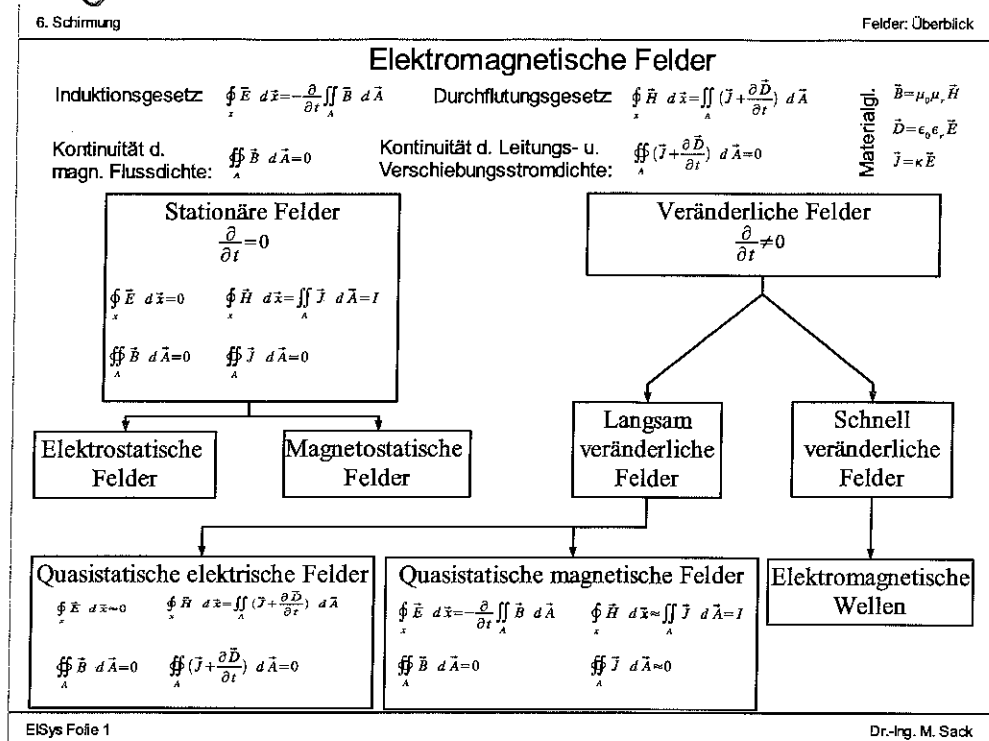
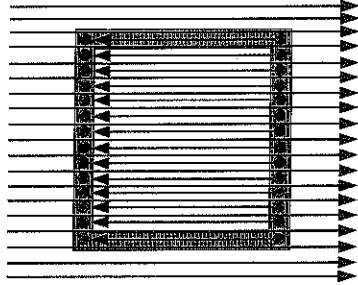


6 Schwingung

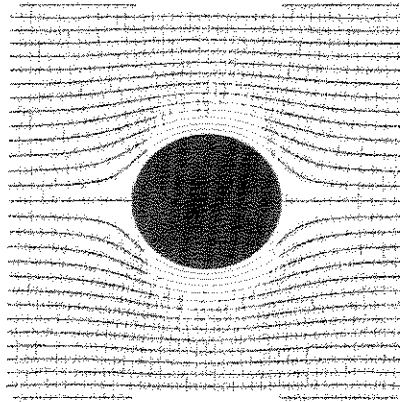


Schirmung elektrostatischer Felder

Faradayscher Käfig:



Feldkräfte $F = q E$ bewirken Ladungsfluss, bis $E_{\text{tangential}} = 0$
 Feldlinien stehen senkrecht zur Oberfläche
 Feld der verschobenen Ladungen kompensiert äußeres Feld im Schirminnern exakt zu Null.



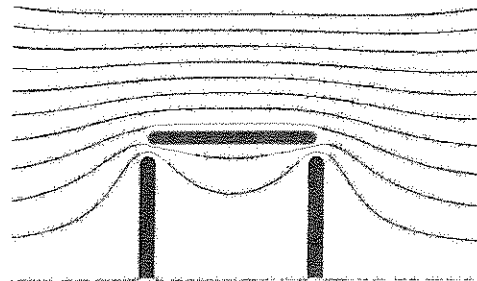
Leitfähige Kugel in einem elektrischen Feld:
 Feld- und Äquipotentiallinien

Schirme wirken auf unterschiedliche Weise, je nach Frequenzbereich und betrachtetem Feldtyp (E-Feld, H-Feld)

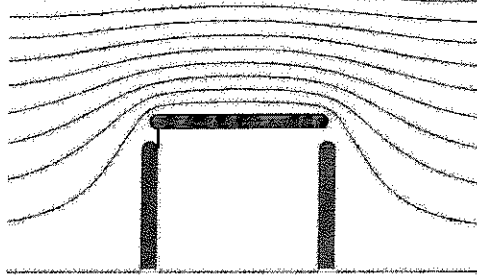
Der faradaysche Käfig diente ursprünglich der Schirmung elektrostatischer Felder.

Der Schirm besteht aus leitfähigem Material. Durch die Feldkräfte $F = q E$ findet eine Umverteilung der Ladungsträger statt, bis das Feld von den Ladungsträgern (blau gezeichnet) das äußere Feld (rot gezeichnet) im Gehäuseinnern kompensiert. Dann ist die tangentiale Feldkomponente gleich Null und es findet keine weitere Ladungsträgerverschiebung mehr statt. Die Feldlinien stehen senkrecht auf der leitfähigen Oberfläche, das äußere Feld wird entsprechend verzerrt.

