

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 15 (1942)
Heft: V

Artikel: Anschauliche Ableitung einiger Näherungsformeln aus der Theorie der Stromverdrängung
Autor: König, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111312>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 18.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Anschauliche Ableitung einiger Näherungsformeln aus der Theorie der Stromverdrängung

von H. König.

(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

(12. V. 1942.)

Zusammenfassung. Elementare Ableitung der Näherungsformeln für Widerstand und Selbstinduktion bei schwachem Skineffekt im Falle a) des geraden kreiszylindrischen Drahtes, b) der einlagigen und c) der mehrlagigen eng gewickelten langen Spule.

Zu den klassischen Problemen der Elektrodynamik, deren Behandlung sachlich und methodisch abgeschlossen erscheint, gehört dasjenige des Skin-Effektes, d. h. der Stromverdrängung von Wechselstrom in einfach geformten massiven Leitern. Im Falle eines geraden, unendlich langen, kreiszylindrischen Drahtes z. B. können wir seit MAXWELL¹⁾ mit Hilfe von Bessel'schen Funktionen genau angeben, wie der bei niedriger Frequenz ($\omega = 2\pi\nu$) gleichmässig über den Leiterquerschnitt verteilte Strom mit zunehmender Frequenz mehr und mehr der Oberfläche entlang fliesst, wo das magnetische Feld am stärksten ist. Der wirksame Querschnitt nimmt ab, der „wirksame“ Widerstand nimmt zu, und die „wirksame“ Selbstinduktion nimmt ab.

In der Messtechnik steht man oft vor der Frage, ob in einem gegebenen Fall Skineffekt schon zu befürchten sei oder nicht. Man entscheidet dies z. B. im Fall des freien Drahtes an Hand der Näherungsformel für den wirksamen Widerstand bei schwachem Skineffekt:

$$R_\omega = R_0 \left(1 + \frac{1}{12} (\gamma \omega \mu \pi)^2 a^4 \dots\right)$$

γ = Leitfähigkeit.

μ = Permeabilität des Drahtmaterials.

a = Radius des Drahtquerschnittes.

Wir machen im folgenden auf die Möglichkeit einer elementaren Ableitung dieser und verwandter, zum Teil ebenfalls bereits bekannter Formeln aufmerksam, die so einfach ist, dass man die gewünschten Formeln fast gedankenlos konstruieren kann und die ausserdem die Phänomene, so wie sie sich zeitlich aufgelöst gedacht abspielen, unmittelbar widerspiegelt. Nicht nur dem Praktiker,

der die Formel, die er braucht, gerne *durchschauen* möchte, sondern auch dem Unterrichtenden ist vielleicht damit gedient. Wir hätten diese Frage hier nicht angeschnitten, wenn wir nicht in der Literatur eine Darstellung *in dieser Form* vermisst hätten. Auf die Behandlung dieser Aufgabe durch andere Autoren wird am Schluss kurz eingegangen.

Es sollen besprochen werden:

a) *Der gerade, unendlich lange Draht*, dessen Querschnitt ein Kreis vom Radius a ist; Fig. 1a.

b) *Die unendlich ausgedehnte Platte* von der Dicke a ; Fig. 1b. Denkt man sich die Platte durch dünne Isolierschichten in der y -Richtung in den Abständen b unterteilt und die Platte um die y -Richtung als Achse zu einem Zylinder von relativ grossem Durchmesser zusammengebogen, so erhalten wir eine einlagige, aus Vierkantdraht lückenlos gewickelte Spule. Das Spuleninnere denken wir uns in Fig. 1b rechts von der Wicklung; das magnetische Feld H wählen wir demgemäss für $x < 0$ gleich Null. Feldlinien und Stromlinien drängen sich gegen die Innenseite der Spule.

c) *Die geschichtete Platte*, Fig. 1c. Entsprechend b) ist der Übergang zur mehrlagigen enggewickelten Spule möglich. Hier befinden sich die innern (rechts gelegenen) Windungen auch im Feld der äusseren Windungslagen, weshalb die Widerstandserhöhung und Selbstinduktions-Erniedrigung mit der Zahl der Lagen stark zunehmen.

In allen Beispielen liegen Strom und elektrisches Feld in der z -Richtung, vom Beschauer weggerichtet; das magnetische Feld liegt stets normal zur x - und zur z -Richtung. Der Index x weist auf die Abhängigkeit von x hin.

