Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 52 (1961)

Heft: 10

Artikel: Beugung einer ebenen elektromagnetischen Welle an einem kreisförmigen Ferritzylinder

Autor: Eggimann, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916836

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: 04.12.2025

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

Literatur

[1] *Guggenbühl, W.* und *M. J. O. Strutt:* Experimentelle Untersuchung und Trennung der Rauschursachen in Flächentransistoren. AEÜ Bd. 9(1955), Nr. 6, S. 259...269.

[2] *Veloric, H. S.* und *M. B. Prince:* High-Voltage Conductivity-Modulated Silicon Rectifier. Bell Syst. techn J. Bd. 36(1957), Nr. 4, S. 975...1004.

[3] *Webster, W. M.:* On the Variation of Junction-Transistor Current-Amplification Factor with Emitter Current. Proc. IRE Bd. 42(1954), Nr. 6, S. 914...920.

[4] *Fonger, W. H.:* A Determination of 1/f Noise Sources in Semiconductor Diodes and Triodes in "Transistors I", hg. von "RCA Laboratories". Princeton N. J.: März 1956. S. 239...295.

[5] *Early, J. M.:* Design Theory of Junction Transistors. Bell Syst. techn. J. Bd. 32(1953), Nr. 6, S. 1271...1312.

Adresse des Autors:

Bruno Kurz, dipl. El.-Ing. ETH, Hungerbergstrasse 37, Zürich 46.

Beugung einer ebenen elektromagnetischen Welle an einem kreisförmigen Ferritzylinder [1)]

Von *W. Eggimann*, Cleveland

621.396.677.8 : 538.566

Einleitung

Die Beugung von elektromagnetischen Wellen an einem dielektrischen Kreiszylinder ist in mehreren Arbeiten behandelt worden. Die vollständige Lösung für beliebige Einfallsrichtung wurde von *Wait* angegeben [1][2]). Näherungsformeln für dünne Zylinder (d. h., wenn die Wellenlänge gross ist verglichen mit dem Zylinderdurchmesser) und für das Fernfeld wurden in jener Arbeit ebenfalls behandelt.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf den Fall senkrechter Einfallsrichtung, für welchen eine genaue Lösung in Form einer Reihenentwicklung von Zylinderfunktionen angegeben werden kann. Der Ferritzylinder ist durch ein konstantes Magnetfeld längs seiner Achse magnetisiert. Dank den nichtreziproken Eigenschaften des Ferrites ist eine unsymmetrische Verteilung des Beugungsfeldes bezüglich der Einfallsrichtung zu erwarten. Das Beugungsfeld ist eine Funktion des Permeabilitätstensors des Ferrites, welcher seinerseits durch die Magnetisierung des Materials bestimmt ist. Es muss daher möglich sein, das Beugungsfeld mittels der angelegten magnetischen Feldstärke zu beeinflussen.

Die mathematische Lösung

Gegeben sei ein unendlich langer Ferritzylinder, dessen Achse mit der z-Achse und der Richtung eines konstanten Magnetfeldes H_0 identisch ist. Die ebene elektromagnetische Welle fällt in Richtung der positiven x-Achse ein. Unter diesen Umständen kann das Problem zweidimensional in der xy-Ebene behandelt werden. Die Polarisation der Welle ist beliebig angenommen. Das Feld kann in diesem Fall in zwei Felder zerlegt werden, von welchen eines senkrecht ($\vec{E} = E\vec{e}_y$), das andere parallel ($\vec{E} = E\vec{e}_z$) zur Zylinderachse polarisiert ist (Fig. 1). Im ersten Falle ist die magnetische Feldstärke der Welle parallel zur Magnetisierung des Ferritzylinders, und der Permeabilitätstensor ist ein Skalar. Man kann deshalb den Ferritzylinder wie einen dielektrischen Zylinder behandeln. Ist hingegen die Welle parallel zur z-Achse polarisiert, dann stehen die Magnetisierung und das magnetische Feld der Welle senkrecht aufeinander, und es findet eine Wechselwirkung mit den präzessierenden magnetischen Elektrondipolmomenten des Ferrites statt. Daraus folgt, dass in den Maxwellschen Gleichungen die Permeabilitätskonstante durch einen Tensor ersetzt werden muss:

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} = \mathrm{j}\omega\vec{D} = \mathrm{j}\omega\,\varepsilon\,\vec{E} \tag{1a}$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -\mathrm{j}\omega\vec{B} = -\mathrm{j}\omega\,(\vec{\mu})\cdot\vec{H} \tag{1b}$$

