Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 56 (1965)

Heft: 21

Artikel: Beiträge zum Problem der kritischen elektrischen Feldstärke in Hochspannungsgeräten

Autor: Cremosnik, G.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916415

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: 24.12.2025

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

sind [5]. Ersetzt man p durch $-1/T$, so wird Gl. (A6) zu:

$$\sum_{c=1}^{m} \frac{i_{sc}\,\tau_{sc}}{T-\tau_{sc}} = 0 \qquad \text{(A6a)}$$

Die Wurzeln dieser Gleichung sind die Kurzschlusszeitkonstanten.

In gleicher Weise können die Leerlaufzeitkonstanten aus den Wurzeln der Gleichung:

$$\frac{R_a \cdot Q(p)}{p \cdot P(p) + R_a \cdot Q(p)} = \sum_{c=1}^{m} \frac{i_{sc}}{1+p\,\tau_{sc}} = 0 \qquad \text{(A7)}$$

berechnet werden. Gl. (A7) ergibt sich aus dem Vergleich zwischen Gl. (A4b) und (A5b). Mit $p = -1/T_0$ wird diese zu:

$$\sum_{c=1}^{m} \frac{i_{sc}}{T_0-\tau_{sc}} = 0 \qquad \text{(A7a)}$$

Die Wurzel dieser Gleichung sind die Leerlaufzeitkonstanten.

Setzt man in Gl. (A6) $p = 0$ ein, so erhält man $P(0)/R_a\,Q(0)$, was X_s/R_a ist. Somit kann die synchrone Reaktanz der Längs- bzw. Querachse aus der Gleichung:

$$X_s = R_a \sum_{c=1}^{m} i_{sc}\,\tau_{sc} \qquad \text{(A8)}$$

ermittelt werden. In ähnlicher Weise erhält man eine Gleichung für die subtransiente Zeitkonstante, wenn man die Gl. (A7) mit p multipliziert und dann $p = \infty$ setzt.

$$\lim_{p\to\infty} \sum_{c=1}^{m} \frac{p\,i_{sc}}{1+p\,\tau_{sc}} = \sum_{c=1}^{m} \frac{i_{sc}}{\tau_{sc}} =$$

$$= \lim_{p\to\infty} \frac{p \cdot R_a\,Q(p)}{p \cdot P(p) + R_a \cdot Q(p)} = \frac{R_a}{X_s''}$$

Daraus folgt:

$$X_{sn}'' = X_s'' = \frac{R_a}{\sum_{c=1}^{m} \frac{i_{sc}}{\tau_{sc}}} \qquad \text{(A9)}$$

Es soll hier nachdrücklich betont werden, dass die kleinste Reaktanz X_{sn}'' auch bei einer Nachbildung mit mehreren Ersatzdämpferwicklungen als subtransiente Reaktanz X_s'' bezeichnet wurde [3], obwohl die subtransiente Reaktanz ursprünglich in der Theorie für Maschinen mit nur einer Ersatzdämpferwicklung definiert worden ist.

Nachdem die Kurzschluss- und Leerlaufzeitkonstanten als Wurzeln der Gl. (A6) und (A7) und die synchrone und subtransiente Reaktanzen nach den Gl. (A8) und (A9) ermittelt worden sind, können die anderen Reaktanzen mit Hilfe von Gl. (A2) berechnet werden. Für die transiente Reaktanz der Längsachse folgt daraus:

$$\frac{1}{X_d'} = \frac{1}{X_d} + \lim_{p\to -\frac{1}{T_d'}} \frac{Q(p)}{P(p)} \cdot \frac{1+p\,T_d'}{p} \approx \frac{T_{d0}'}{T_d'} \cdot \frac{1}{X_d} \qquad \text{(A10)}$$

Literatur

[1] *K. Pawluk:* Méthode statique de mesure des constantes de temps et des réactances d'une machine synchrone. Rev. gén. Electr. 71(1962)6, S. 303...312.