Gedankengang der Rechnung: Im homogenen Leiter der Fig. 1a, b oder c herrsche in nullter Näherung die vom Ort (x) unabhängige Feldstärke

$$E_x^{(0)} = E^{(0)}.$$

Sie treibt im Material mit der Leitfähigkeit γ die Stromdichte nullter Näherung

$$i_x^{(0)} = i^{(0)} = \gamma E^{(0)}.$$

Die drei Beispiele sind geometrisch dadurch ausgezeichnet, dass sich das magnetische Feld nullter Näherung $H^{(0)}$ aus dem Satz: Linienintegral des Feldes = $4\pi \cdot$ umschlossener Strom

$$\int H_x^{(0)} ds = 4\pi I_x^{(0)}$$

leicht berechnen lässt. Für den Teilstrom nullter Näherung

$$I_x^{(0)} = \int i^{(0)} df$$

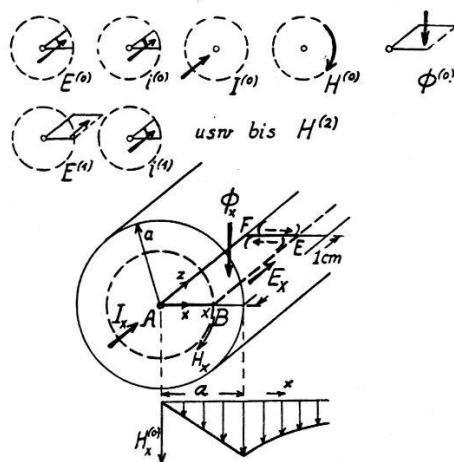


Fig. 1a.

Kreiszylindrischer Draht vom Radius a . Darüber ist die Reihenfolge der zu berechnenden Näherungsgrößen bildlich dargestellt.

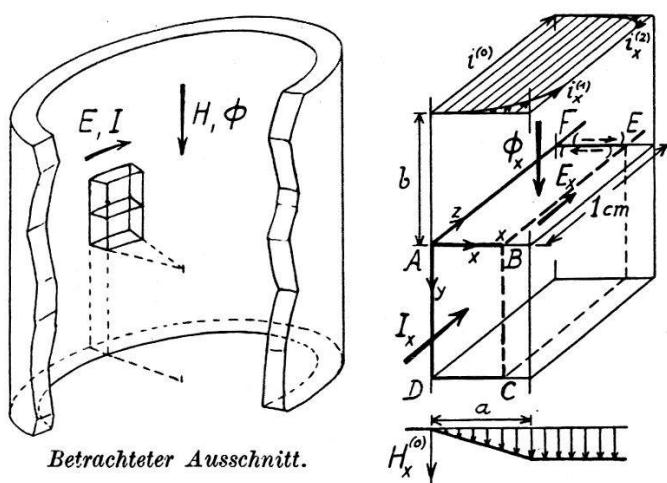


Fig. 1b.

Stromverdrängung in einer Platte (einlagige Spule).

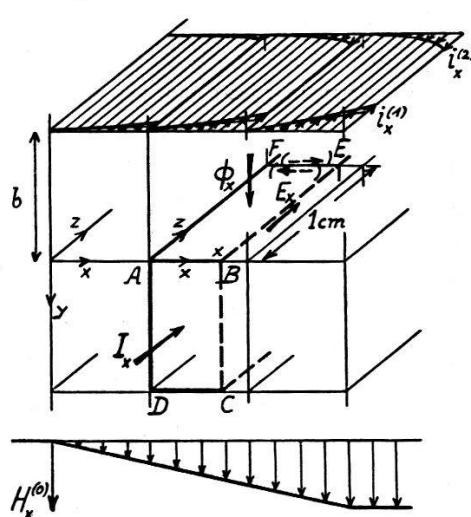


Fig. 1c.

Ausschnitt aus der Wicklung einer 3-lagigen Spule.

ist im Fall der Fig. 1a die Kreisfläche mit dem Radius x , im Fall der Fig. 1b und 1c die Rechteckfläche $ABCD$ Integralfläche. Nun weisen alle Amplitudengrößen G , weil wir ein Wechselstromproblem betrachten, eine zeitliche Abhängigkeit von der Form

$$G = G_{\max} \cdot e^{j\omega t}$$

auf; somit

$$\frac{\partial G}{\partial t} = j\omega G.$$

Für eine passend gewählte Fläche, in allen Figuren die Fläche $ABEF$ mit den Seitenlängen 1 cm und x lässt sich im Innern des Leiters (Permeabilität μ) der Kraftfluss nullter Näherung

