

1 Elektrostatistische Analyse

Gaussches Gesetz (Hüllenintegral über Fläche S):

$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q \quad \text{bzw.} \quad \oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon}$$

Wirbelfreiheit des elektrostatischen Feldes:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$$

Daraus folgt die Konservativität des elektrostatischen Feldes: Beliebige Kurvenintegrale hängen nur von Anfangs- und Endpunkt ab, nicht vom Weg.

$$\int_{C_1} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{C_2} \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

Elektrisches Potential:

$$\varphi_P = \int_P^{\text{Ref}} \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

Das elektrische Potential ist die von aussen verrichtete elektrische Arbeit, um eine positive Probeladung q aus einem feldfreien Referenzpunkt (typischerweise ∞) zu einem Punkt P im feldaktiven Raum zu verschieben. Es entspricht somit der potentiellen elektrischen Energie pro Ladung bzw. der Arbeit pro Ladung, die das elektrische Feld am Punkt P an einer Probeladung q verrichten würde, würde man das System sich selbst überlassen.

Elektrische Spannung zwischen zwei Punkten:

$$U_{AB} = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} = \varphi_A - \varphi_B$$

Die elektrische Spannung ist die elektrische Arbeit pro Ladung, die bei der Verschiebung einer Probeladung q zwischen zwei Punkten A und B im feldaktiven Raum auftritt. Sie wird entweder vom elektrischen Feld (System) verrichtet oder von aussen gegen das Feld aufgebracht, wodurch Energie in das System eingebracht wird.

E-Feld ist Gradient des Potentials:

$$\vec{E} = -\nabla\varphi$$

Das E-Feld beschreibt die Richtung der grössten Potentialabnahme.

Divergenz des elektrischen Feldes ($\vec{D} = \epsilon\vec{E}$):

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{bzw.} \quad \nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

Ladungsdichten ρ sind die Quellen (Ursachen) elektrischer Felder.

Poisson-Gleichung:

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

Ladungsdichten ρ sind Senken des Potentialfeldes. Die potenzielle Energie nimmt in Richtung einer Ladungsdichte zu.

Laplace-Gleichung (Spezialfall $\rho = 0$):

$$\Delta\varphi = 0 \quad \text{für } (x, y, z) \in \Omega$$

wobei Ω der ladungsfreie Raum mit dem gesuchten φ ist.

Analog zur Kontinuitätsgleichung: Das elektrische Feld in Ω ist quellenfrei (keine Ladungen als Senken oder Quellen), daher muss der elektrische Fluss, der in ein Volumen eintritt, dieses auch wieder verlassen.

Randbedingungen:

- **Geerdeter Rand:** $\varphi = 0$
- **Bekanntes Potential:** $\varphi = \varphi_A$
- **Potential im Unendlichen:** $\varphi(\infty) = 0$
- **Symmetrie:** $\frac{\partial\varphi}{\partial n} = 0$
wobei n die Normale zur Symmetrieachse ist.
- **Spiegelsymmetrie:** $\varphi(n) = \varphi(-n)$
Symmetrisch bezüglich der Spiegelebene.
- **Stetigkeit Potential:** $\varphi_1 = \varphi_2$
- **Ladungsfreiheit (Nur bei Laplace):** $\vec{n} \cdot \vec{D} = 0$
 $\vec{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0, \quad \epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}, \quad E_{1t} = E_{2t}$
wobei n die Normale zur Grenzfläche ist.
- **Elektrode (Nur bei Poisson):** $\sigma \rightarrow \infty$
 $\vec{E} = 0 \Rightarrow \varphi = \text{const}$

2 Stationäre Strömungsanalyse

Elektrische Stromdichte:

$$\vec{J} = \frac{dI}{dS} \cdot \vec{n} \Leftrightarrow I = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\oiint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} = 0$$

Ohmsches Gesetz:

$$dI = \frac{dU}{R} = G \cdot dU \quad \text{mit } G = \sigma \cdot \frac{dS}{dl}$$

Ohmsches Gesetz für Vektorfelder:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}$$

Divergenz der Stromdichte:

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{d\rho}{dt} = 0$$

Die Stromdichte ist quellenfrei (keine Senken oder Quellen). Im stationären Fall findet keine zeitliche Änderung der Ladungsdichte statt, wodurch Ladungserhaltung gilt: Der in ein Volumen einflussende Strom muss gleich dem ausfliessenden Strom sein.