Schirmung quasistatischer elektrischer Wechselfelder



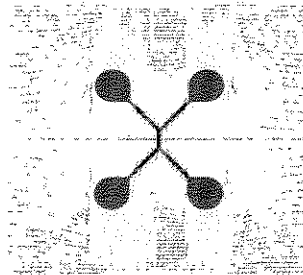
Gehäuse mit isoliertem leitfähigem Deckel



Gehäuse mit verbundenem leitfähigem Deckel

Schirmung durch Umverteilung der Ladungen,
Jedoch:
Phasenverschiebung mit zunehmender Frequenz
Bei höheren Frequenzen:
Gute Verbindung notwendig (geringes L und R)

Bei nicht geschlossenen leitfähigen Strukturen:
Abschattungseffekt möglich,
wirkt als galvanischer Bypass



Doppeltoroid-Anordnung

Wichtig:
gut leitfähiges
Gehäuse
→ geschlossen

Im quasistationären Fall gilt das gleiche Schirmungsprinzip wie im statischen Fall, aber die Ladungsträger (Elektronen) müssen der zeitlichen Feldänderung folgen können. Hierfür ist eine niedrige Gehäuseimpedanz wichtig. Bei höheren Frequenzen tritt eine Phasenverschiebung auf.

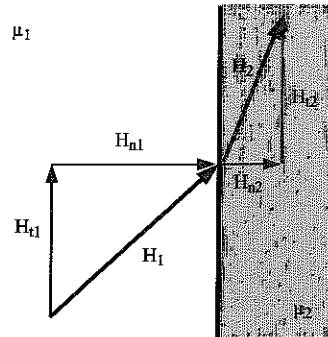
Beim Schirmaufbau sollte auf einen geschlossenen Schirm mit bei Bedarf nur möglichst keinen Einschnitten geachtet werden, damit der Stromfluss nicht behindert wird, besonders bei den Deckelteilen. Wenn eine Platte oder Tür nicht mit dem übrigen Schirm galvanisch verbunden ist, wirkt die Anordnung wie ein Kondensator. Es kommt zur Feldeinkopplung in den Innenraum.

Wenn ein Schirm nicht vollständig geschlossen ist, jedoch alle Schirmteile miteinander leitfähig verbunden sind, erhält man dennoch eine gewisse Abschirmwirkung aufgrund des Feldschattens (wie auch im statischen Fall). Bei höheren Frequenzen wirkt ein schmaler Schlitz als Kondensator der der weiter entfernten galvanischen Verbindung gleichsam parallel geschaltet ist.

Die Doppeltoroid-Anordnung wird im Hochspannungslabor zur zeitsparenden Verbindung von Hochspannungszuführungen zwischen Prüfling, Messwandlern und Spannungsquelle verwendet. Zwischen oberem und unterem Toroid existiert ein offener und dennoch feldfreier Raum, in dem die Zuleitungen einfach verbunden werden können.

Schirmung magnetostatischer Felder

Prinzip:

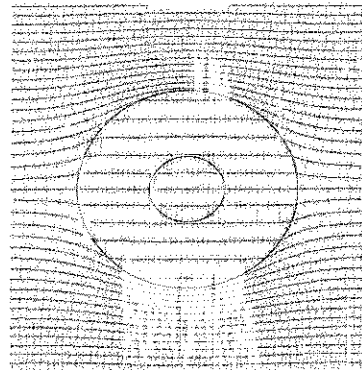
Brechung der magnetischen Feldlinien an hochpermeablen ferromagnetischen Hüllen ($\mu \gg 1$)

Es gilt:

$$\text{Rot } \vec{H} = 0 \quad (\text{keine Flächenstromdichte}) \quad H_{t1} = H_{t2}$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad \mu_0 \mu_{r1} H_{n1} = \mu_0 \mu_{r2} H_{n2} \quad \frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}}$$

Keine vollkommene Schirmung möglich!



Feldreduktion im Inneren einer Hohlkugel

Prinzip auch anwendbar bei dielektrischen Schirmen:

$$E_{t1} = E_{t2} \quad \frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}$$

Magnetostatische Schirmung:

Im magnetostatischen Fall kann man eine gewisse Schirmwirkung durch die Brechung der Feldlinien an einer hochpermeablen, dicken Schirmwand erzielen (Material: Mu-Metall o.ä.). Man erzielt jedoch nur eine Feldreduktion und keine vollständige Kompensation bzw. Schirmung des Feldes. Eine senkrecht auf den Schirm auftreffende Feldlinie tritt gerade durch und wird nicht abgelenkt.

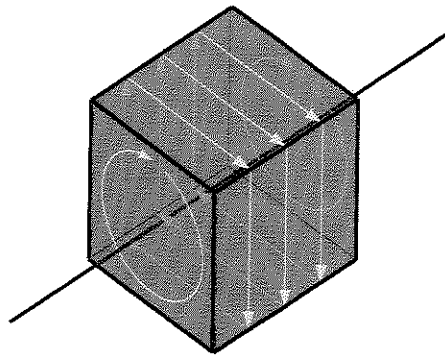
Nach dem Brechungsgesetz gilt:

$\text{Rot } \vec{H} = 0$ (Sprungrotation) Voraussetzung ist, dass kein Oberflächenstrom fließt. Damit sind die Tangentialkomponenten in beiden Bereichen gleich.

Aus $\text{div } \vec{B} = 0$ folgt, dass die Normalkomponenten des B-Feldes in beiden Bereichen gleich sind. Dies ergibt $H_{n1}/H_{n2} = \mu_{r2}/\mu_{r1}$.

Das Prinzip der Brechung funktioniert auch bei dielektrischen Schirmen. Es wird bei der Auslegung von Isoliersystemen angewandt. Zur Schirmung erzielt man mit einem Faradayschen Käfig bessere Ergebnisse.

Schirmung magnetischer Wechselfelder



Wirbelströme in den Gehäusewänden

Prinzip:

Schirmung durch Kompensation
des äußeren Feldes

Äußeres Magnetfeld induziert Spannung
in Schirmwand:

$$\text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}} = -\mu_0 \mu_r \dot{\vec{H}}$$

Wirbelstrom in Schirmwand aufgrund der
Leitfähigkeit

$$\vec{J} = \kappa \cdot \vec{E}$$

Wirbelstrom erzeugt ein Magnetfeld, das dem
ursächlichen Magnetfeld entgegengerichtet ist.

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}$$

=> Gegenfeld kompensiert äußeres Feld zum Teil.

