

Power-Loss-Methode (PLM)

- Hohlleiter mit $\kappa = \infty$:
 - dämpfungsfree Wellenausbreitung oberhalb von f_c
 - $k_z = \beta$
- reale Hohlleiter: $\kappa < \infty$
 - Dämpfung der Wellen
 - $k_z = \beta - j\alpha$
 - exakte Berechnung der Verluste i.a. sehr aufwendig, deshalb näherungsweise Rechnung, z.B. mit der Power-Loss-Methode
- Power-Loss-Methode
 - Störungsverfahren: Störung der Randbedingungen
 - Ann.: $\kappa \gg 1$ S/m und geringere Änderung der Feldkomponenten gegenüber $\kappa = \infty$

Power-Loss-Methode (PLM)

- Berechne näherungsweise aus dem Feld mit $\kappa=\infty$ die pro Längeneinheit in der Wand umgesetzte Verlustleistung P'

Für Welle in +z-Richtung gilt

$$P' = -\frac{dN}{dz}$$

N : Leistung durch den Querschnitt der Anordnung

Für $\kappa < \infty$ gilt

$$|\underline{E}, \underline{H}| \sim e^{-\alpha z} \quad \Rightarrow \quad N(z) \sim N_0 e^{-2\alpha z}$$

$\underbrace{\hspace{1.5cm}}_{N \text{ aus Multipl. v. } \underline{E} \text{ u. } \underline{H}}$

also

$$P' = -\frac{dN}{dz} = 2\alpha N \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{1}{2} \frac{P'}{N} \quad P' \text{ und } N \text{ aus Rechnung mit } \kappa=\infty$$

Power-Loss-Methode (PLM)

- Integration über den Realteil des Poynting-Vektors* über den Querschnitt des Hohlleiters liefert die hindurch gestrahlte Leistung N

Energiestroms

* $\text{Re}(\mathbf{P})$ = zeitliches Mittel des

$$N = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \iint (\underline{\mathbf{E}} \times \underline{\mathbf{H}}^*) \cdot d\mathbf{A} \right\}$$

- Integration des Wandstrombelags über den Rand des Hohlleiters (über eine Längeneinheit) liefert die Verluste P'

Wandstrombelag: $\underline{\mathbf{J}}_A = \mathbf{n} \times \underline{\mathbf{H}}_t$

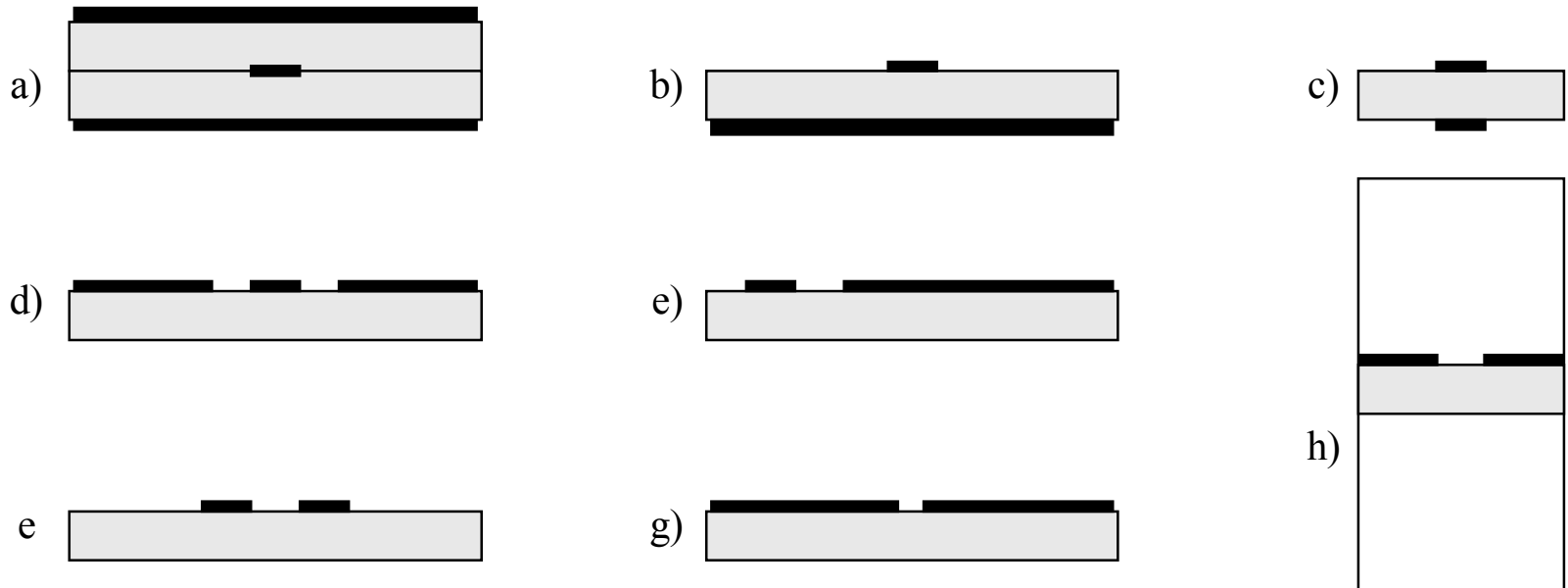
$$\begin{aligned} P' &= \frac{1}{2} \int \underline{\mathbf{J}}_A \cdot \underline{\mathbf{J}}_A^* \text{Re}(\underline{\mathbf{Z}}_m) ds \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu \omega}{2 \kappa}} \int |\underline{\mathbf{H}}_t|^2 ds \end{aligned}$$

