

3 Ebene elektromagnetische Wellen

In diesem Abschnitt werden ebene elektromagnetische Wellen in homogenen Medien behandelt. Dabei sollen die für die Beschreibung elektromagnetischer Wellen wichtigen Begriffe verdeutlicht werden. Es werden Wellen in Isolatoren, schwach leitenden Stoffen und Metallen betrachtet.

3.1 Anschauliche Beschreibung

Welche **Vorstellung** verbinden wir überhaupt mit Wellen?

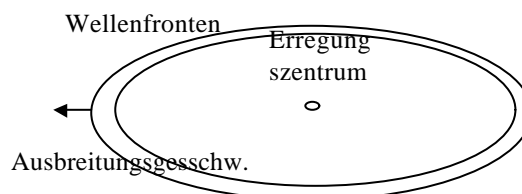
Die anschauliche Vorstellung kommt von **Wasserwellen**.

Wirft man einen Stein in einen Teich, so wird an der Auftreffstelle die Wasseroberfläche in eine abklingende Schwingung versetzt. Von diesem Erregungszentrum aus wird die Schwingung auf die Umgebung übertragen, die ebenfalls, zeitlich etwas verzögert, zu schwingen anfängt. So breitet sich die Schwingung vom Erregungszentrum aus und durchläuft in einem immer größer werdenden Ring den ganzen Teich. Die Schwingungsenergie, die am Erregungszentrum eingesetzt wurde, wird durch elastische Kopplung auf die Nachbarbereiche übertragen. Da sich die eingespeiste Energie auf eine zunehmend größere Fläche verteilt, nimmt die Amplitude der Schwingung mit größer werdendem Abstand vom Erregungszentrum ab.

Die Ursache dafür, daß sich die Energie vom Erregungszentrum aus nicht unmittelbar auf den ganzen Teich überträgt, ist in der Trägheit der Wasseroberfläche zu sehen. Die Wasserteilchen können eben nicht beliebig schnell von der Anregung zu einer Schwingung veranlaßt werden.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfronten kann von der Anregungsfrequenz abhängen. Falls dies der Fall ist spricht man von dispersionbehafteter (verzerrender) Ausbreitung andernfalls von dispersionsfreier (verzerrungsfreier) Ausbreitung.

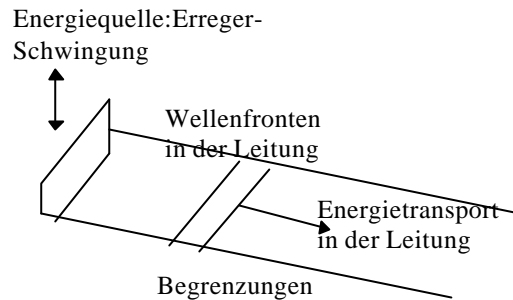
Es handelt sich hier um eine mechanische Welle in einem elastischen Medium. Die Schwingung erfolgt transversal zur Ausbreitungsrichtung. Die Wellenfronten sind Kreise um das Erregungszentrum. Die Ausbreitung erfolgt ungestört.



Ist der Teich jedoch klein, so kann man beobachten, wie am Ufer die Wellen reflektiert werden und wieder zurück laufen. Sie überlagern sich dann mit den noch von der Quelle weglaufenden Wellen und ergeben ein Muster, bei dem die Wasseroberfläche Gebiete und Linien mit maximaler und minimaler Auslenkung der Schwingung aufweist. Es ergibt sich ein sog. Interferenzwellenfeld.

Man kann sich auch vorstellen, daß der Teich einen durch Seitenwände abgegrenzten Kanal enthält. Erfolgt die Anregung in diesem Kanal, so werden die Wellen in diesem Kanal geführt. Erfolgt die

Anregung über den ganzen Querschnitt mit gleicher Amplitude -z.B. durch ein Brett, das auf und ab bewegt wird - so bilden sich ebene Wellenfronten aus.