Da alle Ableitungen in der z-Richtung verschwinden, kann Gl. (1b) durch eine zweidimensionale Tensorgleichung ersetzt werden

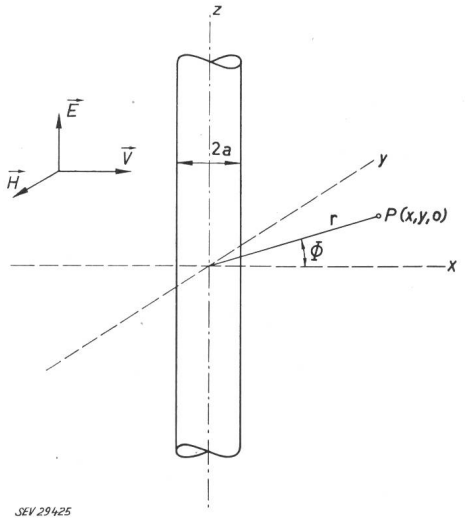


Fig. 1
Senkrechter Einfall der ebenen Welle auf den Ferritzylinder
a Zylinderradius; *x, y, z* rechtwinklige Koordinaten; *r, Φ* Polarkoordinaten; *P* Feldpunkt; *E* elektrische Feldstärke; *V* Fortpflanzungsrichtung; *H* magnetische Feldstärke

$$\vec{B} = -\frac{1}{\mathrm{j}\omega}\left\|\begin{matrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{matrix}\right\|\cdot\vec{\nabla}E_z = -\frac{1}{\mathrm{j}\omega}\cdot\left\|\begin{matrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{matrix}\right\|\cdot\left\|\begin{matrix}\dfrac{\partial}{\partial x}\\ \dfrac{\partial}{\partial y}\end{matrix}\right\|\cdot E_z \tag{2}$$

(Hier bedeutet $\vec{\nabla}$ den zweidimensionalen Gradient.)
Für die magnetische Feldstärke im freien Raum ergibt sich

$$\vec{H} = -\frac{1}{\mathrm{j}\omega}(\mu_0)^{-1}\cdot\left\|\begin{matrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{matrix}\right\|\cdot\vec{\nabla}E_z \tag{3}$$

und im Ferrit

$$\vec{H} = -\frac{1}{\mathrm{j}\omega}(\vec{\mu})^{-1}\cdot\left\|\begin{matrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{matrix}\right\|\cdot\vec{\nabla}E_z \tag{4}$$

Der Permeabilitätstensor kann mit Hilfe eines einfachen Elektronenmodells berechnet werden [2]. Die magnetischen Eigenschaften des Elektrons können durch einen magnetischen Dipol, welcher um die Richtung des magnetischen Feldes präzessiert, dargestellt werden. Die Wechselwirkung zwischen den induzierten magnetischen Feldstärken in der x- und y-Richtung wird dann durch den Permeabilitätstensor ausgedrückt, welcher in zwei Dimensionen lautet:

[1]) Die Arbeit wurde im Auftrag des Electronic Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center ausgeführt und ist in englischer Sprache in den IRE Transactions on Microwave Theory erschienen.

[2]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

$$\vec{\mu} = \begin{Vmatrix} \mu & -\mathrm{j}k \\ \mathrm{j}k & \mu \end{Vmatrix} \tag{5}$$

Die beiden Komponenten μ und k sind:

$$\mu = \mu_0 \frac{\gamma^2 \mu_0 H_0 B_z - \omega^2}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \tag{6}$$

$$k = \mu_0 \frac{\omega \gamma \mu_0 M_z}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \tag{7}$$

wo

$$B_z = \mu_0 (H_0 + M_z)$$

bedeutet.

(γ gyromagnetisches Verhältnis für den Elektronspin.)