[2] *E. Kazovski:* Übergangsvorgänge und Frequenzgänge von Wechselstrommaschinen. Acta techn. (Czechoslovakia) 5(1960)2, S. 69...110.

[3] *E. Kazovski* and *G. Rogozin:* Experimental Determination of the Frequency-Response Characteristics of Turbo-Generators. Elektritschestwo –(1963)10, S. 14...22.

[4] *K. Fork:* Ermittlung des Reaktanzoperators elektrischer Maschinen mit Gleichstrom. ETZ-A 85(1964)14, S. 426...430.

[5] *P. Bharali* and *B. Adkins:* Operational Impedances of Turbogenerators with solid Rotors. Proc. IEE 110(1963)12, S. 2185...2200.

Adresse des Autors:
M. Canay, dipl. Ingenieur, AG Brown, Boveri & Cie., Abt. MFVL, 5242 Birr.

Beiträge zum Problem der kritischen elektrischen Feldstärke in Hochspannungsgeräten

Von *G. Cremosnik*, Zürich

621.3.095.3

Ein wichtiges Problem in der Praxis der Hochspannungstechnik ist der Einfluss von vorstehenden Rändern in Bezug auf die auftretende maximale elektrische Feldstärke. Diese Feldstärke ist nur für einfache Fälle theoretisch bestimmbar, wie z. B. im Falle einer halbkreiszylindrischen Form des vorstehenden Randes. Mit Hilfe des Spiegelungsverfahrens wurde die Berechnung auf den Fall eines elliptischen Zylinders erweitert. Näherungsweise kann diese Berechnung auch für abgerundete Plattformen angewendet werden.

Un important problème pratique en technique de la haute tension est l'influence de rebords sur l'intensité maximale du champ électrique. Cette intensité ne peut être déterminée théoriquement que dans des cas simples, par exemple quand il s'agit d'un rebord semi-cylindrique. A l'aide du procédé de symétrie inverse, le calcul est étendu à un cylindre elliptique. D'une façon approchée, ce calcul peut également être appliqué à des formes planes arrondies.

1. Einleitung

Im allgemeinen stehen zwei Mittel zur Verfügung, die maximale elektrische Feldstärke zu beeinflussen. Das erste ist die Anwendung von Isolierstoffen mit der relativen Dielektrizitätskonstante grösser als Eins ($\varepsilon_r > 1$). Die Durchschlagsfeldstärke liegt bei diesen Isolierstoffen viel höher, womit auch die kritische Feldstärke beeinflusst wird.

Dieses Mittel kann jedoch nicht immer angewendet werden. Denke man nur an Ausführungen, wo einzig Luft als Isolation in Betracht kommt. Dazu gehören auch Probleme bei Strahlerzeugungssystemen im Hochvakuum, wo mit $\varepsilon_r = 1$ gerechnet werden muss. In diesen Fällen ist die kritische, elektrische Feldstärke nur von der geometrischen Konfiguration abhängig. Es liegt am Konstrukteur, die geometrische Ausführung möglichst günstig zu gestalten, so dass die auftretende maximale elektrische Feldstärke den kritischen Wert nicht überschreitet.

Leider ist die maximale elektrische Feldstärke nur bei wenigen einfachen geometrischen Formen theoretisch exakt bestimmbar. In den meisten praktischen Fällen begnügt man sich, die gestellte Aufgabe nur näherungsweise zu lösen, indem man vereinfachte Konfigurationen annimmt. Im folgenden wird ein praktisch oft auftretender zweidimensionaler Fall theoretisch betrachtet. Das bekannte Spiegelungsverfah-