Das eben genannte Beispiel veranschaulicht eine ebene Welle auf einer Fläche (Wasseroberfläche). Um sich eine **ebene Welle im Raum** vorzustellen, muß man an eine Schallwelle denken. Hier erfolgt die Energieübertragung durch longitudinale Kopplung in der Luft: Kompression und Entspannung. Die Luftteilchen werden beim Durchgang der Wellenfront von ihren Nachbarpartikeln zu einer Schwingung angeregt, die sie ihrerseits verzögert weitergeben. Die Teilchenschwingung an einem Ort führt dort zu einer Schwingung des Drucks. Die Druckschwingung breitet sich parallel zu Teilchenschwingung durch das Medium hindurch aus.

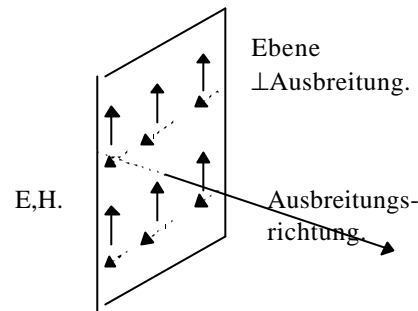
Bei einer ebenen Welle bilden die Wellenfronten Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. In jedem Punkt einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle schwingen die Teilchen auf genau die gleiche Weise. Die Schwingung der Teilchen in benachbarten Ebenen ist jedoch dagegen phasenverschoben. Die Phasenverschiebung nimmt proportional zu dem Abstand zwischen den Ebenen zu.

Im Gegensatz zu den eben erwähnten mechanischen und akustischen Wellen, bei denen die Energie in der Materie gespeichert ist, ist bei der **elektromagnetischen Welle** die Energie im Raum gespeichert, ist eine Eigenschaft des Raumes. Zum Transport dieser Energie ist somit keine Materie als Träger erforderlich.

Bei einer elektromagnetischen Welle breitet sich eine Schwingung des elektrischen und des magnetischen Feldes mit sehr hoher Geschwindigkeit aus (Lichtgeschwindigkeit) im Raum aus. Die Richtungen des elektrischen und magnetischen Feldvektors sind lokal - d.h. in einem bestimmten Raumpunkt - stets senkrecht zueinander. Mit den Feldern wird elektromagnetische Energie durch den Raum transportiert.

Bei einer **ebenen elektromagnetischen Welle mit harmonischer Schwingung** erfolgt die Schwingungsrichtung des elektrischen und des magnetischen Feldes senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. In jedem Punkt einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle herrschen gleiche Verhältnisse vor, d.h. an jedem Punkt finden wir zu einem bestimmten Zeitpunkt dieselbe Stärke des elektrischen wie auch des magnetischen Feldes. Elektrische- und magnetische Feldstärke schwingen mit derselben Frequenz wie die Anregung und sind phasengleich. Die Amplitude der magnetischen Feldstärke läßt sich mit dem Feldwellenwiderstand aus der elektrische Feldstärkeamplitude errechnen. Zu einem festen Zeitpunkt ändert sich der Wert der elektrischen/ magnetischen Feldstärke in Ausbreitungsrichtung nach einer Sinusfunktion, wobei der Abstand zweier Orte mit gleicher Amplitude durch den Weg gegeben ist, den die Wellenfront innerhalb der Zeitperiode T zurücklegt---> : Wellenlänge $\lambda = c \cdot T$.





3.2 Wellengleichung und Wellenfunktion

Um die Wellen genauer erfassen zu können müssen wir die mathematische Formelsprache und die elektromagnetische Theorie zur Hand nehmen. Die Ergebnisse lassen sich dann meist durch Bilder veranschaulichen.

Wir kümmern uns zunächst nicht um die Anregung der Wellen, sondern fragen lediglich nach möglichen Wellenformen.

Wir betrachten die Felder in einem Gebiet, das entfernt von Stelle ist, an dem die Felder angeregt wurden; dieses Gebiet sei frei von Raumladungen.

