Teil der Energie reflektiert. Das Verhältnis der Spannugsamplituden der reflektierten und hinlaufenden Welle ist gleich :

$$r = \frac{W - Z}{W + Z} \tag{43}$$

mit

r = Reflexionsfaktor

Zur Charakterisierung der Reflezionseigenschaften dient die Rückflußdämpfung

$$\alpha_r = 20 \lg \frac{1}{|R|} \tag{44}$$

mit

$$R = \sum_{i=1}^{n} r_i . e^{-2.l_i.\gamma}$$

R ist der frequenzabhängige Eingangs-Reflexionsfaktor, der aus der Gesamtheit der Reflexionsfaktoren r_i resultiert, entsprechend ihrer Transformation auf den Eingang mit dem Störstellenabstand ortsabhängigen l_i und dem Übertragungsmaß $\gamma = \alpha + j\beta$.

Die Gesamtsumme der zurück zum Eingang reflektierten Energie nennt man den Rükfluß. Die Reflexionen der verschiedenen Stoßstellen überlagern sich vektoriell. Sie können sich bei bestimmten Frequenzen addiren, bei anderen subtrahieren. Wird die reflektierte Spannung am Kabeleingang infolge schlecher Anpassung (oder an Störstellen mit Wellenwiderstandsänderungen) wieder reflektiert, so entsteht ein Mitfluß. Dieser Mitfluß hat beispielweise beim Fernsehen die gefürchteten Geisterbilder zur Folge.

Man muß also beim Bau eines guten Hochfrequenzkabels dafür sorgen, daß die inneren Ungleichmäßigkeiten so klein wie möglich werden. Das bedeutet, daß die Durchmessertoleranzen für Innen-und Ausenlieter nur klein sein dürfen. Die Wirksame Dielektrizitätskonstante der Isolierung darf nur wenig schwanken.

LITERATUR

1. Krick W. - Einfluβ der Kabeleigenschaften auf die Übertragungsqualität in Kabelfernsehanlagen NTZ Archiv (1979) H.3

2. Hockethal - HF Kabel und Leitungen - (Grundsätzliches über Eingenschaften Koaxialer und Symmetrischer Typen)

3. Schmid H. - Theorie und Technih der Nachrichtenkabel. Dr. Afred HÜFTIG - Verlag CmbH Heidelberg -1976

4. Stadler E. - Hochfredquenztechnik. Vogel Verlag, Würzburg 1976

5. Wellhausen H.W. - Dämfung, Phase und Laufzeiten bei Weitverkehrskoaxialpaaren Frequenz (1977 /H.1.)

6. Zamzow P. - Koaxiale Hochfrequenzkabel für Kabelfernsehen Forshungsbericht AEG Kabel Technische Mitteilungen (1976/s. 1-11)