Wichtig für gute Schirmung:

- Hohe Leitfähigkeit
- Gut leitfähige Verbindung der Gehäuseteile über die gesamte Länge

Quasistationäre magnetische Schirmung:

Zur Schirmung magnetischer Wechselfelder nutzt man das Induktionsgesetz. Eine Feldänderung dB/dt induziert eine Spannung in der Schirmwand. Entsprechend der Leitfähigkeit der Wand stellt sich ein Wirbelstrom ein, dessen Magnetfeld dem äußeren Magnetfeld entgegengerichtet ist und dieses schwächt. Eine vollständige Kompensation ergibt sich jedoch nur bei idealer Leitfähigkeit (Supraleiter). Das Prinzip der B-Feld-Reduktion ist das gleiche wie beim Reduktionsleiter auf einer Leiterplatte.

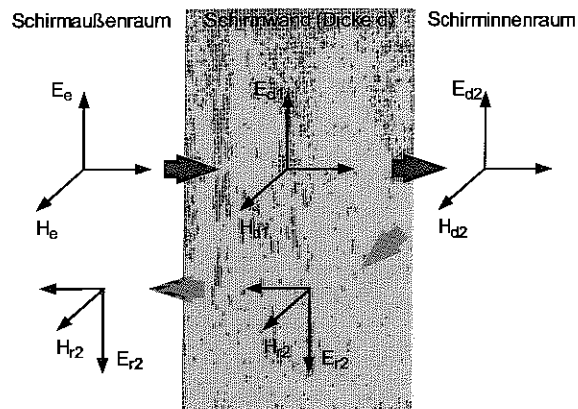
Wichtig sind eine gute Leitfähigkeit des Schirms, evtl. unterstützt von einer hohen Permeabilität des Schirmmaterials, und eine niederohmige, flächige Verbindung einzelner Gehäuseteile, damit dem Stromfluss kein Umweg aufgezwungen wird. Umwege führen zu einer lokalen Verzerrung des kompensierenden Feldes und verschlechtern so die Schirmwirkung.

Bei höheren Frequenzen bewirkt der Skin-Effekt, dass der Strom nur auf der Schirmoberfläche fließt und nicht an die Innenwand durchgreift.

Schirmung elektromagnetischer Wellen

Schirmung aufgrund

- Reflexion an Materialübergängen
- Absorption innerhalb der Schirmwand



- Elektrisches Wirbelfeld der einfallenden Welle E_e bewirkt gemäß $J = \kappa E_e$ Wirbelströme in der Schirmwand
- Wirbelströme bewirken magnetisches Rückwirkungsfeld H_r
- Magnetisches Rückwirkungsfeld H_r induziert elektrisches Rückwirkungsfeld E_r → rücklaufende Welle
- Innerhalb der Schirmwand: $E_e + E_r = 0$ (ideale Leitfähigkeit)

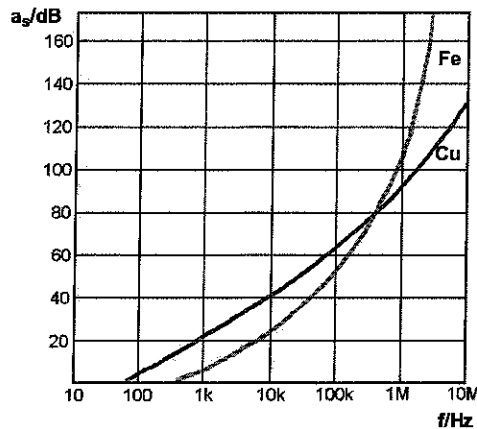
Bei der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen wirken zwei Schirmungsmechanismen: die Reflexion an Materialübergängen und die Absorption innerhalb der Schirmwand.

Das Bild zeigt eine Welle, die auf eine Schirmwand trifft, in der Schirmwand gedämpft wird und in den Innenraum austritt. Reflexionen treten an jeder Grenzfläche auf, sind zur Übersichtlichkeit jedoch nur an der inneren Grenzfläche gezeigt.

Das elektrische Wechselfeld E_e bewirkt Wirbelströme in der Schirmwand: $J = \kappa E$. Die Wirbelströme bewirken ein magnetisches Rückwirkungsfeld H_r . H_r induziert das elektrische Rückwirkungsfeld E_r . Der reflektierte Anteil der Welle läuft zurück. Im Schirminnen gilt bei idealer Leitfähigkeit $E = E_e + E_r = 0$.

Schirmmaterialien

Vergleich:

Schirm aus Kupfer, Dicke $d = 0,1 \text{ mm}$, $\kappa = 56,2 \text{ Sm/mm}^2$ Schirm aus Eisen, Dicke $d = 0,1 \text{ mm}$, $\mu_r = 200$, $\kappa = 10 \text{ Sm/mm}^2$ 

Äquivalente Eindringtiefe:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 \mu_r \kappa}}$$

Eindringtiefe < Wandstärke für

 $f > 450 \text{ kHz}$ bei Cu $f > 12 \text{ kHz}$ bei Fe

Eindringtiefe > Wandstärke:

Schirmung durch Reduktionswirkung

Eindringtiefe < Wandstärke:

Bei Fe-Schirm: zusätzlich Schirmwirkung durch Permeabilität

Bei Ausnutzung von Permittivität ϵ_r undPermeabilität μ_r : Sättigungseffekte und Frequenzabhängigkeit beachten.

Geringe Schirmwirkung:

Drahtgeflechte, Baustahlgewebe, Edelstahl ($\mu_r = 1$, geringe Leitfähigkeit)

Leitfähige Kunststoffe vorwiegend für elektrostatische Abschirmung

Diese Folie zeigt einen Vergleich von zwei Schirmmaterialien: Kupfer und Eisen. Kupfer ist leitfähiger als Eisen, dafür ist Eisen magnetisierbar ($\mu_r = 200$). Verglichen wird jeweils ein Schirm von 0,1 mm Materialdicke.

Im unteren Frequenzbereich ist die Eindringtiefe des Stroms größer als die Wandstärke. Die Schirmwirkung resultiert nur aus der Reduktionswirkung des als Kurzschlusschleife wirkenden Schirms. Hierbei wird die Schirmwirkung nur von der Leitfähigkeit des Materials bestimmt. Folglich hat Kupfer die bessere Schirmwirkung.