$$\Phi_x^{(0)} = \mu \int H_x^{(0)} df = \mu \int_0^x H_x^{(0)} dx$$

und die zugehörige induzierte erste Wirbelspannung

$$\int_{ABEF} E_x^{(1)} ds = \frac{\partial \Phi^{(0)}}{\partial t} = j\omega \Phi^{(0)}$$

berechnen. Vom Linienintegral fallen die Stücke normal zur z -Achse und damit die Ströme quer zum Draht weg, da sich die Felder benachbarter Integrationskurven, wie die gestrichelten Pfeile andeuten, aufheben. Somit

$$\int E_x^{(1)} dx = E_x^{(1)} - E_0^{(1)}.$$

$E_0^{(1)}$, d. h. die induzierte Spannung in der Drahtachse (Fig. 1a) bzw. an der Aussenseite der Windungslage (Fig. 1b und c) dürfen wir als Integrationskonstante = 0 setzen. Wir wollen ja nur *einen* möglichen Zustand der Felder im Drahtinnern beschreiben, nämlich denjenigen, für den $E_0^{(0)}$ und $i_0^{(0)}$ die Randwerte des Gesamtfeldes

$$E_x = E_x^{(0)} + E_x^{(1)} + E_x^{(2)} + \dots$$

bzw. der Gesamtstromdichte

$$i_x = i_x^{(0)} + i_x^{(1)} + i_x^{(2)} + \dots$$

für $x = 0$ sind; es verschwinden also definitionsgemäß alle höheren Näherungen für $x = 0$: $i_0^{(1)} = 0, i_0^{(2)} = 0 \dots, E_0^{(1)} = 0, E_0^{(2)} = 0 \dots, H_0^{(1)} = 0 \dots$. Auf diesen methodisch sehr wichtigen Punkt kommen wir am Schluss bei der Besprechung der Literatur nochmals zurück.

Das elektrische Wirbelfeld erster Näherung an der Stelle x ist also einfach gleich der Änderung des „links davon“ verlaufenden Flusses pro 1 cm Drahtlänge:

$$E_x^{(1)} = j\omega \Phi_x^{(0)}.$$

Dieses Feld eilt dem Primärfeld $E_x^{(0)}$ um $\pi/2$ in der Phase voraus, trägt also nur *quadratisch* zum Betrag des Gesamtfeldes bei. Aus diesem Grunde müssen wir noch das Wirbelfeld zweiter Näherung $E_x^{(2)}$ berücksichtigen, welches eine Folge von $E_x^{(1)}$ ist, wie dieses eine Folge von $E^{(0)}$ ist. Dieses Feld wird, weil um π gegen $E^{(0)}$ verdreht, mit vollem Gewicht, also auch in 2. Ordnung zum Betrag des Gesamtfeldes beisteuern. Wir berechnen also der Reihe nach:

$$\begin{aligned} i_x^{(1)} &= \gamma E_x^{(1)} \\ I_x^{(1)} &= \int i_x^{(1)} df \\ \int H_x^{(1)} ds &= 4\pi I_x^{(1)} \\ \Phi^{(1)} &= \mu \int H_x^{(1)} dx \\ E_x^{(2)} &= j\omega \Phi_x^{(1)} \\ \dots &\dots \dots \dots \end{aligned}$$

und so fort bis zum Feld $H_x^{(2)}$.

Die bekannteste und uns auch hier am vorteilhaftesten erscheinende Art der Einführung des wirksamen Widerstandes R_ω und der wirksamen Selbstinduktion L_ω ist die energetische Definition:

R_ω mal Quadrat des Gesamtstromes soll die Wärmeentwicklung (unter Vernachlässigung der Strahlungsverluste) ergeben:

$$\int_{\text{(Leiterinhalt)}} \frac{|i_x|^2}{\gamma} dv = R_\omega |I_{x=a}|^2,$$

und: L_ω mal $\frac{1}{2} \cdot$ Quadrat des Gesamtstromes soll die gespeicherte magnetische Energie ergeben:

$$\begin{aligned} \frac{1}{8\pi} \int_{(\infty)} \mu |H_x|^2 dv &= \frac{\mu}{8\pi} \int_{\text{(Leiter)}} |H_x|^2 dv \\ + \frac{1}{8\pi} \int_{\text{(Aussenraum)}} |H_x|^2 dv &= \frac{1}{2} L_\omega |I_a|^2 = \frac{1}{2} (L_\omega^i + L_\omega^a) |I_a|^2. \end{aligned}$$