Mit Gl. (5) kann der reziproke Permeabilitätstensor berechnet werden:

$$(\vec{\mu})^{-1} = \frac{1}{\mu^2 - k^2} \cdot \begin{Vmatrix} \mu & \mathrm{j}k \\ -\mathrm{j}k & \mu \end{Vmatrix} \tag{8}$$

Gl. (4) und (8) ergeben:

$$\vec{H} = -\frac{1}{\mathrm{j}\omega} \cdot \frac{1}{\mu^2 - k^2} \cdot \begin{Vmatrix} -\mathrm{j}k & \mu \\ -\mu & -\mathrm{j}k \end{Vmatrix} \cdot \vec{\nabla} E_z \tag{9}$$

In rechtwinkligen Koordinaten erhält man:

$$H_x = \frac{1}{\mathrm{j}\omega (\mu^2 - k^2)} \left(\mathrm{j}k \frac{\partial E_z}{\partial x} - \mu \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \tag{10a}$$

$$H_y = \frac{1}{\mathrm{j}\omega (\mu^2 - k^2)} \left(\mu \frac{\partial E_z}{\partial x} + \mathrm{j}k \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \tag{10b}$$

und in zylindrischen Koordinaten:

$$H_r = \frac{1}{\omega (\mu^2 - k^2)} \left(k \frac{\partial E_z}{\partial r} + \mathrm{j}\omega \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \Phi} \right) \tag{11a}$$

$$H_\Phi = \frac{1}{\omega (\mu^2 - k^2)} \left(\mathrm{j}\mu \frac{\partial E_z}{\partial r} - k \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \Phi} \right) \tag{11b}$$

Das Primärfeld

Die Randbedingung, die das elektromagnetische Feld erfüllen muss, ist die Stetigkeit der tangentiellen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten an der Zylinderoberfläche. Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, die einfallende Primärwelle in Zylinderkoordinaten auszudrücken. Eine zweckmässige Darstellung kann durch eine Reihenentwicklung in Zylinderfunktionen geschehen [3]:

$$E_z^P = E_0 \exp \mathrm{j}(\omega t - \beta x) = E_0 \exp \mathrm{j}(\omega t - \beta r \cos\Phi) =$$

$$= E_0 \exp(\mathrm{j}\omega t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\mathrm{j})^n J_n(\beta r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{12}$$

Das magnetische Feld kann mit Gl. (11) berechnet werden ($\mu = \mu_0$, $k = 0$):

$$H_r^P = \frac{1}{\omega \mu_0} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \Phi} =$$

$$= \frac{E_0}{\omega \mu_0 r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\mathrm{j})^n J_n(\beta r)\, n \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{13a}$$

$$H_\Phi^P = \frac{\mathrm{j}}{\omega \mu_0} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial r} \cdot =$$

$$= \frac{\mathrm{j}\beta E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\mathrm{j})^n J_n'(\beta r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{13b}$$

Alle Ableitungen der Zylinderfunktionen sind bezüglich des Argumentes vorzunehmen.

Das Streufeld

Für das Streufeld ist es angebracht, eine zweckentsprechende Darstellung zu wählen. Es zeigt sich, dass die Anwendung der Hankelfunktionen zweiter Ordnung hier zweckmässig wäre, da in diesem Falle die asymptotische Näherung für grosse Argumente eine auslaufende Welle ergibt:

$$E_z^s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^s H_n^{(2)}(\beta r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{14}$$

$$H_r^s = \frac{1}{\omega \mu_0} \cdot \frac{1}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^s H_n^{(2)}(\beta r)\, n \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{15a}$$

$$H_\Phi^s = \frac{\mathrm{j}\beta}{\omega \mu_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^s H_n'^{(2)}(\beta r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{15b}$$

Das Innenfeld

Für das Feld innerhalb des Ferritzylinders wählt man Zylinderfunktionen erster Art:

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(\beta_2 r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \tag{16}$$

$$H_r = \frac{1}{\omega (\mu^2 - k^2)} \left[k \beta_2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n'(\beta_2 r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(\beta_2 r)\, n \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \right] \tag{17a}$$

$$H_\Phi = \frac{\mathrm{j}}{\omega (\mu^2 - k^2)} \left[\mu \beta_2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n'(\beta_2 r) \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) + \right.$$

$$\left. + \frac{k}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(\beta_2 r)\, n \exp(-\mathrm{j}\, n\, \Phi) \right] \tag{17b}$$

Es kann gezeigt werden, dass die Wellenzahl im Ferrit gegeben ist durch:

$$\beta_2^2 = \omega^2 \mu_{eff} \varepsilon \tag{18}$$

Die effektive Permeabilität ist:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \tag{19}$$

In Gl. (13)...(17) wurde die harmonische Zeitfunktion $\exp(\mathrm{j}\omega t)$ weggelassen.