Wenn die Eindringtiefe des Stroms kleiner als die Wanddicke wird, nimmt der Widerstand entsprechend zu. Nun kommt die Permeabilität zum Tragen. Wenn der Strom nur nahe der Wandoberfläche fließt, wirkt der innere Teil der Wand wie der Kern eines Trafos. Die B-Feld-Komponente parallel zur Schirmwand wird im Innern der Schirmwand um den Faktor μ_r gegenüber außen verstärkt. Eisen hat in diesem Bereich eine bessere Dämpfung als Kupfer.

Im Gleichstromfall weist der Kupferschirm keine Dämpfung auf. Der Eisenschirm hat eine geringe Restdämpfung durch Brechung.

Bei der Ausnutzung der Permeabilität μ_r zur Schirmung müssen ggf. Sättigungseffekte beachtet werden. Zur Verringerung der Flussdichte und für eine bessere Schirmfäpfung empfiehlt sich ein mehrschichtiger Schirm, wonei die lineare Schicht dem Hochfeldbereich zugewandt ist und so die abgewandte, permeable Schicht schützt.

Eine nur geringe Schirmwirkung haben Drahtgeflecht, Baustahlmatten und Edelstahl, der bei $\mu_r = 1$ nur eine vergleichsweise geringe Leitfähigkeit aufweist.

Hoch Freq: Hohe Permeabilität wichtig
weil innerer Teil wie
Trafo wirkt

Tiefe Freq
→ hohe Eindringtiefe
→ Reduktion durch
Kurzschlusschleife

TEM-Welle

Beispiel: Wellenausbreitung in Richtung -z – Achse:

Komplexe Amplituden:
(orts- und zeitabhängig)

$$\underline{E}_z = \underline{E}_0 \cdot e^{\gamma z} = \underline{H}_0 \cdot Z_{F0} \cdot e^{\gamma z}$$

$$\underline{H}_z = \underline{H}_0 \cdot e^{\gamma z} = \frac{\underline{E}_0}{Z_{F0}} \cdot e^{\gamma z}$$

Komplexe Amplituden am Aufpunkt:
(zeitabhängig)

$$\underline{E}_0 = E_0 \cdot e^{j(\omega t + \phi_0)}$$

$$\underline{H}_0 = H_0 \cdot e^{j(\omega t + \phi_0)}$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \alpha + j \frac{2\pi}{\lambda}$$

Feldwellenwiderstand:

$$\frac{E_0}{H_0} = Z_{F0}$$

Amplituden (messbar):

$$e_y(z, t) = \Re(\underline{E}_y) = E_0 \cdot \cos(\omega t + \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} z)$$

$$h_x(z, t) = \Re(\underline{H}_x) = H_0 \cdot \cos(\omega t + \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} z)$$

Wellenlänge in einem Material:

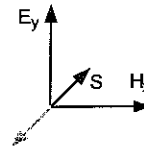
$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{c_0}{f \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{1}{f \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}}$$

(Verringerte Ausbreitungsgeschwindigkeit bewirkt kürzere Wellenlänge)

Poynting-Vektor:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} (\vec{E} \times \vec{H}^*)$$

(Richtung des Energietransports)



Transversale elektromagnetische Welle (TEM-Welle):

Bei der TEM-Welle stehen E- und H-Feld senkrecht zueinander und zur Ausbreitungsrichtung (Rechts-System)

In der ortsabhängigen Beschreibung $e^{\gamma z}$ ist $\gamma = \alpha + j\beta$ der Dämpfungs- oder Phasenterm.

Bei der nur zeitabhängigen Darstellung der komplexen Amplituden an einem Aufpunkt berücksichtigt man die Phasenverschiebung ϕ_0 .

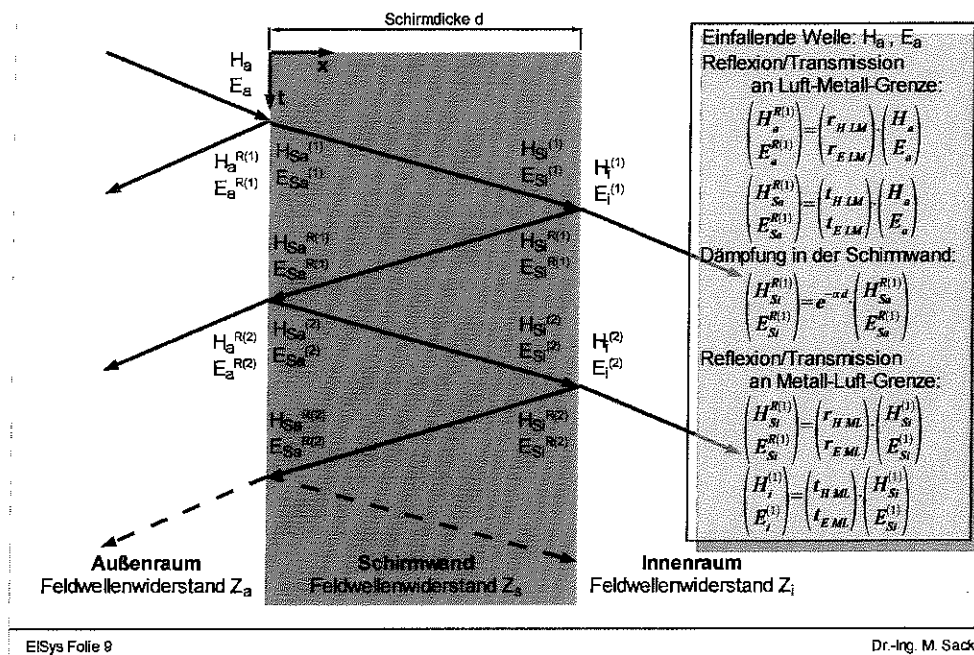
Die Amplituden E_0 und H_0 sind über den Feldwellenwiderstand Z_0 miteinander verknüpft. In Luft beträgt er 377 Ohm.

Die messbaren Amplituden entsprechen dem Realteil der komplexen Amplituden.

Die Wellenlänge in einem Material ist abhängig von der Ausbreitungsgeschwindigkeit in dem Material.

Der Poynting-Vektor zeigt in die Richtung des Energietransports.