Die Trennung in innere und äussere Selbstinduktion ist hier besonders gerechtfertigt, da es sich um Stromverteilungen handelt, bei denen das Feld H_x im Aussenraum von der Verteilung des Stromes (als Funktion von ω) nicht abhängt, sondern nur vom Gesamt-

strom $|I_a|$. Von Interesse ist daher hier nur die innere Selbstinduktion

$$L_a^i = \frac{\mu}{4\pi |I_a|^2} \int_{(\text{Leiter})} |H_x|^2 dv .$$

Man erkennt, dass wir die Quadrate der Beträge der Gesamtgrößen

$$\begin{aligned} i_x &= i_x^{(0)} + i_x^{(1)} + i_x^{(2)} \\ I_x &= I_x^{(0)} + I_x^{(1)} + I_x^{(2)} \quad \text{für } x = a \\ H_x &= H_x^{(0)} + H_x^{(1)} + H_x^{(2)} \end{aligned}$$

zu bilden haben werden.

Die Ableitungen sind im folgenden zunächst so ausführlich wiedergegeben, dass sich jede weitere Erläuterung erübriggt. Sie erscheinen nur deshalb etwas lang, weil sie vollständig sind.

a) *Gerader Draht; Fig. 1a:*

$$\begin{aligned} i_x^{(0)} &= i^{(0)} = \gamma E^{(0)} \\ I_x^{(0)} &= \int i^{(0)} df = i^{(0)} \pi x^2 \\ \int H_x^{(0)} ds &= H^{(0)} \cdot 2\pi x = 4\pi I_x^{(0)} \\ H_x^{(0)} &= \frac{2 I_x^{(0)}}{x} = i^{(0)} \pi \cdot 2 x \\ \Phi_x^{(0)} &= \mu \int H_x^{(0)} df = i^{(0)} \mu \pi \cdot 2 \int_0^x x dx = i^{(0)} \mu \pi \cdot x^2 \\ E_x^{(1)} &= \frac{\partial \Phi^{(0)}}{\partial t} = j i^{(0)} \omega \mu \pi \cdot x^2 \\ i_x^{(1)} &= \gamma E_x^{(1)} = j i^{(0)} \gamma \omega \mu \pi \cdot x^2 = j i^{(0)} \beta \cdot x^2 . \end{aligned}$$

Abkürzung: $\beta = \gamma \omega \mu \pi$

$$\begin{aligned} I_x^{(1)} &= \int i_x^{(1)} df = \int_0^x i_x^{(1)} \cdot 2\pi x dx = j i^{(0)} \pi \beta \cdot \frac{x^4}{2} \\ H_1^{(1)} &= \frac{2 I_x^{(1)}}{x} = j i^{(0)} \pi \beta \cdot x^3 \\ \Phi_x^{(1)} &= \mu \int H_x^{(1)} df = j i^{(0)} \mu \pi \beta \cdot \frac{x^4}{4} \\ E_x^{(2)} &= \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} = - i^{(0)} \omega \mu \pi \beta \cdot \frac{x^4}{4} \\ i_x^{(2)} &= \gamma E_x^{(2)} = - i^{(0)} \gamma \omega \mu \pi \beta \cdot \frac{x^4}{4} = - i^{(0)} \beta^2 \cdot \frac{x^4}{4} \end{aligned}$$

$$I_x^{(2)} = \int i_x^{(2)} df = -i^{(0)} \beta^2 \frac{1}{4} \int_0^x x^4 \cdot 2\pi x dx = -i^{(0)} \pi \beta^2 \frac{x^6}{12}$$

$$H_x^{(2)} = \frac{2 I_x^{(2)}}{x} = -i^{(0)} \pi \beta^2 \frac{x^5}{6}$$

Zusammengefasst bis zur 2. Näherung ist:

$$i_x = i^{(0)} \left(1 + j\beta x^2 - \beta^2 \frac{x^4}{4} \right)$$

$$I_a = i^{(0)} \cdot \pi a^2 \left(1 + j\beta \frac{a^2}{2} - \beta^2 \frac{a^4}{12} \right)$$

$$H_x = i^{(0)} \cdot 2\pi x \left(1 + j\beta \frac{x^2}{2} - \beta^2 \frac{x^4}{12} \right).$$