Die Randbedingungen

Der stetige Übergang der tangentiellen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten verlangt:

$$E_z^P + E_z^s = E_z \quad \text{für } r = a \tag{20}$$

$$H_\Phi^P + H_\Phi^s = H_\Phi \quad \text{für } r = a \tag{21}$$

Setzt man Gl. (12) bis (17) in (20) und (21) ein und eliminiert a_n, so ergibt sich

$$a_n^s = -E_0 (\mathrm{j})^n \left\{ \frac{\dfrac{D_n(\beta_2 a)}{J_n(\beta_2 a)} - \dfrac{J_n'(\beta a)}{J_n(\beta a)}}{\dfrac{D_n(\beta_2 a)}{J_n(\beta_2 a)} - \dfrac{H_n'^{(2)}(\beta a)}{H_n^{(2)}(\beta a)}} \right\} \frac{J_n(\beta a)}{H_n^{(2)}(\beta a)} \tag{22}$$

Wobei

$$D_n(\beta_2 a) = \frac{\mu_0}{\mu_{eff}} \cdot \frac{\beta_2}{\beta} \left[J_n'(\beta_2 a) + \frac{k}{\mu} \cdot \frac{n}{\beta_2 a} J_n(\beta_2 a) \right] \tag{23}$$

Für $k \to 0$ wird der Permeabilitätstensor skalar, und man erhält den Fall des dielektrischen Zylinders.

Näherungsformeln

a) Der dünne Zylinder

$$\beta a \ll 1, \quad \beta_2 a \ll 1$$

$$C_{\pm n} = \mathrm{j} \left\{ \frac{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\beta}{\beta_2} \left[\frac{n}{\beta_2 a} \left(1 \pm \frac{k}{\mu}\right) - \frac{J_{n+1}(\beta_2 a)}{J_n(\beta_2 a)} \right] - \frac{n}{\beta a} + \frac{J_{n+1}(\beta a)}{J_n(\beta a)}}{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\beta}{\beta_2} \left[\frac{n}{\beta_2 a} \left(1 \pm \frac{k}{\mu}\right) - \frac{J_{n+1}(\beta_2 a)}{J_n(\beta_2 a)} \right] - \frac{n}{\beta a} + \frac{H_{n+1}^{(2)}(\beta a)}{H_n^{(2)}(\beta a)}} \right\} \frac{J_n(\beta a)}{H_n^{(2)}(\beta a)} E_0 \tag{31}$$

Für den Fall, wo die Wellenlänge verglichen mit dem Zylinderradius gross ist, können die Zylinderfunktionen in Potenzreihen entwickelt werden. Bei Vernachlässigung der höheren Potenzen erhält man für die Streuungskoeffizienten:

$$a_0^s = -\tfrac{1}{4}\pi(\beta a)^2 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right) E_0 \cdot \mathrm{j} \tag{24}$$

$$a_{\pm n}^s = \pm \frac{n}{2^{2n}(n!)^2} \pi (\beta a)^{2n} \frac{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 \pm \frac{k}{\mu}\right) - 1}{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 \pm \frac{k}{\mu}\right) + 1} E_0 (\mathrm{j})^{n+1} \tag{25}$$

Für den dielektrischen Zylinder ($k = 0$) gilt die Beziehung

$$a_n^s = -a_{-n}^s \tag{26}$$

In erster Näherung können alle Glieder ausser $n = 0$, ± 1 vernachlässigt werden:

$$E_z^s(r,\Phi) = \frac{1}{4}\pi(\beta a)^2 E_0 \left\{ -\mathrm{j}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right) H_0^{(2)}(\beta r) + \right.$$

$$+ H_1^{(2)}(\beta r) \left[\frac{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 + \frac{k}{\mu}\right) - 1}{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 + \frac{k}{\mu}\right) + 1} \exp(-\mathrm{j}\Phi) - \right.$$

$$\left. \left. - \frac{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 - \frac{k}{\mu}\right) - 1}{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 - \frac{k}{\mu}\right) + 1} \exp(\mathrm{j}\Phi) \right] \right\} \tag{27}$$

b) Näherungsformeln für das Fernfeld

Für grosse Argumente können die Hankelfunktionen ersetzt werden durch:

$$\lim_{Z \to \infty} H_n^{(2)}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cdot \exp\left[-\mathrm{j}z + \mathrm{j}\frac{\pi}{4}(2n+1)\right] = (\mathrm{j})^n H_0^{(2)}(z) \tag{28}$$

Mit den Gl. (14), (22) und (28) erhält man:

$$E_z^s = \mathrm{j} H_0^{(2)}(\beta r) \left[C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (C_{-n} + C_n) \cos n\Phi + \mathrm{j}(C_{-n} - C_n) \sin n\Phi \right] \tag{29}$$

wo die Koeffizienten C_n gegeben sind durch:

$$C_{\pm n} = -(\mathrm{j})^{1-n} a_{\pm n}^s \tag{30}$$

Für Berechnungszwecke ist es vorteilhaft, die Koeffizienten $C_{\pm n}$ durch positive Zylinderfunktionen auszudrücken.