Randbedingungen:

- **Kontinuität der Stromdichte:** $\vec{n} \cdot \vec{J}_1 = \vec{n} \cdot \vec{J}_2$
 $J_{1,n} = J_{2,n}, \quad \sigma_1 E_{1,n} = \sigma_2 E_{2,n}, \quad \text{wobei } \sigma \neq 0$
- **Bekannte Stromdichte:** $\vec{J} = \frac{dI}{dS} \cdot \vec{n}$
 $E_n = \frac{J_n}{\sigma} \Rightarrow \frac{\partial\varphi}{\partial n} = -\frac{J_n}{\sigma} = -\frac{I}{S \cdot \sigma}$
wobei n die Normale zur Randfläche S ist.

3 Magnetostatische Analyse

Ampèresches Gesetz:

$$\oint_{C=\partial S} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{k=1}^n I_k = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

wobei die Richtung der Ströme I_k ausschlaggebend für deren Vorzeichen ist.

Quellenfreiheit des magnetischen Feldes:

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\vec{B} = \mu \vec{H})$$

Die magnetischen Feldlinien sind immer geschlossen. Es gibt keine magnetischen Monopole.

Fundamentale DGL der Magnetostatik:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$$

Elektrische Ströme sind die Ursache magnetischer Wirbelfelder, wobei die lokale Wirbelstärke des magnetischen Feldes direkt durch die Stromdichte bestimmt ist.

Magnetisches Vektorpotential:

$$\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$$

Das magnetische Feld ergibt sich lokal als Rotation des Vektorpotentials. Das Vektorpotential besitzt dabei nicht die Richtung des Magnetfeldes, sondern die Richtung der lokal zusammengefassten Stromursachen und beschreibt damit die magnetische Wirkung aus der Sicht der Ursache. Die Rotation von $\vec{A}$ setzt sich aus zwei geometrisch unterschiedlichen Beiträgen zusammen: einem Term durch einen quer zur Feldrichtung verlaufenden Betragsgradienten $(\nabla|\vec{A}|) \times \hat{A}$ sowie einem Term durch die räumliche Rotation der Feldrichtung selbst $|\vec{A}|(\nabla \times \hat{A})$. Verschwindet der zweite Term, wie etwa bei rein rotationssymmetrischen Magnetfeldern, ist das Magnetfeld vollständig durch $(\nabla|\vec{A}|) \times \hat{A}$ bestimmt.

Coulomb-Eichung:

$$\nabla \cdot \vec{A} = 0$$

Erst durch die Coulomb-Eichung wird das magnetische Vektorpotential lokal quellenfrei und damit eindeutig als globale Wirkung der Stromverteilung festgelegt, aus der das magnetische Feld lokal als Wirbel hervorgeht.

Poisson-Gleichung der Magnetostatik:

$$\Delta \vec{A} = -\mu \vec{J}$$

Ströme wirken als Senken der Skalarfelder des Vektorpotentials, wobei sein Betrag die Stärke der magnetischen Wirkung beschreibt und seine Richtung die geometrische Information der Stromursache trägt.

Laplace-Gleichung der Magnetostatik:

$$\Delta \vec{A} = 0$$

In stromfreien Bereichen besitzt das Vektorpotential keine lokalen Ursachen, sondern trägt ausschliesslich die Wirkung der globalen Stromverteilung, aus der das lokale magnetische Feld

folgt. Damit stellt das Vektorpotential eine vermittelnde Grösse zwischen globaler Ursache (Stromdichten) und lokaler Wirkung (Magnetfeld) dar.