Nach der Rechenregel

$$| (1 + \xi) + j\eta |^2 \approx 1 + 2\xi + \eta^2$$

ist

$$| i_x |^2 = | i^{(0)} |^2 (1 + \frac{1}{2} \beta^2 x^4)$$

$$| I_a |^2 = | i^{(0)} |^2 \cdot \pi^2 a^4 (1 + \frac{1}{12} \beta^2 a^4)$$

$$| H_x |^2 = | i^{(0)} |^2 \cdot 4\pi^2 x^4 (1 + \frac{1}{12} \beta^2 x^4).$$

Für die Integrale in R_ω und L_ω finden wir unter Einführung der Länge l des Drahtes und mit $dv = l \cdot 2\pi x dx$:

$$\int | i_x |^2 dv = | i^{(0)} |^2 l \cdot \pi a^2 (1 + \frac{1}{6} \beta^2 a^4)$$

$$\int | H_x |^2 dv = | i^{(0)} |^2 l \cdot 2\pi^3 a^4 (1 + \frac{1}{24} \beta^2 a^4).$$

Führen wir in

$$R_\omega = \frac{1}{\gamma | I_a |^2} \int | i_x |^2 dv = \frac{l}{\gamma \pi a^2} \cdot \frac{1 + \frac{1}{6} \beta^2 a^4}{1 + \frac{1}{12} \beta^2 a^4}$$

den Gleichstromwiderstand

$$R_0 = \frac{l}{\gamma \pi a^2}$$

ein, so finden wir als erste der gesuchten Formeln:

$$\frac{R_\omega = R_0 (1 + \frac{1}{12} \beta^2 a^4 + \dots)}{\beta = \gamma \omega \mu \pi} \quad (1a)$$

In

$$L_\omega^i = \frac{\mu}{4\pi | I_a |^2} \int | H_x |^2 dv = \frac{\mu l}{2} \cdot \frac{1 + \frac{1}{24} \beta^2 a^4}{1 + \frac{1}{12} \beta^2 a^4}$$

deutet wir

$$L_0^i = \frac{\mu l}{2}$$

als innere Selbstinduktion des Drahtes bei niedriger Frequenz; somit wird

$$\underline{L_\omega^i = L_0^i (1 - \frac{1}{2^4} \beta^2 a^4 + \dots)} \quad (2a)$$

Damit wäre der Aufbau der 1. Näherung des Skineffektes im Draht durch „Reihenentwicklung der Phänomene bis zur 2. Ordnung“ durchsichtig gemacht. Beachtenswert ist das Entstehen des Faktors

$$\beta = \gamma \omega \mu \pi$$

als Folge von vier Operationen, die den vier Teilerscheinungen: Erzeugung des Magnetfeldes (Multiplikation mit π) Erzeugung des induzierenden Flusses (Multiplikation mit μ) Zeitliche Änderung dieses Flusses (Multiplikation mit $j\omega$) Erzeugung des Sekundärstromes (Multiplikation mit γ) entsprechen.

b) *Einlagige Platte*; Fig. 1b. Wir kürzen hier etwas ab. Die Reihe der Näherungsgrössen lautet:

$$\begin{aligned} i_x^{(0)} &= i^{(0)} = \gamma E^{(0)} \\ I_x^{(0)} &= i^{(0)} b x \quad (b \text{ Breite des Drahtes}) \\ \int H_x^{(0)} ds &= H_x^{(0)} b = 4 \pi I_x^{(0)} \end{aligned}$$

denn die Beiträge zum Integral längs AB und CD sind = 0, und $H_x^{(0)} = 0$ für $x \leq 0$ nach Voraussetzung.

$$\begin{aligned} H_x^{(0)} &= i^{(0)} \pi \cdot 4 x = i^{(0)} \pi \cdot \frac{2^2}{1!} x \\ \Phi_x^{(0)} &= i^{(0)} \mu \pi \cdot \frac{2^2}{2!} x^2 \\ E_x^{(1)} &= j i^{(0)} \omega \mu \pi \cdot \frac{2^2}{2!} x^2 \\ i_x^{(1)} &= j i^{(0)} \gamma \omega \mu \pi \cdot \frac{2^2}{2!} x^2 = j i^{(0)} \beta \cdot \frac{2^2}{2!} x^2 \\ I_x^{(1)} &= j i^{(0)} \beta b \cdot \frac{2^2}{3!} x^3 \\ H_x^{(1)} &= j i^{(0)} \pi \beta \cdot \frac{2^4}{3!} x^3 \\ \Phi_x^{(1)} &= j i^{(0)} \mu \pi \beta \cdot \frac{2^4}{4!} x^4 \\ E_x^{(2)} &= - i^{(0)} \omega \mu \pi \beta \cdot \frac{2^4}{4!} x^4 \\ i_x^{(2)} &= - i^{(0)} \gamma \omega \mu \pi \beta \cdot \frac{2^4}{4!} x^4 = - i^{(0)} \beta^2 \frac{2^4}{4!} x^4 \\ I_x^{(2)} &= - i^{(0)} \beta^2 \frac{2^4}{5!} x^5 \\ H_x^{(2)} &= - i^{(0)} \pi \beta^2 \cdot \frac{2^6}{5!} x^5. \end{aligned}$$