33'940-943

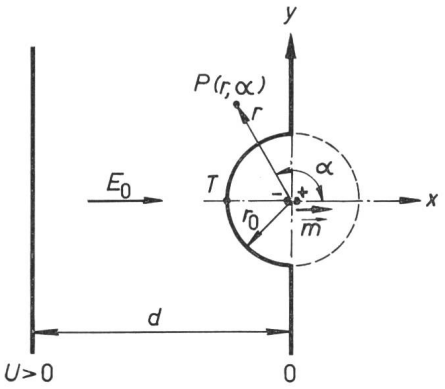

Fig. 1

Ein halbzylindrischer Rand mit Radius r_0 als Störung des homogenen Feldes E_0 zwischen zwei leitenden Ebenen

x, y kartesische Koordinaten; d Abstand der leitenden Ebenen; U angelegte Spannung; T kritischer Punkt; $\vec{m}$ Dipolmoment (zweidimensional); r, d Zylinder-Koordinaten; P Feldpunkt

ren am Kreiszylinder wird auf den elliptischen Zylinder erweitert. Die theoretisch gefundene Lösung kann auf weitere Fälle näherungsweise angewendet werden.

2. Berechnung der maximalen Feldstärke an vorstehenden Rändern

2.1 *Kreiszylinder im homogenen Feld*

Die Ränder in den Hochspannungsgeräten sind abgerundet. In erster Näherung können diese Ränder theoretisch als Problem eines leitenden Halbzylinders, gegenüber der geerdeten leitenden Wand, aufgefasst werden, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist.

Die Aufgabe wird damit auf den bekannten Fall eines leitenden Zylinders im homogenen elektrischen Feld übergeführt. Die störende Wirkung des Halbzylinders wird, wie bekannt, mit einem Dipol (zweidimensional) in der Achse des Zylinders nachgebildet. Das resultierende Feld folgt durch Überlagerung des homogenen Feldes und des Dipolfeldes. Der geradlinige Dipol stellt nach den Spiegelungsgesetzen die vereinfachende Nachbildung des Einflusses der Ladungsverteilung auf der Zylinderoberfläche, die durch die influenzierte Ladung des Zylinders entsteht, dar.

Obwohl die Lösung dieses Problems bekannt ist ([1; 2; 3]), sei hier die Berechnung kurz angegeben, da analog zu dieser der kompliziertere Fall eines elliptischen Halbzylinders behandelt wird.

Für das elektrische Potential im beliebigen Punkt P (Fig. 1) ausserhalb des Zylinders und infolge des homogenen Feldes kann man schreiben (in Zylinder-Koordinaten):

$$V_{P_0} = -E_0 x = -E_0 r \cos\alpha \tag{1}$$

Für das Potential, infolge des störenden Liniendipols, folgt:

$$V_{Pd} = \frac{m}{2\pi\varepsilon} \cdot \frac{\cos\alpha}{r} = k E_0 \frac{1}{r} \cos\alpha \tag{2}$$

Somit ist das resultierende Potential:

$$V_P = V_{P_0} + V_{Pd} = \left(-r + \frac{k}{r}\right) E_0 \cos\alpha \tag{3}$$

Die Konstante k wird aus dem vorgeschriebenen Potential auf der Zylinderoberfläche $r = r_0$ (Äquipotentialfläche $V = 0$ zu $k = r_0^2$ errechnet. Für die Berechnung der maximalen Feldstärke ist die radiale Komponente E_r an der Zylinderoberfläche wichtig. Diese folgt aus Gl. (3):

$$E_r = -\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_{r=r_0} = \left(\frac{r_0^2}{r^2} + 1\right) E_0 \cos\alpha_{\,r=r_0} = 2 E_0 \cos\alpha \tag{4}$$

Die maximale Feldstärke tritt bei $\alpha = 0$ bzw. $\alpha = \pi$ (Punkt T in Fig. 1) auf und beträgt $2E_0$. Die Feldstärke an abgerundeten Rändern, die man als Kreiszylinder annehmen kann, steigt bis zum zweifachen Wert der Feldstärke im homogenen Feld.