Wir machen folgende Annahmen über die Felder. Es möge sich um einen schnell veränderlichen Vorgang handeln, der sich in z -Richtung als ebene Welle ausbreite.

$$\vec{E}(z, t) = E(z, t)\vec{e}_x \quad \vec{H}(z, t) = H(z, t)\vec{e}_y$$

Die Maxwell'schen Gleichungen lauten dann in kartesischen Koordinaten und unter Zuhilfenahme des Nabla- Operators:

$$\nabla = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad \nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{H}}, \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{kE} + \dot{\vec{E}}$$

Die ersten beiden Gleichungen sind offenbar mit unserem Ansatz erfüllbar. Die dritte und vierte Gleichung liefert:

$$\begin{cases} -\frac{\partial E}{\partial z} = m \frac{\partial H}{\partial t} \\ -\frac{\partial H}{\partial z} = kE + e \frac{\partial E}{\partial t} \end{cases}$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich H eliminieren, indem man die erste Gleichung partiell nach z und die zweite partiell nach t differenziert. Da die Reihenfolge beim Differenzieren vertauscht werden darf, kann man dann gemäß der zweiten Gleichung einsetzen:

$$-\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = m \frac{\partial^2 H}{\partial z \partial t} = -ne \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - nk \frac{\partial E}{\partial t}$$

Man erhält die Wellengleichung für $E(z, t)$:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = ne \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + nk \frac{\partial E}{\partial t}$$



Analog ergibt sich diese Wellengleichung auch für $H(z,t)$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} + \nabla \text{div} \frac{\partial H}{\partial t}$$

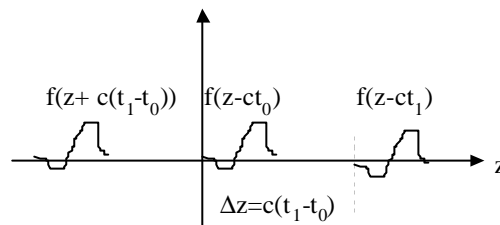
Für nichtleitendes Medium ($\kappa = 0$; ohne Leitfähigkeit) lautet die allgemeine Lösung bekanntlich:

$$E(z, t) = f(z - ct) + g(z + ct) = E_h(z, t) + E_r(z, t)$$

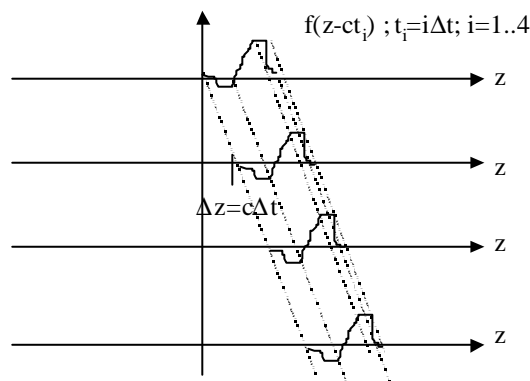
$$\text{mit } c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \approx \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

(in den meisten praktischen Fällen ist $\mu_r = 1$ zu setzen).

Die Lösung kann aus einem nach rechts (hin-) und einem nach links (rück-) laufenden Anteil geschrieben werden. Die Funktionen f und g sind durch die Anregung und die Bedingungen bei der Ausbreitung z.B. eine reflektierende Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gegeben. Die Abb. zeigt Momentaufnahmen zur Zeit t_0 und t_1 für die Wellenamplitude als Funktion des Ortes z .



Δz = Laufweg während der Zeit $\Delta t = (t_1 - t_0)$



harmonische Anregung: ---> harmonische Welle

$$E_h(z, t) = \hat{E} \cos[-\mathbf{b}(z - ct)] = \hat{E} \cos[u] \quad \text{mit } u = -\mathbf{b}(z - ct)$$

$$\cos \text{ ist period. Funktion mit Periode } 2\mathbf{p} \quad \cos(u + k \cdot 2\mathbf{p}) = \cos(u)$$

bei fester Zeit t_0 : an dem um den Weg λ entfernten Ort ergibt sich gleiche Phase

$$\mathbf{b} \cdot \mathbf{l} = 2\mathbf{p} \Rightarrow$$

$$\text{Wellenzahl: } \mathbf{b} = \frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{l}}$$

bei festem Ort z_0 : erhöhen der Zeit um T ergibt gleiche Phase:

$$\mathbf{b} \cdot cT = 2\mathbf{p} \Rightarrow \mathbf{b} \cdot c \frac{1}{f} = 2\mathbf{p} \Rightarrow$$

$$\mathbf{w} = \mathbf{b} \cdot c, \quad \text{oder } c = \mathbf{l}f \quad \text{oder } \mathbf{l} = cT$$