Ferner

$$\begin{aligned} i_x &= i^{(0)} \left(1 + j \frac{2^2}{2!} \beta x^2 - \frac{2^4}{4!} \beta^2 x^4 \right) \\ I_a &= i^{(0)} \cdot b a \left(1 + j \frac{2^2}{3!} \beta a^2 - \frac{2^4}{5!} \beta^2 a^4 \right) \\ H_x &= i^{(0)} \cdot 4 \pi x \left(1 + j \frac{2^2}{3!} \beta x^2 - \frac{2^4}{5!} \beta^2 x^4 \right). \end{aligned}$$

Man erkennt hier, besser noch als im Beispiel a), das Bildungsgesetz der Zahlenfaktoren. Die Fakultäten in den Nennern lassen vermuten, dass die exakte Theorie auf Hyperbelfunktionen führen würde. Weiter ist

$$\begin{aligned} |i_x|^2 &= |i^{(0)}|^2 (1 + \frac{3}{8} \beta^2 x^4) \\ |I_a|^2 &= |i^{(0)}|^2 a^2 b^2 (1 + \frac{8}{45} \beta^2 a^4) \\ |H_x|^2 &= |i^{(0)}|^2 (4 \pi x)^2 (1 + \frac{8}{45} \beta^2 x^4) \\ R_\omega &= \frac{1}{\gamma |I_a|^2} \int |i_x|^2 dv = \frac{l}{ab\gamma} \cdot \frac{1 + \frac{8}{15} \beta^2 a^4}{1 + \frac{8}{45} \beta^2 a^4} \end{aligned}$$

oder

$$\underline{R_\omega = R_0 (1 + \frac{16}{45} \beta^2 a^4 + \dots)} \quad (1b)$$

a = Dicke des Drahtes bzw. der Platte.

$\beta = \gamma \omega \mu \pi$.

Ferner

$$\underline{L_\omega^i = \frac{\mu}{4\pi |I_a|^2} \int |H_x|^2 dv = \frac{4\pi}{3} \frac{\mu la}{b} \cdot \frac{1 + \frac{8}{105} \beta^2 a^4}{1 + \frac{8}{45} \beta^2 a^4}}$$

oder

$$\underline{L_\omega = L_0 (1 - \frac{32}{315} \beta^2 a^4 + \dots)} \quad (2b)$$

worin

$$\underline{L_0^i = \frac{4\pi}{3} \frac{\mu la}{b}}$$

die innere Selbstinduktion des l cm langen, zu einer mässig gebogenen Platte, d. h. zu einer Spule lückenlos einlagig zusammengelegten Drahtes der Dicke a und, in der Anlagerungsrichtung gemessen, der Breite b .

c) *Mehrlagige Platte*, Fig. 1c. Hier würde es mehr zu schreiben geben, weil von $H_x^{(0)}$ an alle Ausdrücke zweigliedrig werden wegen des Zusatzfeldes der äusseren Lagen. Wir betrachten, von aussen links an gezählt, die n te Lage:

$$\begin{aligned} E_x^{(0)} &= i^{(0)} = \gamma E^{(0)} \\ I_x^{(0)} &= i^{(0)} \cdot b x \\ H_x^{(0)} &= i^{(0)} \cdot 4 \pi x + i^{(0)} \cdot 4 \pi (n-1) a. \end{aligned}$$

Wir geben unter Weglassung der weiteren Grössen der Reihe gleich die Summen:

$$i_{x,n} = i^{(0)} [1 + j\beta (2x^2 + 4(n-1)ax) - \beta^2 (\frac{2}{3}x^4 + \frac{8}{3}(n-1)ax^3)]$$

$$I_{a,n} = i^{(0)} \cdot ba [1 + j\beta a^2 (\frac{2}{3} + 2(n-1)) - \beta^2 a^4 (\frac{2}{15} + \frac{2}{3}(n-1))]$$

$$H_{x,n} = i^{(0)} \cdot 4\pi [x + (n-1)a + j\beta (\frac{2}{3}x^3 + 2(n-1)ax^2) - \beta^2 (\frac{2}{15}x^5 + \frac{2}{3}(n-1)ax^4)],$$