Wanderwellenmodell nach Schelkunoff I



Wenn eine elektromagnetische Welle auf eine Schirmwand trifft, wird ein Teil reflektiert, der Rest tritt in die Schirmwand ein. Im Innern der Schirmwand erfährt die Welle eine Dämpfung. Beim Austritt in den geschirmten Innenraum wird ebenfalls ein Teil der Welle reflektiert, der Rest tritt in den Innenraum ein. Der an der Innenwand reflektierte Teil durchläuft die Schirmwand in umgekehrter Richtung und wird dabei abermals gedämpft. Beim Austritt in den Außenraum erfolgt erneut eine Teilreflexion usw. Das Feld im Innenraum enthält außer der direkt durchlaufenden Wellenkomponente $E^{(1)}, H^{(1)}$ noch weitere Anteile, die aus den Mehrfachreflexionen resultieren. Eine genaue Berechnung kann aufwendig werden.

Zur vereinfachten Abschätzung der Schirmdämpfung eignet sich das Wanderwellenmodell nach Schelkunoff. Es berücksichtigt drei Komponenten: die zweifache Reflexion bei der durchlaufenden Wellenkomponente (Term R), die Absorption bei einmaligem Durchlaufen der Schirmwand (Term A), sowie dämpfungsabhängig den Term B, der die Einstrahlung aufgrund sämtlicher weiterer Reflexionen abschätzt.

$$S = R + A + B \quad (\text{siehe nächste Seite})$$

Wanderwellenmodell nach Schelkunoff II

Feldwellenimpedanz:

Allgemein: Luft, Vakuum: Metall ($\kappa \gg |\omega \epsilon|$), Wandstärke groß gegenüber Eindringtiefe:

$$Z = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\kappa + j\omega\epsilon}} \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 377 \Omega \quad Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\kappa}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\kappa}}(1+j) \quad |Z_s| = Z_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\kappa}}$$

Reflexionsdämpfung:

Reflexionsfaktor:

$$r_E = \frac{E_r}{E_e} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad r_H = \frac{H_r}{H_e} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

Transmissionsfaktor:

$$t_E = \frac{E_2}{E_1} = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad t_H = \frac{H_2}{H_1} = \frac{2 \cdot Z_1}{Z_1 + Z_2}$$

Reflexion an innerer und äußerer Grenzschicht:

$$\frac{E_a}{E_i} = \frac{H_a}{H_i} = \frac{(Z_A + Z_s)^2}{4 Z_s Z_A}$$

Reflexionsdämpfung (ein Durchgang):

$$R = 20 \log \frac{|(Z_A + Z_s)^2|}{|4 Z_s Z_A|}$$

Absorptionsdämpfung:

$$\frac{E_{sa}}{E_{si}} = \frac{H_{sa}}{H_{si}} = e^{\alpha d} \quad \text{mit} \quad \alpha = \sqrt{\pi f \mu \kappa} \quad (\text{Energieumwandlung in Wärme})$$

$$\text{Absorptionsdämpfung: } A = 20 \log \frac{E_{sa}}{E_{si}} = 20 \log e^{\alpha d} = 20 \frac{\alpha d}{\ln 10} = 8,68 \cdot \sqrt{\pi f \mu \kappa} \cdot d$$

Dämpfungskorrektur für mehrfache Reflexion: (wenn $A < 10 \dots 15 \text{ dB}$)

$$\text{Korrekturterm } B = 20 \log \left| 1 - \left(\frac{Z_A - Z_s}{Z_A + Z_s} \right)^2 \cdot e^{2\gamma d} \right|$$

Schirmdämpfung:

$$S = R + A + B$$

Die Feldwellenimpedanz ist allgemein abhängig von der Frequenz, der Permeabilität, der spezifischen Leitfähigkeit und der Permittivität. Für Vakuum und Luft kann man die spezifische Leitfähigkeit vernachlässigen, ergibt sich die Konstante 377 Ohm. In einer Metallwand, deren Dicke groß gegenüber der Eindringtiefe ist (keine Berücksichtigung von Begrenzungseffekten), kann der Einfluss der Permittivität gegenüber der spezifischen Leitfähigkeit vernachlässigt werden.

Für jeden Materialübergang lässt sich aus den Feldwellenwiderständen der angrenzenden Materialien ein Reflexionsfaktor und ein Transmissionsfaktor jeweils für das E- und das H-Feld berechnen. Die Dämpfung des durchlaufenden Wellenanteils aufgrund der doppelten Reflexion an Außen- und Innenwand lässt sich durch Multiplikation der Transmissionsfaktoren berechnen. Üblich ist die logarithmische Angabe als Reflexionsdämpfung. Sie stellt den ersten Term R dar.

Die Absorptionsdämpfung modelliert die Energieumwandlung in Wärme beim einmaligen Durchgang der Welle durch den Schirm. Die Dämpfung hängt ab von der Frequenz, der Permeabilität, der spezifischen Leitfähigkeit sowie der Schirmdicke d. Die logarithmische Darstellung liefert den Term A für die Absorptionsdämpfung.

Wenn die Absorptionsdämpfung A weniger als 10...15 dB beträgt, kann man den Einfluss der Mehrfachreflexionen nicht vernachlässigen. Ihr Einfluss kann nach Schelkunoff mit dem Korrekturterm B berücksichtigt werden.

Rechteck-Hohlleiter

H-Welle: $E_z(x, y, z) \equiv 0$

$$H_z(x, y, z) = H_0 \cdot \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{j\beta_z z} \quad (m, n \in \mathbb{N}; m, n \geq 1 \vee m=0, n \geq 1 \vee m \geq 1, n=0)$$

E-Welle: $E_z(x, y, z) = E_0 \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{j\beta_z z}$ $(m, n \in \mathbb{N}; m, n \geq 1)$

$$H_z(x, y, z) \equiv 0$$

$$\beta_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \beta_c^2} \quad \beta_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

Normale Wellenausbreitung: $\beta_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \beta_c^2 > 0$

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{\beta_z} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}$$

Kritische Frequenz: $\beta_z = 0$ $\lambda_c = \frac{c_0}{f_c} = \frac{2\pi}{\beta_c} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}}$ $f_c = \frac{c_0}{\lambda_c} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}$

Aperiodische Dämpfung: $\beta_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \beta_c^2 < 0$

$$E = E_0 \cdot e^{\alpha_z z} \quad \alpha_z = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2}$$

$$H = H_0 \cdot e^{\alpha_z z}$$

In einem Hohlleiter sind Wellen geometrieabhängig nur mit bestimmten Moden ausbreitungsfähig.