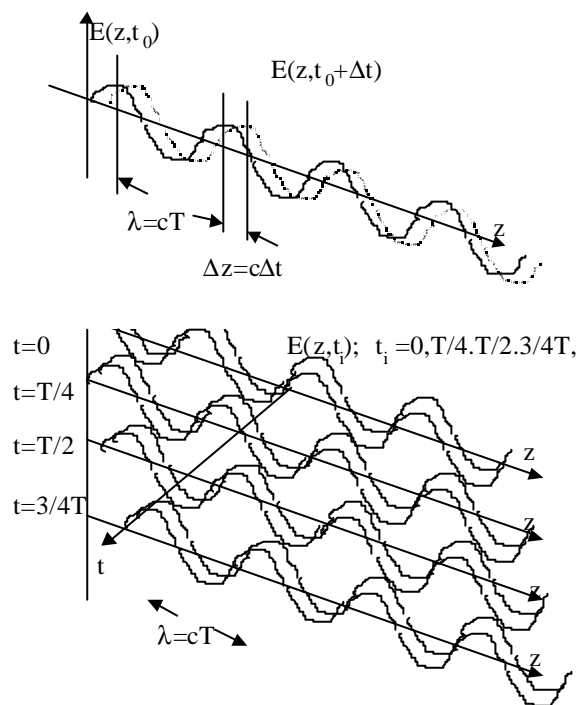


wir schreiben daher:

$$E_h(z, t) = \hat{E} \cos(\mathbf{w} \cdot t - \mathbf{b} \cdot z) = \operatorname{Re}\left\{\hat{E}e^{j(\mathbf{w}t - \mathbf{b}z)}\right\} = \operatorname{Re}\{\underline{E}_h(z, t)\}$$

Wie in der Wechselstromlehre, so ist es auch hier vorteilhaft bei theoretischen Ableitungen auf die komplexe Form der Welle überzugehen. Dies ist wegen der Linearität der Differentialgleichungen möglich. Die physikalisch relevante Form der Welle erhält man aus der komplexen Form durch Übergang zum Realteil. Die Kennzeichnung komplexer Größen durch Unterstreichen werden wir jedoch in Zukunft nicht konsequent verfolgen.

In der Abb. sind mehrere, um den Zeitabschnitt Δt nacheinander gemachte, Momentaufnahmen der Amplitude der elektrischen Feldstärke als Funktion des Ortes gezeigt. Die Wellenamplituden haben sich in dieser Zeit um den Weg $\Delta z = c\Delta t$ nach rechts ausgebreitet. Damit ist auch Energie nach rechts transportiert worden.



Magnetfeld:

ist mit dem elektrischen Feld verkoppelt. Bestimmung aus einer der Maxwell'schen Gleichungen.

Dazu

$$\underline{E}_h(z, t) = \hat{E}_h e^{j(\mathbf{w}t - \mathbf{b}z)}, \quad \underline{H}_h(z, t) = \hat{H}_h e^{j(\mathbf{w}t - \mathbf{b}z)}$$

einsetzen in

$$-\frac{\nabla E}{k} = \mathbf{m} \frac{\nabla H}{\mu}$$

ergibt den Feldwellenwiderstand:

$$Z_h = \frac{\hat{E}_h}{\hat{H}_h} = \sqrt{\frac{\mathbf{m}_0 \mathbf{m}_t}{\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_r}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{e}_r}}$$

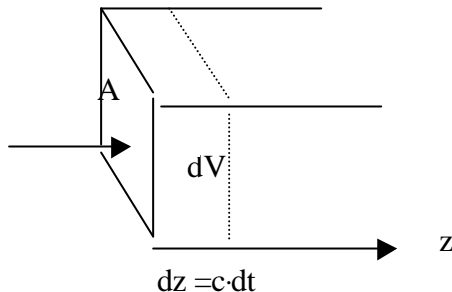
$$Z_0 = 377 \Omega$$

für die rücklaufende Welle erhält man analog:



$$Z_r = -Z_h$$

Energietransport durch Welle:



In der Zeiteinheit dt wird von der Welle die folgende Energie durch eine gedachte Fläche (mit Fläche A) senkrecht zur Ausbreitungsrichtung transportiert:

$$dW = (w_{el} + w_{magn})dV = \frac{1}{2}(\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_r E^2 + \mathbf{m}_0 \mathbf{m} H^2) A \cdot c \cdot dt$$

Daraus ergibt sich die momentane Leistung

$$\begin{aligned} P(t) &= \frac{dW}{dt} = \frac{1}{2}(\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_r \hat{E}^2 + \mathbf{m}_0 \mathbf{m} \hat{H}^2) A \cdot c \cdot \cos^2 \omega t = \\ &= \frac{1}{2}(\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_r \hat{E}^2 + \mathbf{m}_0 \mathbf{m} \frac{\hat{E}^2}{Z_h^2}) A \cdot c \cdot \cos^2 \omega t = \frac{1}{2}(\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_r \hat{E}^2 + \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_r \frac{\hat{E}^2}{Z_h}) A \cdot c \cdot \cos^2 \omega t = \hat{E} \cdot \hat{H} \cdot A = S_p \cdot A \end{aligned}$$

Die Größe $\hat{E}\hat{H}$ ist die Energiestromdichte (Betrag des „Poynting-Vektors“). Zeitlich gemittelt ergibt sich der Energietransport

$$\overline{S_p} = \frac{1}{2} \hat{E} \cdot \hat{H} =$$

$\overline{S_p}$ ist die zeitlich gemittelte Leistung pro Fläche, die von der Welle durch eine gedachte Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung transportiert wird.

$$\overline{P(t)} = \overline{S_p} \cdot A = \frac{1}{2} \hat{E} \cdot \hat{H} \cdot A$$

Allgemein gibt der „Poynting-Vektor“

$$\vec{S}_p = \vec{E} \times \vec{H}$$

den Energiestrom für eine elektromagnetische Welle nach Betrag und Richtung an (Vektorprodukt aus \vec{E} und \vec{H}). Die durch eine Fläche transportierte Leistung ergibt sich aus

$$P = \int_A \vec{S}_p \cdot d\vec{A}$$



3.3 Gedämpfte Welle

Material mit elektrischer Leitfähigkeit ($\mathbf{k} \neq 0$)

Es ist nicht mehr möglich auf einfache Weise eine Wellenfunktion für beliebige Anregung anzugeben. Die Wellenform (Hüllkurve) wird bei ihrem Fortschreiten verzerrt.

Eine beliebige Anregungsfunktion wird durch Fourieranalyse in harmonische Teilschwingungen zerlegt. Jede harmonische Schwingung an der Quelle breitet sich als harmonische gedämpfte Welle aus. Die Überlagerung dieser Teilwellen ergibt dann den resultierenden Wellenvorgang.

Ansatz:

$$\begin{aligned} E_h(z, t) &= \hat{E}_h e^{-\alpha z} \cos(\mathbf{w} \cdot t - \mathbf{b} \cdot z) = \operatorname{Re} \left\{ \hat{E}_h e^{j(\mathbf{w} \cdot t - \mathbf{b} \cdot z)} e^{-\alpha z} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \hat{E}_h e^{j\mathbf{w} \cdot t - \mathbf{g} \cdot z} \right\} \\ H_h(z, t) &= \operatorname{Re} \left\{ \hat{H}_h e^{j\mathbf{w} \cdot t - \mathbf{g} \cdot z} \right\} \end{aligned}$$

mit der Dämpfungskonstante α und der komplexen Ausbreitungskonstante $\mathbf{g} = \mathbf{a} + j\mathbf{b}$

Nimmt man noch eine rücklaufende Welle hinzu, so lautet der allgemeine Ansatz in komplexer Form:

$$\begin{aligned} E &= (\hat{E}_h e^{-\mathbf{g} \cdot z} + \hat{E}_r e^{+\mathbf{g} \cdot z}) e^{j\mathbf{w} \cdot t} \\ H &= (\hat{H}_h e^{-\mathbf{g} \cdot z} + \hat{H}_r e^{+\mathbf{g} \cdot z}) e^{j\mathbf{w} \cdot t} \end{aligned}$$

γ erhält man wie oben aus der Wellengleichung, den Wellenwiderstand Z_h durch Einsetzen der Ansätze in eine der Maxwell'schen Gleichungen:

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= \sqrt{j\omega\mathbf{m}(\mathbf{k} + j\omega\mathbf{e})} = j\omega\sqrt{\mathbf{m}\mathbf{e}^*} \\ Z_h &= \sqrt{\frac{j\omega\mathbf{m}}{\mathbf{k} + j\omega\mathbf{e}}} = \sqrt{\frac{\mathbf{m}}{\mathbf{e}^*}} \end{aligned}$$

Der Wellenwiderstand ist komplex. Das bedeutet, daß die Schwingungen des elektrischen- und des magnetischen Feldes am Ort (x,y,z) phasenverschoben erfolgen.

3.3.1 Dielektrika mit schwacher Leitfähigkeit: $\frac{\mathbf{k}}{\omega\mathbf{e}} \ll 1$

$$\mathbf{g} = \sqrt{j\omega\mathbf{m}j\omega\mathbf{e}\left(1 + \frac{\mathbf{k}}{j\omega\mathbf{e}}\right)} \approx j\omega\sqrt{\mathbf{m}\mathbf{e}}\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{k}}{j\omega\mathbf{e}}\right) = \mathbf{a} + j\mathbf{b}$$

$$\mathbf{b} \approx \omega\sqrt{\mathbf{m}\mathbf{e}} = \frac{\omega}{c} \quad \mathbf{a} \approx \frac{\mathbf{k}}{2} \sqrt{\frac{\mathbf{m}}{\mathbf{e}}} = \frac{\mathbf{k}}{2 \cdot Z}$$

$$Z \approx \sqrt{\frac{\mathbf{m}}{\mathbf{e}}}$$

Phasengeschwindigkeit, Wellenlänge und Wellenwiderstand ungefähr wie ohne Dämpfung. Dämpfungskonstante proportional der Leitfähigkeit des Mediums.

3.3.2 Leiter: $\frac{\mathbf{k}}{\omega\mathbf{e}} \gg 1$

$$\mathbf{g} \approx \sqrt{j\omega\mathbf{m}\mathbf{k}} = (1+j)\sqrt{\frac{\mathbf{m}\mathbf{k}}{2}} \Rightarrow \mathbf{a} = \mathbf{b} = \sqrt{\frac{\mathbf{m}\mathbf{k}}{2}}, \quad l = 2p\sqrt{\frac{2}{\mathbf{m}\mathbf{k}}}$$

$$Z \approx \sqrt{\frac{j\omega\mathbf{m}}{\mathbf{k}}} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mathbf{m}}{2\mathbf{k}}}$$



Die Wellenlänge ist gegenüber der Wellenlänge im ungedämpften Fall sehr stark verkürzt. Die Welle wird sehr stark gedämpft. Innerhalb einer Strecke von $\approx 1/6$ der Wellenlänge nimmt die Amplitude der Welle auf 37 % (den $1/e$ -ten Teil) der Anfangsamplitude ab. Die Phasenverschiebung zwischen E und H beträgt nahezu 90° . Werte für Kupfer bei einigen Frequenzen:

f	λ/cm	λ_0
50 Hz	5,9	6000 km
1 MHz	0,042	300 m
10 GHz	0,00042	3 cm

Die elektrische Feldstärke führt aufgrund der Leitfähigkeit zu einer elektrischen Stromdichte $S = \kappa E$. Da die Richtungen von elektrischem und magnetischem Feld senkrecht zueinander sind verläuft die Richtung der Wirbelströme senkrecht zu der magnetischen Feldkomponente.

Fällt eine elektromagnetische Welle aus einem Bereich ohne Leitfähigkeit (z.B. Luft) auf eine metallische Wand, so wird der meiste Teil der Energie reflektiert. Nur ein geringer Teil dringt in das Metall ein und ruft dort einen Strom hervor, dessen Stromdichte mit zunehmendem Eindringen in den Leiter rasch abnimmt. (**Skineffekt**). Als **Eindringtiefe** bezeichnet man die Größe

$$d_s = \frac{1}{a} = \frac{1}{b} = \frac{I}{2p} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \kappa}}$$