Streifenleitungen und Mikrostreifenleitungen

Gewünschte Leitungsarten:

- einfach herstellbar mittels Ätzverfahren
 - einfacher Einbau von konzentrierten Schaltelementen (Widerstände, Kondensatoren, Halbleiterbauelemente,...)
 - kleine Abmessungen und viele Schaltfunktionen auf einer Platine
- Streifenleitungen; Grundtyp: Bandleitung

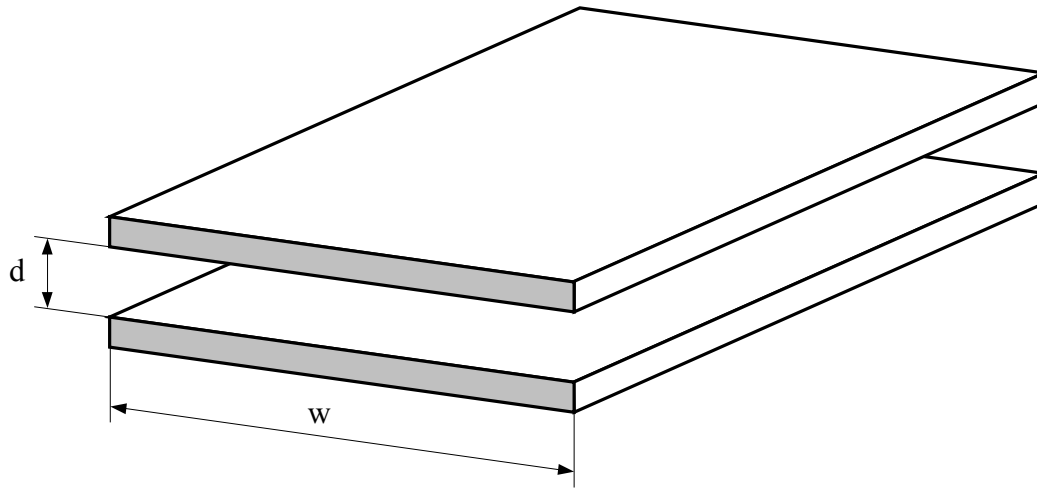
Streifenleitungen



Verschiedene Bauformen:

a) symmetrische Streifenleitung, b) Mikrostriifenleitung, c) Bandleitung,
d) Koplanarleitung, e) Unsymmetrische Koplanarleitung, f) koplanare
Zweibandleitung, g) Schlitzleitung, h) Schlitzleitung im Hohlleiter