Anhängig vom Term unter der Wurzel von $\beta_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \beta_c^2}$ unterscheidet man drei Fälle für eine Wellenausbreitung in z-Richtung:

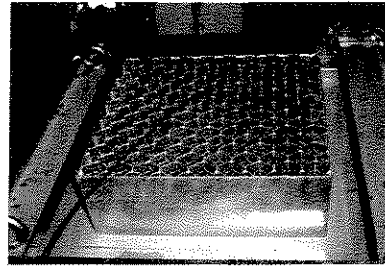
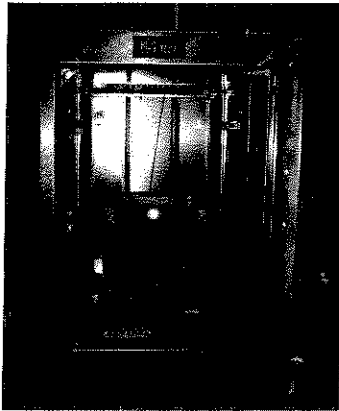
Term unter der Wurzel > 0: Wellenausbreitung in z-Richtung entsprechend den erlaubten Moden

Term unter der Wurzel = 0: Bei der kritischen Frequenz ist die Grenze der Wellenausbreitung in z-Richtung erreicht. Bei geringerer Frequenz ist keine Wellenausbreitung mehr möglich.

Term unter der Wurzel < 0: Die eintretenden Felder werden aperiodisch gedämpft. E-Feld und H-Feld sind in Phase und nehmen in z-Richtung exponentiell mit z ab.

Der letzte Fall findet Anwendung bei hf-dichten Öffnungen in Schirmen.

Wabenkamine

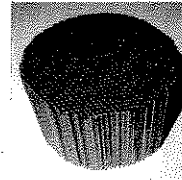
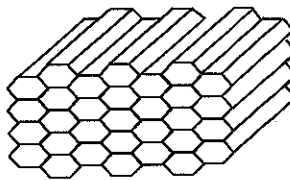
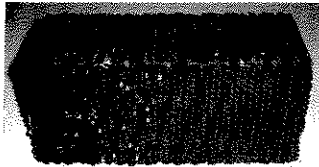


Oben:

- Schirmkabine mit Wabenkaminfenster zur Lüftung
- Obere Lüftungsöffnung (mit Lichtwellenleiter)

Unten:

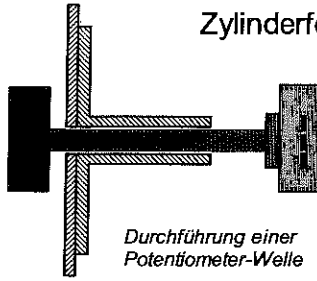
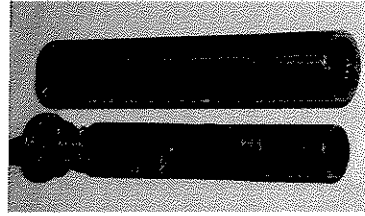
- Rohmaterial für Wabenkamine für unterschiedliche Frequenzbereiche



Wabenkamine sind Wellenleiter, die im Bereich aperiodischer Dämpfung betrieben werden. Anwendung finden sie bei hf-dichten Lüftungsöffnungen, Fensteröffnungen für den Lichteintritt (auch von einer außerhalb positionierten Lampe) oder als Durchführungen für Lichtwellenleiter. Der Durchmesser bestimmt die Grenzfrequenz, die Länge bestimmt die Dämpfung.

Nur für Luft oder schwache Entladung
 → Dämpfung HF

Zylinderförmiger Hohlleiter als Durchführung

Durchföhrung einer
Potentiometer-WelleLichtwellenleiter-
Durchföhrung

Zylinderförmiger Hohlleiter mit Durchmesser D : $\lambda_c = 1,71 D$ $f_c = \frac{c}{\lambda_c} = \frac{1,75 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}}{D}$ (H_{11} -Mode)

Wellenausbreitung im Dielektrikum:

$$\lambda_{c,e} = \lambda_c \cdot \sqrt{\epsilon_r}$$

$$\alpha_{z,e} = \frac{2\pi}{\lambda_{c,e}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{c,e}}{\lambda_0}\right)^2} = \frac{3,67}{D \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{1 - \epsilon_r \cdot \left(\frac{1,71 D}{\lambda_0}\right)^2}$$

$$\lambda_{c,e} = 1,71 D \cdot \sqrt{\epsilon_r}$$

$$\frac{E}{E_0} = e^{\alpha L} = \exp\left(\frac{3,67}{D \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{1 - \epsilon_r \cdot \left(\frac{1,71 D}{\lambda_0}\right)^2} \cdot L\right)$$

Dämpfung in dB: $D_{dB} = 20 \log\left(\frac{E}{E_0}\right) = \frac{31,88}{D \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{1 - \epsilon_r \cdot \left(\frac{1,71 D}{\lambda_0}\right)^2} \cdot L$

Betriebsfrequenz f_0 genügend unterhalb f_c : $D < 0,3 \cdot \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$

Ein zylinderförmiger Hohlleiter eignet sich als Durchführung für eine Potentiometerwelle oder einen einzelnen Lichtwellenleiter.

Für einen zylinderförmigen Hohlleiter beträgt die Wellenlänge der ersten ausbreitungsfähigen Mode dem 1,71-fachen des Durchmessers D (Kritische Frequenz/Wellenlänge: niedrigste ausbreitungsfähige Mode: H_{11} -Mode)

Der Zylinder ist gefüllt mit Dielektrikum (z.B. Potentiometerwelle). Die Wellenlänge im Dielektrikum ist kleiner als die Wellenlänge in Luft. Dies ist bei der Berechnung des Dämpfungskoeffizienten zu berücksichtigen.