2.2 *Elliptischer Zylinder im homogenen Feld*

In Wirklichkeit hat das elektrische Feld keine so elementare geometrische Formen wie unter Ziff. 2.1 behandelt. Die Ränder sind zwar abgerundet, aber die Form ist eher elliptisch. Somit wird das Problem komplizierter, da die influenzierte Ladung eines elliptischen Zylinders als Störung des Feldes berücksichtigt werden muss. Auf der Oberfläche des linken Halbzylinders befinden sich verteilte negative und auf dem anderen Halbzylinder (in Fig. 2 rechts gestrichelt eingezeichnet) positive Ladungen, deren Summe Null ist [1]).

Anstatt den direkten Weg der Lösung der Laplaceschen Potentialgleichung zu befolgen, sei hier die einfachere Lösung mit dem Spiegelungsverfahren angegeben. Analog zum zweidimensionalen Problem mit einem Kreiszylinder sei als Spiegeldipol ein Liniendipol mit verteilter Ladung angenommen. Beim Kreiszylinder war es ein elementarer Liniendipol in dessen Mittelpunkt; beim elliptischen Zylinder sind es analog auf der Verbindungslinie zwischen den zwei Brennpunkten verteilte positive und negative Linienladungen. Gegen das Unendliche wirkt sich dieser Dipol als ein einfacher Liniendipol aus, dessen Wirkung allmählich verschwindet.

Anstatt der kreiszylindrischen seien hier die elliptisch-zylindrischen Koordinaten (u, v) eingeführt [3; 5] [2]). Dabei ist:

$$\begin{aligned} x &= l \cosh u \cdot \cos v \\ y &= l \sinh u \cdot \sin v \end{aligned} \tag{5}$$

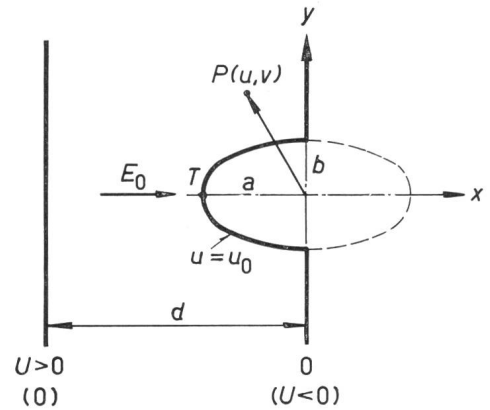

Fig. 2

Ein elliptischer Halbzylinderrand als Störung des homogenen Feldes E_0 zwischen zwei leitenden Ebenen

a, b Halbachsen der Ellipse; u, v elliptisch-zylindrische Koordinaten
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1

[1]) Siehe Anhang und Fig. 4.
[2]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Das Potential des homogenen Feldes wird:

$$V_{P_0} = -E_0 x = -E_0 l \cosh u \cdot \cos v \qquad (6)$$

Wenn mit u_0 die Koordinate des elliptischen Zylinders nach Fig. 2 bezeichnet wird, folgt für die Halbachsen:

$$a = l \cosh u_0$$

und

$$b = l \sinh u_0$$

Weiter wird

$$l = \sqrt{a^2 - b^2}$$

die Entfernung der Brennpunkte vom Mittelpunkt.

Von der gespiegelten Dipolladung muss das Potential wegen des stetigen Überganges der Tangentialkomponente der Feldstärke die gleiche Abhängigkeit von v haben wie das primäre homogene Potential. Somit kann für V_d der Ansatz:

$$V_d = k_1 E_0 \mathrm{f}(u) \cdot \cos v \qquad (7)$$

geschrieben werden. Nun ist aus der konformen Abbildung bekannt, dass die Funktion $k\cosh u$ das homogene Feld in die konzentrische elliptische Kurvenschar transformiert [2; 5]. Für das Dipolfeld muss bei der Feldstörung durch den elliptischen Zylinder das Potential mit grösser werdendem Parameter u abklingen, d. h. aus der Funktion $k\cosh u$ verbleibt nur der Ansatz:

$$\mathrm{f}(u) = c \exp(-u) \qquad (8)$$

Die gleiche Lösung für $\mathrm{f}(u)$ folgt auch direkt aus der Laplaceschen Differentialgleichung, wenn in diese der Lösungsansatz (7) eingesetzt wird [3]. Das resultierende Potential im beliebigen Feldpunkt ausserhalb des elliptischen Zylinders wird somit:

$$V_P = V_{P_0} + V_{Pd} = -E_0 l \cos v \left[\cosh u - k \frac{\exp(-u)}{l}\right] \qquad (9)$$