Randbedingungen:

- **Stetigkeit Vektorpotential:** $\vec{A}_1 = \vec{A}_2$
- **Symmetrie:** $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
wobei n die Normale zur Symmetrieachse ist.
- **Spiegelsymmetrie:** $A(n) = A(-n)$
Symmetrisch bezüglich der Spiegelebene.
- **Grenzfläche ($\perp$):** $B_{1n} = B_{2n} \Leftrightarrow \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$
wobei n die Normale zur Grenzfläche ist.
- **Grenzfläche ($\parallel$):** $H_{1t} = H_{2t} \Leftrightarrow \frac{B_{1t}}{\mu_1} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}$
wobei t die Tangentialrichtung an der Grenzfläche ist.
- **Regularität (Symmetriezentrum):** $|\vec{B}| < \infty$
 $\Rightarrow \vec{B}(0) = 0$ (im Ursprung)
- **Eichung (nur einmal zulässig):** $A = \text{const}$
Festlegung eines beliebigen Referenzwerts des Vektorpotentials.
- **Vektorpotential im Unendlichen:** $A(\infty) = 0$
Nur bei lokalisierten Quellen. Zählt als Eichung!
- **Magnetfeld im Unendlichen:** $B(\infty) = 0$
Nur bei lokalisierten Quellen. Darf zusätzlich zur Eichung verwendet werden.

4 Magneto-quasistatische Analyse

Magnetischer Fluss:

$$\Phi_m = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

Faradaysches Induktionsgesetz:

$$u_i = -\frac{\partial \Phi_m}{\partial t} = \oint_{C=\partial S} \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

Das negative Vorzeichen beschreibt die Lenzsche Regel: Das induzierte elektrische Feld erzeugt einen Strom, dessen Magnetfeld der Änderung des ursprünglichen Magnetflusses entgegenwirkt. Die Umlaufrichtung des induzierten Feldes ist entgegengesetzt zur durch die Rechte-Hand-Regel bestimmten Richtung der Magnetfeldänderung.

Induzierte Stromdichte:

$$\vec{J}_i = \sigma \vec{E}_i = -\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

Die induzierte Stromdichte wirkt der zeitlichen Änderung des magnetischen Vektorpotentials direkt entgegen. Bei zeitlicher Zunahme ist sie richtungsmässig entgegengesetzt und schwächt diese durch ihr Magnetfeld ab. Bei zeitlicher Abnahme zeigt sie in gleiche Richtung und bremst die Abnahme entsprechend.

Fundamentale DGL der Magneto-quasistatik:

$$\Delta \vec{A} = -\mu \vec{J} = -\mu(\vec{J}_i + \vec{J}_q)$$

mit der Quellenstromdichte $\vec{J}_q$ und der induzierten Stromdichte $\vec{J}_i$.

Zusätzlich zu den eingepprägten Quellenströmen $\vec{J}_q$ wirken in der magneto-quasistatischen Analyse auch die durch zeitliche Änderungen des Magnetfeldes induzierten Wirbelströme $\vec{J}_i$ und erzeugen damit selbst magnetische Felder.

Magneto-quasistatische Poisson-Gleichung:

$$\Delta \vec{A} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\mu \vec{J}_q$$

In leitfähigen Medien erzeugen zeitliche Änderungen des magnetischen Vektorpotentials induzierte Ströme, die dem Vektorpotential direkt entgegenwirken. In nichtleitfähigen Medien gilt $\sigma = 0$, wodurch keine induzierten Ströme entstehen können und damit die Poisson-Gleichung der Magnetostatik resultiert.

Randwertproblem im Frequenzbereich (ohne Anfangsbedingungen, da hier nur die stationäre Lösung erhalten werden kann):

$$\Delta \vec{A} - j\omega\mu\sigma \vec{A} = -\mu \vec{J}_q$$

Im Frequenzbereich werden $\vec{J}_q$ und $\vec{A}$ als harmonische Zeitfunktionen (komplexe Zeiger) dargestellt. Die Quellenstromdichte $\vec{J}_q$ wird dabei zu einer (komplexen) Konstanten. Die Zeitableitung $\frac{\partial}{\partial t}$ wird zu einer algebraischen Multiplikation mit $j\omega$, wodurch die partielle Differentialgleichung zu einer gewöhnlichen DGL im Ort wird.