Mit der Dielektrizitätszahl des Dielektrikums, dem Durchmesser D und der Länge L lässt die Abnahme des E-Felds in Z-Richtung berechnen.

Bei logarithmischer Darstellung ergibt sich die Dämpfung in dB.

Für eine gute Dämpfung muss die Betriebsfrequenz genügend unterhalb der kritischen Frequenz gewählt werden. Die Länge wählt man üblicherweise zu 3...5 mal dem Durchmesser D .

Resonanzen

Werden schwingungsfähige Gebilde im Gehäuseinnern nahe ihrer Resonanzfrequenz angeregt, können sie verstärkend wirken.

Hohlraumresonanz im Gehäuseinnern:

$$f_{mp} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}$$

Einstrahlung durch Schlitze:

Schlitze wirken als Dipol-Antenne mit vertauschten E- und H-Feldern: $l = \frac{\lambda}{2} \Rightarrow f_s = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2l}$

Resonanzen durch stabartige Strukturen:

Leitfähige Stäbe auf einer Massefläche wirken als Monopolantenne: $l = \frac{\lambda}{4} \Rightarrow f_s = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{4l}$

Beispiele:

- EMV-Halle: Bedämpfung der Wandreflexion durch Absorber (Pyramiden-Absorber)
(Ziel: Örtlich und zeitlich gleichmäßige Feldverteilung)
- Mode-Verwirbelungskammer (mode stirred chamber):
Kontinuierliche Veränderung der Resonanzbedingungen durch Modenrührer
(Im zeitlichen Mittel gleichmäßiges Feld, vgl. auch Küchen-Mikrowelle)
- Türschlitze, Schlitze an Gehäusedeckeln:
Umlaufender Verschluss mit Metallgewebeband, Kontaktfedern, Elastomere mit leitfähigen Partikeln.
- Lüftungsschlitze:
Bohrungen besser als Schlitze (Strompfad für Wirbelströme), falls nötig: Wabenkaminfenster
- Resonanzen an Anschlussdrähten von Bauteilen und Baugruppen (direkte Einkopplung !), Befestigungsstäben.

Resonanzen:

Kein Schirm ist ideal. Eine geringe Restfeldstärke im Gehäuseinnern kann Resonanzen anregen, die eine Verstärkung der Felder bewirken. Die Folie zeigt einige Beispiele für schwingungsfähige Gebilde:

Das Gehäuse selbst bildet einen Hohlraumresonator. Bei einem quaderförmigen Gehäuse hängen die Hohlraumresonanzen im Gehäuseinnern von den jeweiligen Abmessungen Länge/Breite/Höhe ab. In einem Schirmraum, der für Messzwecke dient (EMV-Halle) bedämpft man die Wandreflexionen durch Absorber. Ziel ist eine örtlich und zeitlich gleichmäßige Feldverteilung, die den Bedingungen in einem Freifeld (ohne Reflexionen) nahe kommt. Bei Messungen muss man jede Strahlungsrichtung und Polarisation berücksichtigen. Bei einer sog. Modenverwirbelungskammer nutzt man dagegen die Resonanzen und Reflexionen gezielt so aus, dass die vom Prüfling abgestrahlte Strahlungsenergie auf mehreren Wegen die Antenne erreicht. Die Antenne verbleibt fest an einem Platz. Durch einen sog. Modenrührer werden die Resonanzbedingungen kontinuierlich verändert, so dass sich im zeitlichen Mittel eine gleichmäßige Feldverteilung ergibt. Das spart Zeit bei der Vermessung. Auch bei vielen Küchenmikrowellen sorgt ein Modenrührer für eine gleichmäßige Erwärmung des Garguts, indem er den Weg der Strahlung verändert.

Schlitze im Gehäuse wirken als Dipol-Antennen mit vertauschten E- und H-Feldern (sog. Schlitzantennen). Bei Türschlitzen, Schlitzen an Gehäusedeckeln und bei der Überlappung von Wandplatten hilft ein umlaufender Verschluss mit Metallgewebeband, Kontaktfedern oder Elastomeren mit leitfähigen Partikeln (Bild: siehe nächste Seite). Lüftungsschlitze sollte man vermeiden und besser Lüftungsbohrungen oder Wabenkaminfenster einsetzen. Neben einer möglichen Funktion als Schlitzantenne behindern Schlitze den Stromfluss für Wirbelströme bei der magnetischen Schirmung mehr als versetzt angeordnete Bohrungen.

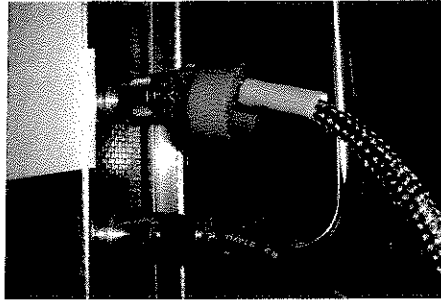
Stabartige Strukturen können als Dipolantenne wirken. Leitfähige Strukturen über einer Massefläche wirken als Monopolantenne. Beispiele sind Befestigungselemente, z.B. Abstandhalter für Platinen, oder die Anschlussdrähte von Bauteilen oder Baugruppen. Anschlussdrähte ermöglichen eine direkte Störungseinkopplung in das Bauelement, verstärkt durch die Resonanzwirkung.

Einführung von geschirmten Leitungen

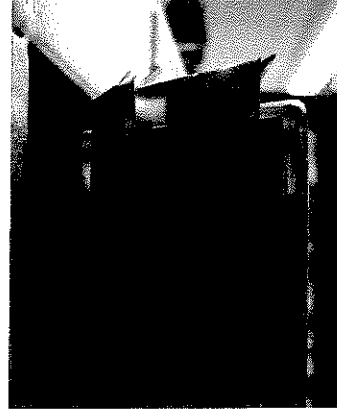
Leitungsschirm wirkt als Ausstülpung des Schirmgehäuses.

→ Gute galvanische Verbindung zwischen Schirm und Gehäuse nötig.