Da bei $u = u_0$ (Oberfläche des störenden elliptischen Zylinders) nach dem Spiegelungsprinzip $V = 0$ ist, ergibt sich für die Unbekannte k:

$$k = l \frac{\cosh u_0}{\exp(-u_0)} \qquad (10)$$

und für das resultierende Potential [Gl. (9)]:

$$V_P = -E_0 l \cos v \left[\cosh u - \cosh u_0 \frac{\exp(-u)}{\exp(-u_0)}\right] \qquad (11)$$

Die Feldstärke an der Zylinderoberfläche $u = u_0$ hat nur die u-Komponente, da die v-Komponente (Tangentialkomponente) gleich Null sein muss. Aus der Lösung (11) für das Potential folgt für die E_u-Komponente im beliebigen Feldpunkt:

$$E_u = -\frac{1}{h_1} \cdot \frac{\partial V}{\partial u} =$$

$$= E_0 \frac{\cos v}{\sqrt{\cosh^2 u - \cos^2 v}} \left[\sinh u + \cosh u_0 \frac{\exp(-u)}{\exp(-u_0)}\right] \qquad (12)$$

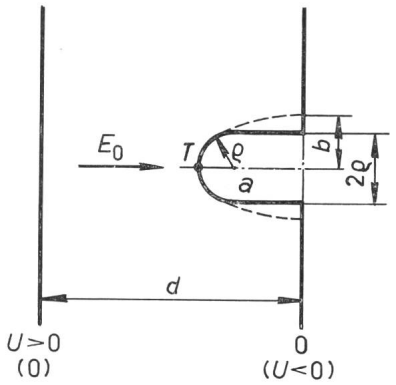

Fig. 3

Ein Rand mit abgerundeter Plattenform als Störung des homogenen Feldes E_0 zwischen zwei leitenden Ebenen

a, b Halbachsen der Ersatzellipse; ϱ Krümmungsradius im Punkt T der Ellipse

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1

wobei für den metrischen Koeffizienten h_1 [3]):

$$h_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2} = l \sqrt{\cosh^2 u - \cos^2 v} \qquad (13)$$

eingesetzt wurde. Für die Zylinderoberfläche folgt aus Gl. (12):

$$E_{u0} = E_0 \frac{\cos v}{\sqrt{\cosh^2 u_0 - \cos^2 v}} \left[\sinh u_0 + \cosh u_0\right] \qquad (14)$$

Die maximale Feldstärke tritt an den Stellen des kleinsten Krümmungsradiuses auf, d. h. bei $v = 0$ bzw. $v = \pi$. Aus Gl. (14) ergibt sich endlich:

$$E_{u_0\,max} = \pm E_0 \left[1 + \mathrm{ctgh}\, u_0\right] = \pm E_0 \left[1 + \frac{a}{b}\right] \qquad (15)$$

Für den Kreiszylinder gilt $a = b$ und Gl. (15) stimmt mit dem früher angegebenen Wert nach Gl. (4) überein. Da $a > b$ ist, ist die Feldstärke nach Gl. (15) grösser als im Falle Feld E_0.

Aus der Gl. (15) ist ebenfalls ersichtlich, dass es günstig ist, wenn $a > b$ ist, wie im Falle der sog. Querpolarisation des elliptischen Zylinders. Dann wird der Ausdruck $1 + a/b$ kleiner als 2 und im Falle, dass a klein, bzw. b sehr gross ist, erhält man annähernd die ungestörte Feldstärke des homogenen Feldes.