woraus

$$|i_{x,n}|^2 = |i^{(0)}|^2 [1 + \beta^2 (\frac{8}{3}x^4 + \frac{32}{3}(n-1)ax^3 + 16(n-1)^2a^2x^2)]$$

$$|I_{a,n}|^2 = |i^{(0)}|^2 \cdot b^2 a^2 [1 + \beta^2 a^4 (\frac{8}{45} + \frac{4}{3}(n-1) + 4(n-1)^2)]$$

$$|H_{x,n}|^2 = |i^{(0)}|^2 \cdot 16\pi^2 [(x + (n-1)a)^2 + \beta^2 (\frac{8}{45}x^6 + \frac{16}{15}(n-1)ax^5 + \frac{8}{3}(n-1)^2a^2x^4)].$$

Für den Widerstand der n ten Lage mit der Drahtlänge l/m ($m =$ Zahl der Lagen) wird:

$$r_{\omega,n} = \frac{1}{\gamma |I_{a,n}|^2} \int_{\text{(Lagen)}} |i_{x,n}|^2 dv = \frac{l/m}{ab\gamma} (1 + \beta^2 a^4 (\frac{16}{45} + \frac{4}{3}(n-1) + \frac{4}{3}(n-1)^2))$$

$$= r_0 (1 + \frac{1}{45} \beta^2 a^4 (1 + 60(n - \frac{1}{2})^2))$$

Der gesamte wirksame Widerstand ist

$$R_{\omega} = \sum_{n=1}^m r_{\omega,n} = R_0 \left(1 + \frac{1}{45} \beta^2 a^4 \left(1 + 60 \frac{1}{m} \sum_{n=1}^m (n - \frac{1}{2})^2 \right) \right)$$

worin

$$R_0 = m r_0 = \frac{l}{ab\gamma}.$$

Für $m = 1$ geht diese Formel in (1b) über. Für grosses m ist die

Σ durch $\int_0^m n^2 dn = \frac{m^3}{3}$ ersetzbar. Somit

$$\underline{R_{\omega} = R_0 (1 + \frac{1}{45} \beta^2 a^4 (1 + 20m^2)) \text{ für } m \gg 1.} \quad (1c)$$

Für die innere Selbstinduktion der n ten Lage folgt nach längerer elementarer Umformung

$$l_{\omega,n}^t = \frac{\mu}{4\pi |I_{a,n}|^2} \int_{\text{(Lagen)}} |H_{x,n}|^2 dv =$$

$$\frac{l/m \cdot 4\pi \mu a n^3}{3b} \left[1 + \beta^2 a^4 \left(\frac{8}{5n^3} (\frac{5}{2} + (n - \frac{5}{6})^2) - 4(\frac{1}{60} + (n - \frac{5}{6})^2) \right) \right].$$

Die gesamte wirksame innere Induktivität

$$L_{\omega}^i = \sum_{n=1}^m l_{\omega, n}^i$$

führt zu einem recht unübersichtlichen Ausdruck, so dass wir uns auf den Grenzfall einer Spule mit sehr vielen Windungslagen beschränken wollen:

$$L_{\omega}^i = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{l}{m} \cdot \frac{\mu a}{b} \left(\int_0^m n^3 dn - 4 \beta^2 a^4 \int_0^m n^5 dn \right)$$

woraus

$$\underline{L_{\omega}^i = L_0^i (1 - \frac{8}{3} \beta^2 a^4 m^2 + \dots) \text{ für } m \gg 1} \quad (2c)$$

mit

$$L_0^i = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{\mu l a}{b} \cdot m^3$$

$$\beta = \gamma \omega \mu \pi.$$

a = Dicke einer Lage.

m = Zahl der Lagen.

b = Breite des Drahtes.

l = ganze Länge des Drahtes.

Während der Vergleich von (2a) mit (1a) und von 2b) mit (1b) die Vermutung auftauchen lässt, dass die innere Selbstinduktion *allgemein* weniger stark abnehme als der Widerstand zunehme, zeigt (2c) im Vergleich mit (1c), das für die viellagige Spule der relative Einfluss des (schwachen) Skineffektes auf die Selbstinduktion stärker ist als derjenige auf den Widerstand: $\frac{8}{3} > \frac{20}{45}$. Anschaulich lässt sich das so verstehen: Die durch das Volumintegral über den Wicklungsinhalt definierte „innere“ Selbstinduktion ist gar nicht immer so eine „innere“ Angelegenheit des Drahtes, die von der äusseren Form der Drahtfigur unabhängig ist und wie man sie sich bei der Einführung des Begriffes vorgestellt hat. Denn alle gegen die Spulenachse zu liegenden Windungen liegen im Feld der äusseren Lagen, weshalb $l_{\omega, n}^i$ mit n^3 ansteigt und zu L_{ω}^i fast nur die innersten Lagen, wo der Effekt am stärksten ist, allein beitragen. In R_{ω} dagegen tragen alle Windungslagen mit gleichem Gewicht zum gesamten Skineffekt bei.