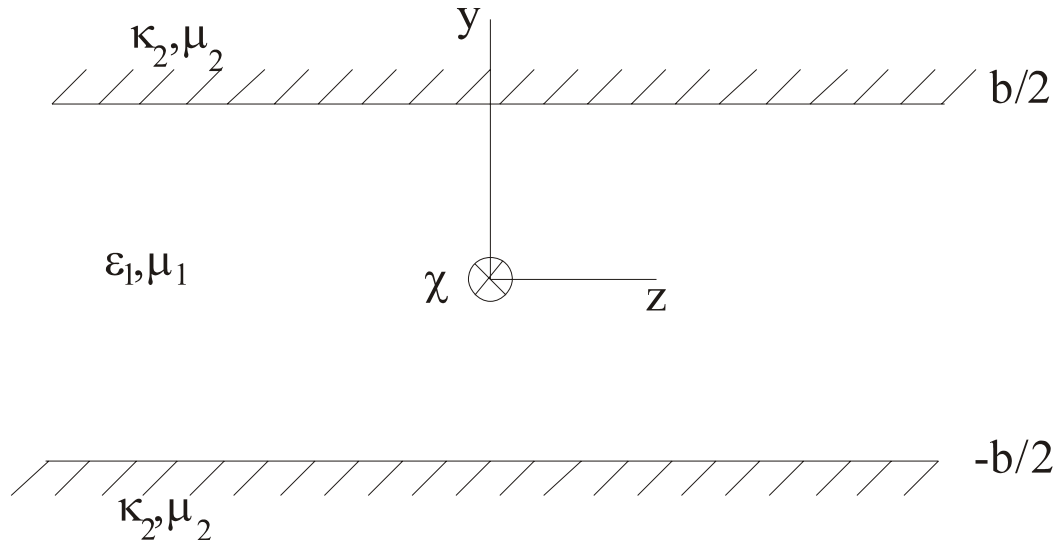
Bandleitung



Die Bandleitung ist der Grundtyp der Streifenleitungen.

Dämpfung der Leitungswelle einer Bandleitung

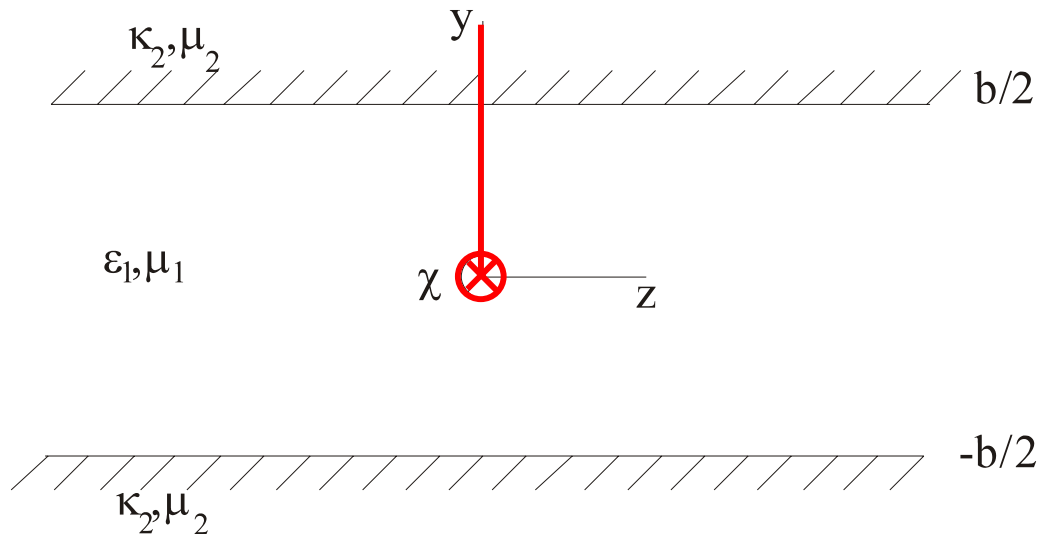
Typ kartesisches Dreischichtenproblem



Näherungsweise Berechnung mit der Power-Loss-Methode:

1. Felder und Leistung N durch Querschnitt für idealen Leiter
2. Wandströme für idealen Leiter
3. Verluste bei endl. Leitfähigkeit via 2.
4. Dämpfung

Dämpfung der Leitungswelle einer Bandleitung (mit PLM)



$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$$

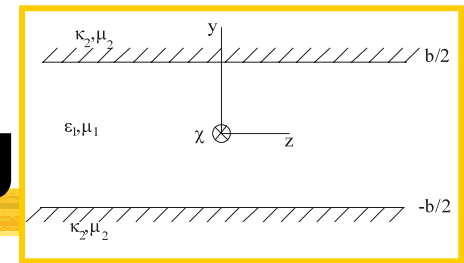
Anwendbarkeit der Power-Loss-Methode

- PLM berücksichtigt keine Konversionsverluste, d.h. wenn durch $\kappa < \infty$ andere Wellentypen angeregt werden und auf diese ein Teil der Leistung N übergehen kann, liefert PLM falsche Ergebnisse.
- Wann kann ein anderer Wellentyp angeregt werden?
Dann, wenn durch $\kappa < \infty$ zusätzliche Feldkomponenten entstehen.
- Beispiel:
Oberflächenstrom $\mathbf{J}_A$ durch $\mathbf{H}_t$ bewirkt bei $\kappa < \infty$ ein $\mathbf{E}_t$ in Stromrichtung und umgekehrt: $\mathbf{H}_t \longleftrightarrow \mathbf{J}_A \longleftrightarrow \mathbf{E}_t$
Für Welle mit all diesen Feldkomponenten ist PLM anwendbar.
Gelegentlich auch andernfalls, aber nicht bei entarteten* Wellen!
*anderer Wellentyp, aber gleiche Ausbreitungskonstante k_z

Anwendbarkeit der Power-Loss-Methode

Treten beim Übergang von $\kappa = \infty$ auf $\kappa \neq \infty$ zusätzliche Feldkomponenten auf?			
nein	ja		
	Existiert eine welle, die diese zusätzlichen Feldkomponenten (mit gleicher Ortsabhängigkeit) besitzt ?		
	nein	ja	
		Hat diese Welle die gleiche Ausbreitungskonstante k_z	
		nein	ja
PLM anwendbar	PLM anwendbar	PLM anwendbar	PLM <u>nicht</u> anwendbar

PLM und die Bandleitung



Betrachte die E_{ymn} – und H_{ymn} – Wellen (TM_{ymn} und TE_{ymn}).

Wähle $\mathbf{A} = (0, A_y, 0)^T$. Die E_{ymn} – Welle hat folgende Feldkomponenten:

$$\underline{E}_x, \underline{E}_y, \underline{E}_z, \underline{H}_x, \underline{H}_z \quad (\underline{H}_y = 0)$$

Für $\kappa < \infty$ bewirkt die $\underline{E}_x$ -Komponente einen Oberflächenstrom $\underline{J}_x$ und dieser Strom $\underline{J}_x$ bewirkt eine magnetische Feldkomponente $\underline{H}_z$:

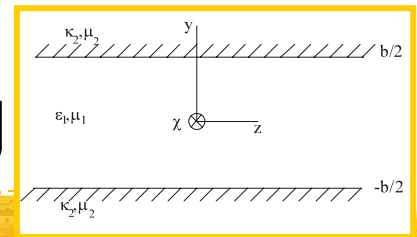
$$\underline{E}_x \leftrightarrow \underline{J}_x \leftrightarrow \underline{H}_z.$$

Für die $\underline{E}_z$ -Komponente gilt:

$$\underline{E}_z \leftrightarrow \underline{J}_z \leftrightarrow \underline{H}_x.$$

Es werden also keine zusätzlichen Feldkomponenten angeregt,
d.h. die PLM liefert richtige Ergebnisse, auch für die H_{ymn} – Welle!