Gesamtstromdichte im Frequenzbereich:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_i + \vec{J}_q = -j\omega\sigma \vec{A} + \vec{J}_q$$

Die gesamte Stromdichte setzt sich aus der induzierten Stromdichte und der eingepprägten Quellenstromdichte zusammen.

Randbedingungen:

- Identisch zur Magnetostatik

5 Elektrodynamische Analyse

Erweiterung des Ampèreschen Gesetzes um den Verschiebungsstrom:

$$\oint_{C=\partial S} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu \iint_S (\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t})$$

Maxwellsche Gleichungen (2 Varianten):

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= \rho & \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 & \nabla \cdot \vec{H} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \nabla \times \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \nabla \times \vec{H} &= \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

Maxwellsche Gleichungen im Frequenzbereich:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= \rho & \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 & \nabla \cdot \vec{H} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -j\omega \vec{B} & \nabla \times \vec{E} &= -j\omega\mu \vec{H} \\ \nabla \times \vec{H} &= \vec{J} + j\omega \vec{D} & \nabla \times \vec{H} &= \sigma \vec{E} + j\omega\epsilon \vec{E} \end{aligned}$$

Wellengleichung des magnetischen Feldes:

$$\Delta \vec{H} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0$$

Wellengleichung des elektrischen Feldes:

$$\Delta \vec{E} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Wellengleichungen im Frequenzbereich:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{H} - j\omega\mu\sigma \vec{H} + \omega^2\mu\epsilon \vec{H} &= 0 \\ \Delta \vec{E} - j\omega\mu\sigma \vec{E} + \omega^2\mu\epsilon \vec{E} &= 0 \end{aligned}$$

Randbedingungen (Rand zwischen zwei Materialien):

$$\begin{aligned} H_{t1} &= H_{t2} \\ B_{n1} &= B_{n2} \\ E_{t1} &= E_{t2} \\ D_{n1} &= D_{n2} \end{aligned}$$

Hierbei steht t für die tangentielle Komponente und n für die normale Komponente des Feldes.

Zusätzlich gibt es die **absorbierende Randbedingung**, welche dafür sorgt dass die Wellen am Rand nicht reflektiert werden ($(x, y, z) \in \Gamma_i$).

Wellenimpedanz (Feldwellenwiderstand):

$$Z = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad \left(\text{Vakuum: } Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega \right)$$

Ausbreitungsgeschwindigkeit:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad \left(\text{Lichtgeschw.: } c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \right)$$

Wellenzahl:

$$k = \frac{\omega}{v} = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$$

Linear polarisierte Ebene Welle:

Welle läuft in x -Richtung, E-Feld schwingt in y -Richtung (transversal):

$$\vec{E}(x) = \underline{E}_0 \cdot e^{-jkx} \cdot \vec{e}_y$$

- e^{-jkx} : Ausbreitung in x -Richtung ($\vec{k} = k\vec{e}_x$)
- $\vec{e}_y$: Polarisation in y -Richtung
- Es gilt Orthogonalität: $\vec{E} \perp \vec{k}$ (Transversalität)

6 Allgemeines

Gradient (Skalarfeld):

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

Beschreibt die Richtung des steilsten Anstiegs im Skalarfeld.

Divergenz (Vektorfeld):

$$\nabla \cdot \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Beschreibt, ob Quellen (> 0) oder Senken (< 0) im Vektorfeld vorhanden sind.

Laplace-Operator (Skalarfeld):

$$\Delta f = \nabla \cdot \nabla f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

Beschreibt Quellen und Senken in Skalarfeldern. Entspricht der Divergenz des Gradienten (Vektorisierung implizit enthalten).

Laplace-Operator (Vektorfeld):

$$\Delta \vec{A} = \begin{pmatrix} \Delta A_x \\ \Delta A_y \\ \Delta A_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nabla \cdot \nabla A_x \\ \nabla \cdot \nabla A_y \\ \nabla \cdot \nabla A_z \end{pmatrix}$$

Der Laplace-Operator wirkt auf Vektorfelder komponentenweise und entspricht der Anwendung des skalaren Laplace-Operators auf jede Feldkomponente.