Auf die bekannten Schlussfolgerungen für die Praxis, nämlich die Vermeidung viellagiger Spulen und die Verwendung von Litzendraht, braucht hier nicht eingegangen zu werden.

Bemerkungen zur Literatur. In der hier nur unvollständig zitierten Originalliteratur⁹⁾¹⁰⁾¹²⁾ wie in den Lehrbüchern¹...⁸⁾ wird meist nach einer *vollständigen* Lösung der Maxwell'schen

Gleichungen getrachtet, was im Falle des geraden kreiszylindrischen Drahtes auf Bessel'sche Funktionen, im Falle der Platte auf Hyperbel-Funktionen führt. Dieses Vorgehen ist das natürliche, wenn man nicht gerade, wie er *hier* der Fall ist, *Näherungsformeln* in ihrer *Entstehung* verständlich machen will.

Den Gedanken der näherungsweisen Behandlung hat WIEN¹¹⁾ in seiner Theorie der ein- und mehrlagigen Spule durchzuführen versucht; allerdings arbeitet er nur mit dem Wirbelstrom 1. Näherung, was im allgemeinen nicht zulässig erscheint. Das Problem wurde von SOMMERFELD exakt für lückenlose Wicklung¹²⁾³⁾ nochmals aufgegriffen; dort finden sich auch unsere Formeln (1b), (2b) und (1c). Formel (2c) für die innere Selbstinduktion der mehrlagigen Spule haben wir in der uns zugänglichen Literatur nicht gefunden.

Unserer Darstellung am nächsten kommt MÖLLER mit seiner Theorie der Stromverdrängung in der einlagigen Spule⁷⁾. Aber MÖLLER wählt die Randbedingungen anders als wir. Für ihn tritt z. B. der Wirbelstrom $i_x^{(1)}$ ausserhalb des untersuchten Drahtes nicht in Erscheinung; also muss ein Rückstrom $i_0^{(1)}$ in der feldärmeren Zone des Drahtes so gewählt werden, dass $\int i_x^{(1)} df$ über den Leiterquerschnitt genommen = 0 ist. Forderungen solcher Art stellen wir nicht, sondern wir lassen $E_x^{(1)}, i_x^{(1)}, I_x^{(1)}, H_x^{(1)}, E_x^{(2)} \dots$ für $x = 0$ zu null werden. Dadurch schliesst sich die obige Darstellung den Reihenentwicklungen der vollständigen Theorie so eng an, dass jedes Korrekturglied $E_x^{(1)}, H_x^{(1)} \dots$ unmittelbar ein Glied dieser Reihenentwicklung und damit eine anschauliche Deutung desselben ist.

Literatur.

- ¹⁾ BREISIG, Theoretische Telegraphie, 1924, S. 510.
- ²⁾ COHN, Das elektromagnetische Feld, 1900, S. 354 und 457.
- ³⁾ FRANK und MISES, Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik II, 1927, Artikel Sommerfeld S. 499.
- ⁴⁾ Handbuch der Physik, hrsg. von GEIGER und SCHEEL, Bd. XV, S. 339.
- ⁵⁾ HORT, Differentialgleichungen des Ingenieurs, 1914, S. 513.
- ⁶⁾ MESNY, Radio-Electricité Générale I, 1935, S. 274.
- ⁷⁾ KORSHENOWSKY und RUNGE, Lehrbuch der drahtlosen Nachrichtentechnik I, 1940, Artikel Möller S. 34.
- ⁸⁾ ORLICH, Kapazität und Induktivität, 1909, S. 134.
- ⁹⁾ MAXWELL, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus, 1883 (engl. Orig. 1873), § 689.
- ¹⁰⁾ RAYLEIGH, Phil. Mag. 21, 381, 1886.
- ¹¹⁾ WIEN, Ann. d. Physik 14, 1, 1904.
- ¹²⁾ SOMMERFELD, Ann. d. Physik 15, 673, 1904.