Für den dielektrischen Zylinder ist $C_n = C_{-n}$, und der Sinus in Gl. (29) verschwindet. Damit wird das Streufeld symmetrisch bezüglich $\Phi = 0$.

Für den dünnen Zylinder erhält man mit den Gl. (25) und (30):

$$C_{\pm n} = \pm \frac{n}{2^{2n}(n!)^2} \pi (\beta a)^{2n} \frac{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 \pm \frac{k}{\mu}\right) - 1}{\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\left(1 \pm \frac{k}{\mu}\right) + 1} E_0 \tag{32}$$

d. h. die Koeffizienten sind reell. Es kann gezeigt werden, dass $E_z(r, \Phi)$ eine gerade Funktion von Φ ist. Für eine asymmetrische Feldverteilung muss $C_{\pm n}$ komplex sein, d. h. eine zweite Näherung in Gl. (22) muss berücksichtigt werden. Für den dünnen Zylinder ist daher ein symmetrisches Fernfeld zu erwarten.

Es ist bemerkenswert, dass der Phasenwinkel θ des Streufeldes eine ungerade Funktion des Streuwinkels Φ ist. Gl. (29) ergibt

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sum_{n=l}^{\infty} (-1)^n (C_{-n} - C_n) \sin(n\Phi)}{C_0 + \sum_{n=l}^{\infty} (-1)^n (C_n - C_n) \cos(n\Phi)} \approx$$

$$\approx \frac{\left(\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\right)^2 \frac{k}{\mu} \sin\Phi}{\left[\left(\frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{k}{\mu}\right)^2\right] - 1\right] \cos\Phi - \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)\left[\left(\frac{\mu_0}{\mu_{eff}} + 1\right)^2 - \left(\frac{k}{\mu} \cdot \frac{\mu_0}{\mu_{eff}}\right)^2\right]} = \frac{a \sin\Phi}{b \cos\Phi - c} \tag{33}$$

a, b und c sind durch Gl. (33) bestimmt. Der Streuwinkel für maximale Phasendifferenz ergibt sich mit

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\Phi}(\operatorname{tg}\theta) = 0 \text{ zu}$$

$$\Phi_{max} = \arccos\frac{b}{c} \tag{34}$$

Numerische Berechnungen

Gl. (33) zeigt, dass der Phasenwinkel θ des Streufeldes für den dünnen Zylinder in erster Näherung unabhängig von der Wellenlänge oder dem Zylinderradius ist. Für typische Werte

$$\frac{\mu_0}{\mu_{eff}} = 1, \quad \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 11$$

erhält man für Gl. (33):

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\frac{k}{\mu}\sin\Phi}{\left(\frac{k}{\mu}\right)^2 \cos\Phi + 5\left(\frac{k}{\mu}\right)^2 - 20} \tag{35}$$

In Fig. 2 ist $\theta(\Phi)$ für verschiedene Werte des Parameters k/μ aufgetragen. Für kleine und grosse k/μ erhält man die grösste Phasenverschiebung (bezogen auf die Phase der Einfallsrichtung $\Phi = 0$) für einen Streuwinkel $\Phi = 90°$. Im Bereich $1{,}83 < k/\mu < 2{,}24$ wird $\operatorname{tg}\theta$ für gewisse Werte von Φ unendlich, und der Phasenwinkel θ nimmt mit zunehmendem Streuwinkel Φ stetig zu. Das Streufeld erscheint in Form einer Spiralwelle (Fig. 3). Die Ursache für dieses Verhalten ist in den präzessierenden magnetischen Dipolmomenten der Elektronen zu suchen. Aus Gl. (33) ist zu ersehen, dass für den nichtdielektrischen Zylinder ($\varepsilon/\varepsilon_0 = 1$) die Streuwelle für alle Werte des Magnetfeldes (d. h. für alle $k/\mu = 1$) spiralförmig ist. Für grosse und kleine k/μ

sind jedoch die dielektrischen Eigenschaften des Ferrites vorherrschend, und die Spiralwelle wird durch die am dielektrischen Zylinder gestreute Welle unterdrückt.