2.3 *Abgerundete Plattenform*

In den praktischen Fällen ist die Form des elektrischen Feldes nie ideal elliptisch. Gewöhnlich hat es eine Plattenform, die am Rande abgerundet ist (Fig. 3). Die Stelle der maximalen Feldstärke deckt sich mit der geometrischen Stelle des minimalen Krümmungsradiuses. Die Platte ist gewöhnlich im Halbkreis mit dem Radius ϱ abgerundet, wie dies in Fig. 3 skizziert ist. Mit guter Näherung kann daher angenommen werden, dass in diesem Fall die Feldstärke an der kritischen Stelle den Wert eines elliptischen Zylinders hat, der an der Längsachse den Krümmungsradius ϱ aufweist. (In Fig. 3 ist der elliptische Querschnitt gestrichelt eingezeichnet.)

[3]) Für das entsprechende Linienelement in elliptisch-zylindrischen Koordinaten kann man $ds_u = h_1\, du$ schreiben, wobei h_1 eine Transformationsgrösse ist.

Für den Krümmungsradius in einem Punkt T (x, y) auf der Ellipse gilt:

$$\varrho = a^2 b^2 \left(\frac{x^2}{a^4} + \frac{y^2}{b^4}\right)^{3/2} \tag{16}$$

In diesem Fall interessiert besonders der Krümmungsradius im Punkte T $(x = a, y = 0)$ auf der grösseren Halbachse. Für diesen gilt $\varrho = \varrho_{min}$ oder nach Gl. (16):

$$\varrho = \frac{b^2}{a} \tag{17}$$

Daraus folgt die kleinere Halbachse:

$$b = \sqrt{a\varrho} \tag{18}$$

Mit Hilfe der Beziehung (18) kann aus der Länge des hervorstehenden Randes a und aus dem vorgegebenen Krümmungsradius ϱ der elliptische Ersatzzylinder bestimmt werden.

2.4 *Beispiele*

An einem praktischen Beispiel sollen die Resultate der verschiedenen Berechnungsmöglichkeiten verglichen werden, um den Fehler der verschiedenen Näherungsverfahren abschätzen zu können.

Bei einer Hochspannung von 150 kV soll der Abstand zwischen den leitenden Ebenen (Fig. 1) $d = 15$ cm betragen. Der abgerundete Rand soll einen Radius von 0,5 cm haben. Nach der Gl. (4) für kreiszylindrische Form wird:

$$E_{max} = E_0 = 20 \text{ kV/cm}$$

Wenn die Abrundung eine elliptische Form mit $a = 1$ cm, $b = 0{,}5$ cm hat, dann wird:

$$E_{max} = E_0 (1 + a/b) = 3\, E_0 = 30 \text{ kV/cm}$$

Zuletzt soll der Plattenvorsatz von der Länge 1 cm (früher a) mit $\varrho = 0{,}5$ cm abgerundet sein. Dann wird:

$$E_{max} = 2{,}4\, E_0 = 24 \text{ kV/cm}$$

also viel günstiger als im Falle einer elliptischen Abrundung mit $b = 0{,}5$ cm.

Vorausgesetzt, dass der Abstand zwischen dem Randscheitel und der geerdeten Wand gleich ist, wird für das obere Beispiel $d = 15{,}5$ cm und die Feldstärke des homogenen Feldes auf $E_0 = 9{,}67$ kV/cm herabgesetzt. Dementsprechend folgt für den elliptischen Rand nach obigem Beispiel:

$$E_{max} = 3\, E_0 = 29 \text{ kV/cm}$$

und für den abgerundeten Plattenvorsatz:

$$E_{max} = 2{,}4\, E_0 = 23{,}5 \text{ kV/cm}$$

Die maximale Feldstärke hat sich in Bezug auf die ersten Beispiele wenig verändert. Mit der Vergrösserung der Distanz zwischen den leitenden Ebenen d um 3,33 % hat sich die maximale Feldstärke auch um 3,33 % verändert. Die geometrische Form der Abrundung hat dagegen einen viel grösseren Einfluss. Für die Praxis ist es wichtig, immer die günstigste Form zu verwirklichen.