PLM und die Bandleitung



Betrachte die E_{zmn} – und H_{zmn} – Wellen (TM_{zmn} und TE_{zmn}).

Wähle $\mathbf{A} = (0, 0, A_z)^T$.

Die E_{zmn} – Welle hat folgende Feldkomponenten:

$$\underline{E}_x, \underline{E}_y, \underline{E}_z, \underline{H}_x, \underline{H}_y \quad (\underline{H}_z = 0)$$

Für $\kappa < \infty$:

$$\underline{E}_x \leftrightarrow \underline{J}_x \leftrightarrow \underline{H}_z \text{ und } \underline{E}_z \leftrightarrow \underline{J}_z \leftrightarrow \underline{H}_x.$$

$\underline{H}_z$ ist bei der E_{zmn} -Welle nicht vorhanden!

Zu überprüfen: Gibt es eine H_{zmn} – Welle mit gleichem k_z ? Ja!

$\Rightarrow$ **PLM bei E_{zmn} – und H_{zmn} – Wellen auf Bandleitung nicht anwendbar!**

PLM und der Rechteckhohlleiter

Betrachte die E_{zmn} – und H_{zmn} – Wellen (TM_{zmn} und TE_{zmn}).

Wähle $\mathbf{A} = (0, 0, A_z)^T$.

Die H_{zmn} – Welle hat folgende Feldkomponenten:

$$\underline{E}_x, \underline{E}_y, \underline{H}_x, \underline{H}_y, \underline{H}_z \quad (\underline{E}_z = 0)$$

Betrachte die zur Fläche $y = 0$ tangentiale Feldkomponente :

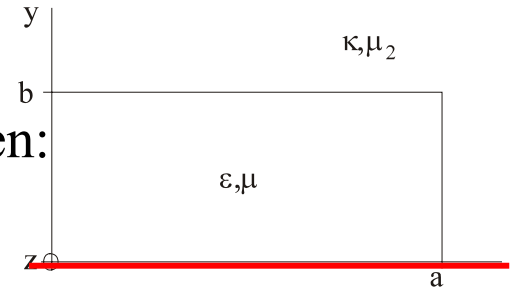
$$\underline{H}_z \leftrightarrow \underline{J}_x \leftrightarrow \underline{E}_x \quad \text{und} \quad \underline{H}_x \leftrightarrow \underline{J}_z \leftrightarrow \underline{E}_z.$$

$\underline{E}_z$ ist aber bei der H_{zmn} -Welle nicht vorhanden!

Zu überprüfen: Gibt es eine E_{zmn} – Welle mit gleichem k_z ? Ja!

$\Rightarrow$ **PLM bei E_{zmn} – und H_{zmn} – Wellen nicht anwendbar!**

Ausnahme: H_{zm0} – und H_{z0n} – Welle, da E_{zm0} – und E_{z0n} – Welle für $\kappa = \infty$ im Rechteckhohlleiter nicht existieren.



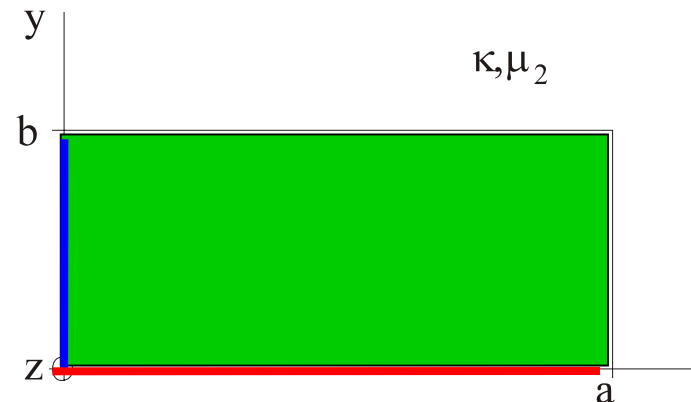
Dämpfung der H_{zm0} -Welle im Rechteckhohlleiter

Für die H_{zm0} – Welle ist die PLM anwendbar, da die E_{zm0} – Welle für $\kappa = \infty$ im Rechteckhohlleiter nicht existiert. Die H_{zm0} – Welle hat die Komponenten $\underline{E}_y, \underline{H}_x, \underline{H}_z$.