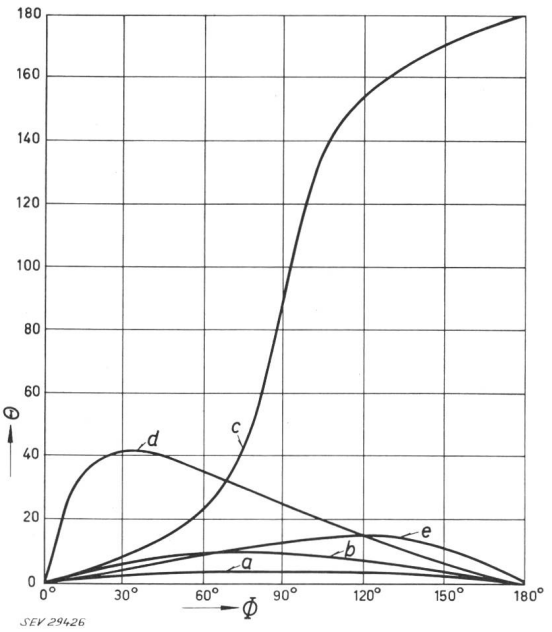


Fig. 2
Phasenwinkel des elektrischen Feldes als Funktion des Streuwinkels
Näherung für das Fernfeld und den dünnen Zylinder (Gl. 35)

a: $\frac{k}{\mu} = 1$; b: $\frac{k}{\mu} = 1{,}5$; c: $\frac{k}{\mu} = 1{,}8$; d: $\frac{k}{\mu} = 2$; e: $\frac{k}{\mu} = 2{,}5$

Numerische Berechnungen der Gl. (14) wurden mit Hilfe einer Univac-Rechenmaschine ausgeführt. Um das Rechenprogramm zu vereinfachen, wurde die Gl. (31) verwendet, wo die Ableitungen der Zylinderfunktionen und Funktionen negativer Ordnung durch solche positiver Ordnung ersetzt worden sind.

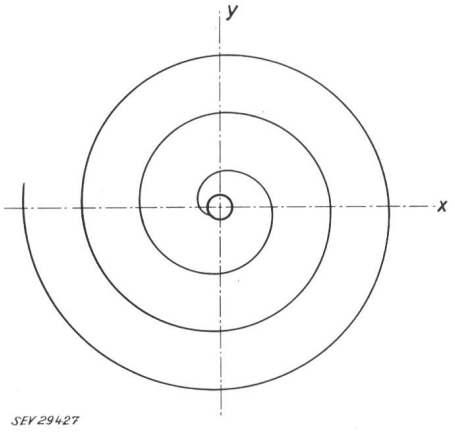


Fig. 3
Am dünnen Zylinder gestreute Spiralwelle
Die Spirale gibt den Ort konstanter Phase für das elektrische Feld an

Amplitude und Phasenwinkel sind in Fig. 4 und 5 aufgetragen. Für gewisse Werte der Parameter a, k/μ und $\beta_2\, a$ erhält man auch hier eine Spiralwelle. Es ist interessant, dass ausgenommen für grosse k/μ entweder die Amplitude oder der Phasenwinkel eine ungerade Funktion des Streuwinkels ist, so dass die einfallende Welle stets unsymmetrisch gebeugt wird.

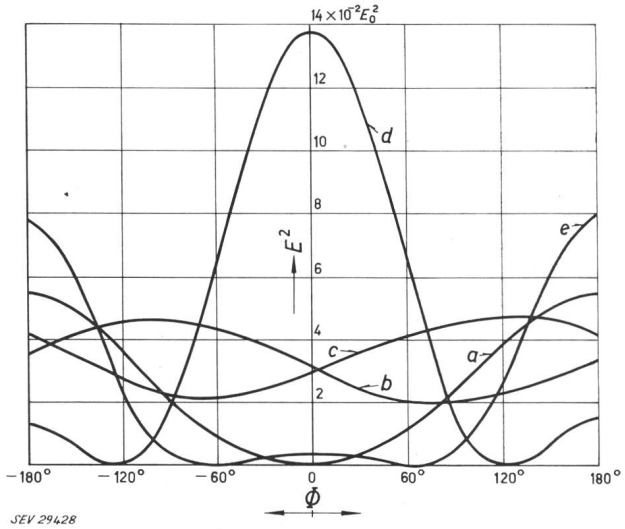


Fig. 4
Amplitude E^2 des gestreuten elektrischen Feldes als Funktion des Streuwinkels Φ

a	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 0{,}25$	$\beta r = 20$
b	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 0{,}5$	$\beta r = 20$
c	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 3{,}0$	$\beta r = 20$
d	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 285$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 0{,}25$	$\beta r = 20$
e	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 380$	$a = 5{,}0$ mm	$k/\mu = 3{,}0$	$\beta r = 20$