3. Anhang

In theoretischer Hinsicht ist es interessant, die Verteilung der Spiegelladung auf der Verbindungslinie der beiden Brennpunkte eines elliptischen Zylinders zu kennen. Diese Ladungsverteilung muss mit dem ursprünglichen homogenen Feld auf der Oberfläche des elliptischen Zylinders die gleiche Ladungsverteilung hervorrufen, wie sie in Wirklichkeit infolge der Polarisation des elliptischen Zylinders entsteht. Diese kann leicht aus Gl. (14) für die Normalkomponente der Feldstärke auf den elliptischen Zylinder berechnet werden. Es ist:

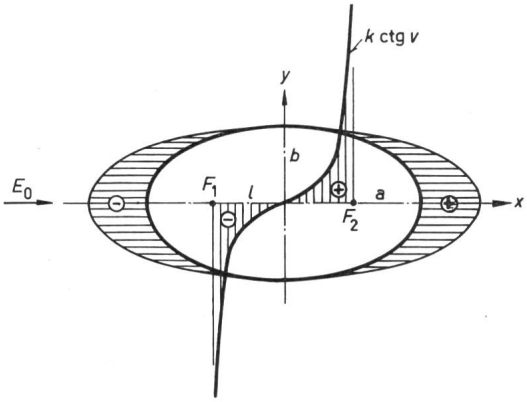

Fig. 4

Die Ladungsdichteverteilung auf der Oberfläche eines elliptischen Zylinders im homogenen Feld E_0 und die Spiegelladungsverteilung (Linienladungen) an der Verbindungsebene zwischen den beiden Brennpunkten

k Dimensionsgrösse; $2\,l$ Brennpunktabstand der Ellipse; F_1, F_2 Brennpunkte der Ellipse

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1 und 2

$$\sigma_n = \varepsilon\, E_n = \varepsilon\, E_0 \frac{\sinh u_0 + \cosh u_0}{\sqrt{\cosh^2 u_0 - \cos^2 v}} \cos v \tag{19}$$

Für die Verbindungslinie zwischen den zwei Brennpunkten gilt $u = 0$ und nach Gl. (19):

$$\sigma_n = \varepsilon\, E_0 \operatorname{ctg} v \tag{20}$$

Die Ladungsdichte wird in den Brennpunkten unendlich und in der Mitte, wo $v = \pi/2$ ist, gleich Null. Aus Gl. (20) kann gleich die Linienladungsverteilung an der Verbindungslinie zwischen den beiden Brennpunkten angegeben werden:

$$q = \sigma_n\, l = \varepsilon\, E_0\, l \operatorname{ctg} v$$

Die Ladungsdichteverteilung auf der Zylinderoberfläche sowie die Spiegelladungsverteilung an der Verbindungslinie zwischen den beiden Brennpunkten zeigt Fig. 4.

Prof. Dr. *E. Baumann,* Leiter der Abteilung für industrielle Forschung an der ETH, dankt der Autor für die Erlaubnis zur Veröffentlichung dieser Arbeit.

Literatur

[1] *W. R. Smythe:* Static and Dynamic Electricity. McGraw-Hill New York 1939.
[2] *K. Küpfmüller:* Einführung in die theoretische Elektrotechnik. 4. Auflage, Springer Berlin 1952.
[3] *F. Ollendorf:* Potentialfelder der Elektrotechnik. Springer Berlin 1932.
[4] *J. A. Stratton:* Electromagnetic Theory. McGraw-Hill New York 1941.
[5] *A. Angot:* Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications. Editions de la Revue d'Optique Paris 1949.

Adresse des Autors:
Dr. *G. Cremosnik,* dipl. Elektroingenieur, Abteilung für industrielle Forschung des Institutes für technische Physik der ETH, Gloriastrasse 35, 8006 Zürich.