Für ihre Dämpfung ergibt sich

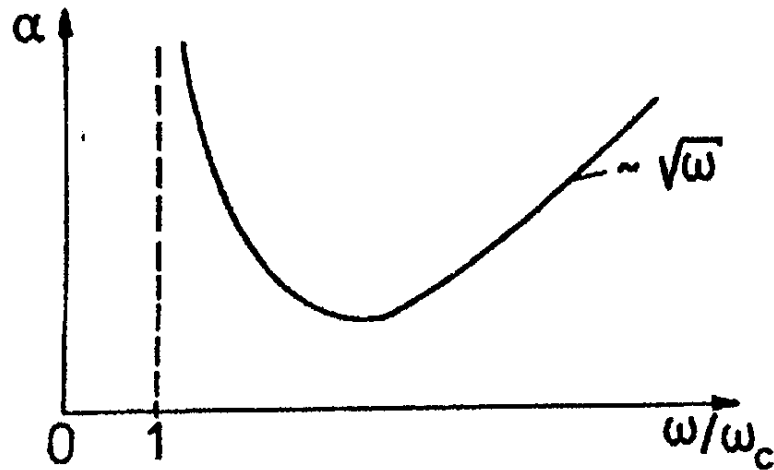
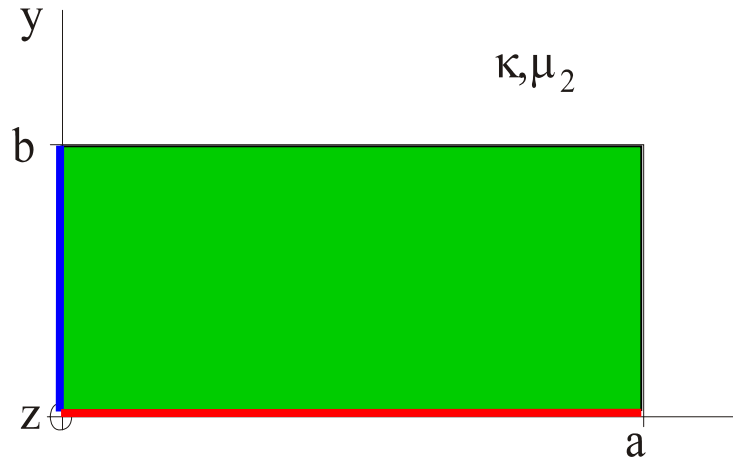
$$\alpha = k \frac{1}{2} \frac{\mu_2}{\mu} \delta \frac{\frac{1}{b} + \left(\frac{m}{a} \lambda \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} \frac{1}{2a} \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad k_z = k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}.$$

(Auf die Herleitung wird hier verzichtet.)



Dämpfung der H_{zmo} -Welle im Rechteckhohlleiter

$$\alpha = k \frac{1}{2} \frac{\mu_2}{\mu} \delta \frac{\frac{1}{b} + \left(\frac{m}{a} \lambda \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} \frac{1}{2a}$$



Prinzipieller Verlauf
der Dämpfung der
 H_{zmo} -Welle im
Rechteckhohlleiter

PLM und der Rundhohlleiter

Es entstehen zwar auch zusätzliche Feldkomponenten, aber die E_{zmn} – und H_{zmn} – Wellen sind nicht entartet und daher ist die PLM anwendbar.

Dämpfung der E_{zmn} – Welle im Rundhohlleiter:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\mu_2}{\mu} \frac{\delta}{a} k \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} .$$

Dämpfung der H_{zmn} – Welle im Rundhohlleiter:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\mu_2}{\mu} \frac{\delta}{a} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} \left(\left(\frac{j'_{mn}}{ka} \right)^2 + \frac{m^2}{\left(j'_{mn} \right)^2 - m^2} \right) .$$