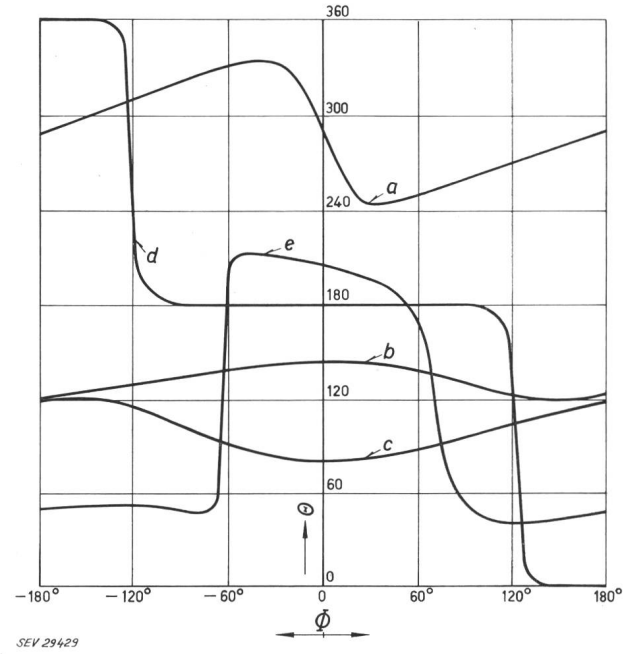


Fig. 5
Phasenwinkel Θ des gestreuten Feldes als Funktion des Streuwinkels Φ

a	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 0{,}25$	$\beta r = 20$
b	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 0{,}5$	$\beta r = 20$
c	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 3{,}0$	$\beta r = 20$
d	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 2{,}5$ mm	$k/\mu = 0{,}25$	$\beta r = 20$
e	$\beta a = 0{,}475$	$\beta_2 a = 142$	$a = 5{,}0$ mm	$k/\mu = 3{,}0$	$\beta r = 20$

Schlussbemerkungen

Die Berechnungen zeigen, dass die Richtung grösster Feldstärke für die gestreute Welle von der Magnetisierung des Ferrites abhängt. Durch eine passende Anordnung von mehreren Ferriten kann das Streufeld in eine Richtung konzentriert werden (Fig. 6). In dieser Richtung sind die ge-

streuten Felder in Phase mit dem Primärfeld, während sie in der entgegengesetzten Richtung in Gegenphase sind. Wird das angelegte Magnetfeld zyklisch verändert, so rotiert das Streufeld um die Antennenachse. Mit einer grossen Zahl von Ferritzylindern kann das gewünschte Feld theoretisch mit beliebiger Genauigkeit angenähert werden. Fig. 5 zeigt, dass der Phasenwinkel θ innerhalb kleiner Streuwinkeländerungen starken Schwankungen unterliegt. Dies sollte sehr schmale Strahlenbündel möglich machen. Die grossen Amplitudenschwankungen ergeben jedoch starke Seitenbänder.

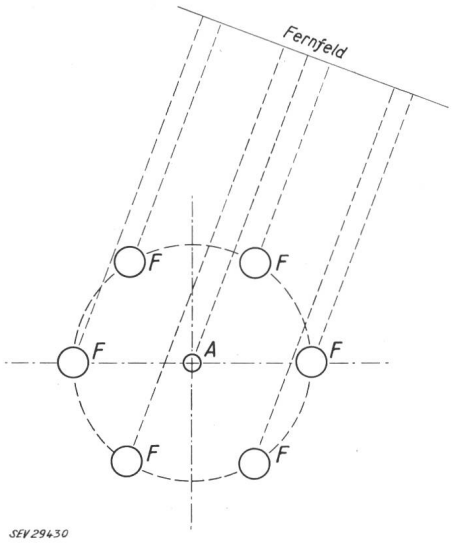


Fig. 6

Kreisförmige Anordnung von 6 Ferritzylindern (*F*) um eine Antenne (*A*)