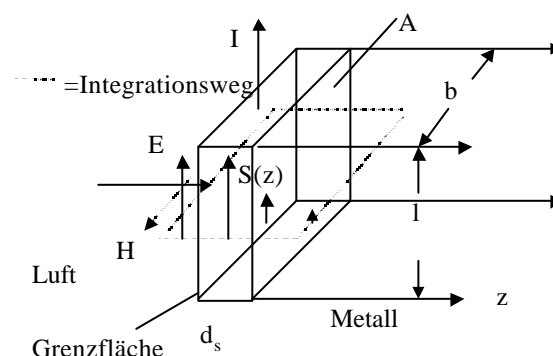
Der Strom, der in einem Streifen der Breite b im Metall fließt (Abb. s.u.) ist

$$I = \int_A S \cdot dA = b \int_0^\infty \kappa E_0 e^{-a z} dz = b \kappa E_0 \int_0^\infty e^{-a z} dz = b d_s \kappa E_0 = b d_s S_0$$

Dabei ist E_0 die elektrische Feldstärke an der Oberfläche im Metall.

Man faßt nun den in den Leiter hinein abklingenden Strom zu einem in einer Oberflächenschicht der Tiefe d_s fließenden Strom mit konstanter Stromdichte zusammen.

Diese Stromdichte hat den Wert $S_0 = \kappa E_0$ (s.o.). Ihr Wert läßt sich aus dem Durchflutungssatz bestimmen. Dabei wählt man den in der Abb. gezeichneten Integrationsweg.



$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = I_L(A) + I_V(A)$$

$C(A)$

Man erkennt, daß nur die magnetische Feldstärke an der Oberfläche in dem nichtleitenden Medium zur Ringspannung beiträgt. Im Metall ist die Verschleppungsstromdichte gegen die Leitungsstromdichte zu vernachlässigen.

$$H \cdot b = S_0 d_s b \Rightarrow S_0 d_s = H$$



Die Größe $S_0 d_s = S'$ wird **Oberflächenstromdichte** genannt (Einheit A/m). Um den Strom zu erhalten, müssen wir sie lediglich mit der Breite b multiplizieren.

$$S_0 d_s = S' = H \quad S' b = I$$

Im Metall in der Fläche $b \cdot l$ umgesetzte Verlustleistung:

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{\infty} U(z) dI(z) = \int_0^{\infty} E(z) l S(z) b dz = \int_0^{\infty} (E_0 e^{-\alpha z} \cdot l) (\mathbf{k} E_0 e^{-\alpha z} \cdot b \cdot dz) = \\ &= \mathbf{k} b l E_0^2 \int_0^{\infty} e^{-2\alpha z} dz = \mathbf{k} b l E_0^2 \frac{d_s}{2} = \frac{1}{2} \frac{1}{\mathbf{k} d_s} (b l) (\mathbf{k} E_0 d_s)^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{\mathbf{k} d_s} (b l) H^2 \end{aligned}$$

Flächenwiderstand:

$$R_{Fl} = \frac{1}{\mathbf{k} \cdot d_s} = \sqrt{\frac{\rho f m}{\mathbf{k}}}$$

Damit erhalten wir eine leicht zu merkende Formel für die in der Metallwand durch Ströme umgesetzte **Verlustleistung pro Fläche**

$$P' = \frac{1}{2} \text{Flächenwiderstand} \cdot (\text{Flächenstromdichte})^2$$

Die Flächenstromdichte wird oft auch in folgender Form geschrieben:

$$\vec{n}^{(0)} \times \vec{H} = \vec{S}'$$

$\vec{n}^{(0)}$ ist die Flächennormale der Grenzfläche zwischen nichtleitendem Medium und Metall. H die Tangentialkomponente des magnetischen Feldes an der Oberfläche im nichtleitenden Bereich und S' die Oberflächenstromdichte.

Wird eine elektromagnetische Welle durch eine Leiteranordnung geführt (z.B. Koaxialleitung), -so wird die Energie i.w. im Feld außerhalb der Leiter geführt. Ein Teil der Welle dringt jedoch in das Metall ein - im wesentlichen bis zur der Tiefe der Eindringtiefe d_s - und erfährt dort aufgrund des von ihr erzeugten Leitungstromes einen Energieverlust. Dies sind die sog. Ohm'schen Leitungsverluste.