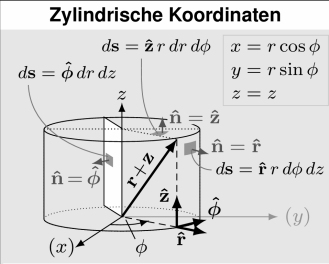
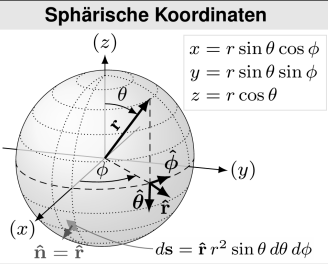
Rotation (Vektorfeld):

$$\nabla \times \vec{A} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}$$

$$= \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \vec{e}_x + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \vec{e}_y + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \vec{e}_z$$

Beschreibt, ob in einem Vektorfeld lokale Wirbel vorhanden sind und wie stark diese sind. Der Betrag des Rotors entspricht der lokalen Wirbelstärke, seine Richtung der Rotationsachse (Rechte-Hand-Regel).

Koordinatensysteme:

Zylindrische Koordinaten	Sphärische Koordinaten
 $ds = \hat{z} r dr d\phi$ $ds = \hat{\phi} r dr dz$ $\hat{n} = \hat{z}$ $\hat{n} = \hat{r}$ $ds = \hat{r} r d\phi dz$ Volumenelement: $dv = r dr d\phi dz$	 $x = r \sin \theta \cos \phi$ $y = r \sin \theta \sin \phi$ $z = r \cos \theta$ $\hat{n} = \hat{r}$ $ds = \hat{r} r^2 \sin \theta d\theta d\phi$ Volumenelement: $dv = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$

Wichtige Geometrien:

$$\text{Kugeloberfläche: } A_{\text{Kugel}} = 4\pi r^2$$

$$\text{Kugelvolumen: } V_{\text{Kugel}} = \frac{4}{3}\pi r^3$$

$$\text{Zylindermantel: } A_{\text{Zyl}} = 2\pi r h$$

Zylinderkoordinaten (r, α, z) :

$$\nabla f = \frac{\partial f}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \alpha} \vec{e}_\alpha + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{e}_z$$

$$\Delta f = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

$$\nabla \times \vec{A} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \alpha} - \frac{\partial A_\alpha}{\partial z} \right) \vec{e}_r + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \vec{e}_\alpha$$

$$+ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r A_\alpha)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \alpha} \right) \vec{e}_z$$

Kugelkoordinaten (r, θ, α) :

$$\nabla f = \frac{\partial f}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \alpha} \vec{e}_\alpha$$

$$\Delta f = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right)$$

$$+ \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \alpha^2}$$

$$\nabla \times \vec{A} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial(A_\alpha \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial \alpha} \right) \vec{e}_r$$

$$+ \frac{1}{r} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \alpha} - \frac{\partial(r A_\alpha)}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta$$

$$+ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_\alpha$$

Skineffekt (Eindringtiefe δ):

Die Tiefe, bei der die Amplitude auf $1/e$ abgefallen ist:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$$

Energiedichten (pro Volumeneinheit):

$$w_e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{1}{2} \epsilon |\vec{E}|^2 \quad [\text{J/m}^3]$$

$$w_m = \frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} = \frac{1}{2} \mu |\vec{H}|^2 \quad [\text{J/m}^3]$$

Berechnung der Gesamtenergie im Feldraum:

Integration der Energiedichte über das Volumen V :

$$W_e = \iiint_V w_e dV = \frac{1}{2} \iiint_V \epsilon |\vec{E}|^2 dV$$

$$W_m = \iiint_V w_m dV = \frac{1}{2} \iiint_V \mu |\vec{H}|^2 dV$$

Berechnung von C und L aus der Feldenergie:

Wenn die Gesamtenergie (W_e oder W_m) und die Spannung U bzw. der Strom I bekannt sind:

$$C = \frac{2W_e}{U^2}$$

$$L = \frac{2W_m}{I^2}$$