Die von den Zylindern gestreute Welle ist in Phase mit dem Antennenfeld in der gewünschten Richtung und in Gegenphase in der entgegengesetzten Richtung

Für die praktische Konstruktion einer solchen Antenne muss zuerst das Streufeld experimentell bestimmt werden. Von diesem wird dann das Magnetfeld, welches das gewünschte Strahlungsfeld ergibt, berechnet. Dies scheint allerdings eine Aufgabe, welche mechanisch und elektrisch grosse Anforderungen stellt. Der Vorteil einer solchen Antenne ist, dass die Rotation des Antennenfeldes elektronisch und damit trägheitslos erfolgen kann. Damit sind auch viel grössere Umdrehungsgeschwindigkeiten möglich als mit einem rein mechanischen System.

Literatur

[1] *Wait, J. R.:* Scattering of a Plane Wave from a Circular Dielectric Cylinder at oblique Incidence. Canad. J. Phys. Bd. 33(1955), Nr. 5, S. 189...195.

[2] *Hogan, C. L.:* The Ferromagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies and its Applications. The Microwave Gyrator. Bell Syst. techn. J. Bd. 31(1952), Nr. 1, S. 1...31.

[3] *Stratton, J. A.:* Electromagnetic Theory. New York, London: McGraw-Hill 1941. Kap. 6. 11: The Addition Theorem for Circulary Cylindrical Waves. S. 372...374.

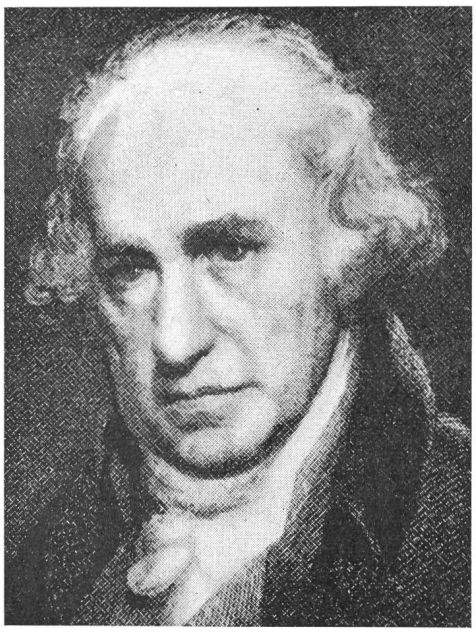
Adresse des Autors:

W. Eggimann, dipl. Elektroingenieur ETH, Electrical Engineering Dept., Case Institute of Technology, 10900 Euclid Ave., Cleveland 6/ Ohio (USA).

JAMES WATT

1736—1819

Am 29. Januar 1736 wurde James Watt, der Erfinder der Dampfmaschine, im englischen Städtchen Grennock am Clyde geboren. Er erlernte in Glasgow und London den Beruf eines Mechanikers und erhielt in Glasgow die Stelle eines Universitätsmechanikers.



In den englischen Bergwerken hatte man sich schon lange bemüht, an Stelle menschlicher und tierischer Kräfte den Dampf einzusetzen, vor allem für Pumpwerke. Eine um 1712 von *Thomas Newcomen* konstruierte Maschine fand zwar sowohl in England als auch auf dem Festland einige Verbreitung, wies aber zahlreiche Mängel auf. 1763 erhielt Watt den Auftrag, diese Newcomensche Maschine zu verbessern. Er fand die Ursache für die grossen Wärmeverluste der Maschine, entwickelte ein eigenes Modell, für das er am 5. Januar 1769 das Patent erhielt.

James Watt konnte, wie wenige seinesgleichen, die Früchte seiner Erfindung geniessen. Als er im Jahre 1800 seinem Sohne die Nachfolge übergab, waren in der Fabrik schon mehr als 600 Arbeiter beschäftigt. 1817 reiste Watt selber mit dem Dampfer über den Kanal und auf dem Rhein bis Koblenz, überall begrüsst und bejubelt. Zwei Jahre später erlebte er noch, dass das erste Dampfschiff den Atlantik überquerte.

Am 19. August 1819 starb James Watt. Sein Leichnam wurde in der Westminster-Abtei unter den Grossen beigesetzt. Er ist auch einer der wenigen Ingenieure, denen ein Denkmal errichtet wurde; es befindet sich ebenfalls in Westminster. Ihm zu Ehren heisst die Einheit der Leistung das Watt. *H. W.*