- Verwendung von fertig konfektionierten Koaxial-Steckern/Buchsen mit aufgelegtem Schirm, Koaxial-Durchführungen bei Schirmkabinen
- Auflegen der Schirmdrähte auf gut leitfähigen Klemm-Block, der galvanisch mit dem Gehäuse verbunden ist.
- Bei Bedarf: mehrfache Schirmung



Einführung von Messleitungen in eine Schirmkabine



Kontaktfeder einer Schirmkabinen-Tür

Einführung von geschirmten Leitungen in Gehäuse:

Der Leitungsschirm wirkt als Ausstülpung des Schirmgehäuses. Daher ist eine gute leitfähige Verbindung zwischen Schirm und Gehäuse nötig.

Für die Verbindung verwendet man üblicherweise fertig konfektionierte Koaxialstecker/Buchsen. Man kann die Schirme auch auf einen Klemmenblock auflegen, der niederohmig mit dem Schirmgehäuse verbunden ist.

Nie sollte man eine geschirmte Leitung ohne Verbindung des Leitungsschirms mit dem Schirmgehäuse einführen (z.B. durch ein Wabenkaminfenster oder eine Bohrung): die Leitung wirkt dann als Antenne und leitet die Störungen durch die Schirmwand hindurch.

Der Einsatz von mehrfachen Schirmen ermöglicht es, Kabelmantelströme von einem inneren Schirm, der gleichzeitig der Messsignalübertragung dient, auf einen äußeren Schirm zu verlagern. Aufgrund des Skin-Effekts fließt ein höherfrequenter Kabelmantelstrom auf dem äußeren Schirm.

Bei mehrfacher Erdung können Gleichtaktströme durch den Schirm des Messkables fließen. Abhilfe schaffen Ferrite als stromkompensierte Drossel, die auch in gleichmäßigen Abständen längs der Leitung angebracht werden können.

*Immer Schirme gut leitfähig verbinden!
→ sonst Antenne*

Impulsartige Störer

Bestimmung der Frequenzanteile eines Störimpulses:

1. Rechnerisch (exakt):

$$\text{Spektraldichte: } U(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) \cdot e^{-j\omega t} dt$$

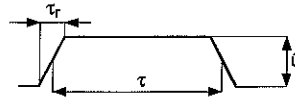
$$\text{Amplitudendichte: } U(\omega) = |U(j\omega)|$$

2. Näherungsmethode für Auslegungsrechnungen (EMV-Tafel):

Annäherung des realen Impulses durch einen Trapezimpuls:

(Spezialfälle: Rechteck-Impuls: $\tau_r = 0$)

Dreieck-Impuls: $\tau = 0$)



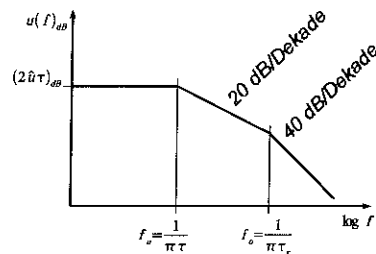
Amplitudendichte des Trapezimpulses:

$$U(f) = 2\hat{u}\tau \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \frac{\sin(\pi f \tau_r)}{\pi f \tau_r}$$

Annäherung der Einhüllenden durch Geradenstücke:

$f \leq f_u$:

$$U(f) = 2\hat{u}\tau = \text{const}_f \quad u(f)_{dB} = 20 \log \frac{2\hat{u}\tau}{1 \mu Vs} \text{ dB}$$



$$f_u < f \leq f_o: \quad U(f) \approx 2\hat{u}\tau \frac{1}{\pi f \tau} \quad u(f)_{dB} \approx 20 \log \frac{2\hat{u}}{\pi f 1 \mu Vs} \text{ dB}$$

$$f > f_o: \quad U(f) \approx 2\hat{u}\tau \frac{1}{\pi f \tau} \frac{1}{\pi f \tau_r}$$

$$u(f)_{dB} \approx 20 \log \frac{2\hat{u}}{\pi^2 f^2 \tau_r 1 \mu Vs} \text{ dB}$$

Impulse beinhalten ein breites Frequenzspektrum vom Gleichanteil bis zu höheren Frequenzen.

Ist die Pulsform analytisch oder auch durch Messung bekannt, kann man das Spektrum rechnerisch exakt durch die Fouriertransformation bestimmen.

Ist dieser Weg zu aufwändig, oder ist der Pulsverlauf nur näherungsweise bekannt (z.B. in Entwurfsstadium eines Geräts), bietet sich für Auslegungsrechnungen die Näherungsmethode nach der EMV-Tafel an.

Dazu wird der reale Impuls durch einen Trapezimpuls angenähert. Der Trapezimpuls umfasst als Spezialfälle den Rechteck- und den Dreieckimpuls. Die Amplitudendichte des Trapezimpulses beinhaltet zwei $\sin(x)/x$ -Terme. Die Einhüllende lässt sich im doppelt-logarithmischen Maßstab durch drei Geradenstücke nach oben begrenzen. Im unteren Frequenzbereich ist die Amplitudendichte durch eine Konstante nach oben beschränkt. Bei beiden $\sin(x)/x$ -Termen lässt sich $\sin(x) \approx x$ annähern, so dass beide Terme sich 1 annähern. Dieser Frequenzbereich wird nach oben begrenzt durch die Pulsweite τ : $f_u = \frac{1}{\pi \tau}$.

Im anschließenden Frequenzbereich nimmt die Einhüllende mit 20 dB/Dekade ab. Hierzu wird der Zähler des ersten $\sin(x)/x$ -Terms als worst-case-Abschätzung zu 1 gesetzt. Der 2. $\sin(x)/x$ -Term wird weiterhin mit 1 angenähert. Dieser Frequenzbereich wird nach oben durch die Impulsanstiegszeit begrenzt: $f_o = \frac{1}{\pi \tau_r}$. Darüber nimmt die Einhüllende mit 40 dB/Dekade ab. Beide Sinus-Terme werden zu 1 angenähert.

Die Eckfrequenzen erhält man durch Gleichsetzen an den Übergängen zwischen den drei Bereichen:

$$1. \quad 2\hat{U}\tau = \frac{2\hat{U}}{\pi f_u}$$

$$2. \quad \frac{2\hat{U}}{\pi f_o} = \frac{2\hat{U}}{\pi^2 f_o^2 \tau_r}$$