

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 6 (1915)
Heft: 6

Artikel: Hochspannungsisolatoren
Autor: Kuhlmann, Karl
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1056329>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.12.2024

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

SCHWEIZ. ELEKTROTECHNISCHER VEREIN

BULLETIN

ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

Erscheint monatlich mit den Jahres-Beilagen „Statistik der Starkstromanlagen der Schweiz“ sowie „Jahresheft“ und wird unter Mitwirkung einer vom Vorstand des S. E. V. ernannten Redaktionskommission herausgegeben.

Alle den Inhalt des „Bulletin“ betreffenden Zuschriften sind zu richten an das

Generalsekretariat

des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins,
Neumühlequai 12, Zürich 1 - Telephon 9571

Alle Zuschriften betreffend Abonnement, Expedition und Inserate sind zu richten an den Verlag:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei A.-G.,
Hirschengraben 80/82 Zürich 1 Telephon 6741

Publié sous la direction d'une Commission de Rédaction nommée par le Comité de l'A. S. E.

Ce bulletin paraît mensuellement et comporte comme annexes annuelles la „Statistique des installations électriques à fort courant de la Suisse“, ainsi que l'„Annuaire“.

Prière d'adresser toutes les communications concernant la matière du „Bulletin“ au

Secrétariat général

de l'Association Suisse des Electriciens
Neumühlequai 12, Zurich 1 - Téléphone 9571

Toutes les correspondances concernant les abonnements, l'expédition et les annonces, doivent être adressées à l'éditeur:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei S. A.
Hirschengraben 80/82 Zurich 1 Téléphone 6741

Abonnementspreis
für Nichtmitglieder inklusive Jahresheft und Statistik:
Schweiz Fr. 15.—, Ausland Fr. 25.—.
Einzelne Nummern vom Verlage Fr. 1.50 plus Porto.

Prix de l'abonnement annuel (gratuit pour les membres de l'A. S. E.), y compris l'Annuaire et la Statistique, Fr. 15.— pour la Suisse, Fr. 25.— pour l'étranger.
L'éditeur fournit des numéros isolés à Fr. 1.50, port en plus.

VI. Jahrgang
VI^e Année

Bulletin No. 6

Juni 1915
juin 1915

Hochspannungsisolatoren.

Von Prof. Dr. Ing. *Karl Kuhlmann*, Zürich.

Bei der Prüfung von Hochspannungsisolatoren, unter denen die Durchführungsisolatoren die interessantesten sind, beobachtet man allerlei Erscheinungen, die nicht gleich „auf den ersten Blick“ erklärt werden können. Aenderungen, welche man am Prüfobjekte vornimmt, haben manchmal einen ganz anderen Erfolg als erwartet. Der Grund zu diesen scheinbaren Inkonssequenzen in dem Verhalten der Isolatoren liegt aber meistens darin, dass man sich nirgends leichter Täuschungen über den Erfolg einer korrigierenden Massnahme hingibt als bei Hochspannungsisolierungen. „Nach dem Gefühl“ kann hier nur der arbeiten, der die physikalischen Vorgänge wenigstens einigermaßen beherrscht.

Es wird daher von manchem geschätzt werden, wenn im folgenden einmal versucht wird, aus dem rein qualitativen Urteil über eine Konstruktion zu einem mehr quantitativen zu kommen.

Der Weg, den ich zur Untersuchung des elektrischen Feldes der Hochspannungsdurchführungen einschlagen werde, ist derjenige, den der Ingenieur von der Behandlung magnetischer Probleme von den elektrischen Maschinen her im Prinzip bereits kennt.

Die Durchführung der im folgenden behandelten Aufgaben ist mir dank der Unterstützung meiner Assistenten, der Herren diplomierten Ingenieure Dapples, Odermatt und Bolliger möglich gewesen, und ich möchte meinen weiteren Ausführungen meinen Dank für die Unterstützung durch die genannten Herren vorausschicken.

Das ruhende elektrische Feld, mit dem wir hier in sehr grosser Annäherung rechnen dürfen, ist gekennzeichnet durch folgende wesentliche Grundgesetze:

1. $\mathcal{D}_P = \beta_P \cdot \mathcal{E}_P$, wo \mathcal{D}_P die in einem Punkte P des Raumes bestehende Grösse des Verschiebungsvektors, β_P die absolute Dielektrizität des betreffenden Dielektrikums und \mathcal{E}_P die Feldstärke im Punkte P ist. Ist β_0 die absolute Dielektrizität des Aethers, unseres Normaldielektrikums, so ist im homogenen Dielektrikum $\beta_P = \beta$ und

$$\beta = \beta_0 \cdot \epsilon$$

$$\epsilon = \frac{\beta}{\beta_0}$$

die bekannte spezifische Dielektrizität, die Dielektrizitätskonstante, des Dielektrikums.

In der Technik messen wir \mathcal{D} in Coulomb/cm² und \mathcal{E} in Volt/cm, β in Farad/cm. β_0 besitzt dann den Zahlenwert

$$\beta_0 = \frac{10^9}{4 \pi \cdot v^2} = \frac{10^9}{4 \pi \cdot (3 \cdot 10^{10})^2} = 0,8842 \cdot 10^{-13} \text{ Farad/cm.}$$

2. Aus den hier polaren Vektoreigenschaften von \mathcal{D} und \mathcal{E} folgt weiter für das Linienintegral der elektrischen Feldstärke über einen geschlossenen Weg und über die beliebige Strecke $P_1 P_2$ des Feldes:

a) $\text{rot}_n \mathcal{E} = 0$ bzw. $\oint \mathcal{E} \cdot d\mathcal{S} \cdot \cos(\mathcal{E}, d\mathcal{S}) = 0$ 2)

b) $\mathcal{E}_{P\mathcal{S}} = -\frac{dV_P}{d\mathcal{S}} = -\text{grad}_{\mathcal{S}} V_P$; $\int_{P_1}^{P_2} \mathcal{E}_P d\mathcal{S} = -\int_{V_{P_1}}^{V_{P_2}} dV_P = V_{P_1} - V_{P_2} = V_{P_1 P_2}$. 3)

worin $V_{P_1 P_2}$ gleich der zwischen den Punkten P_1 und P_2 des elektrischen Feldes bestehenden Spannung in Volt ist.

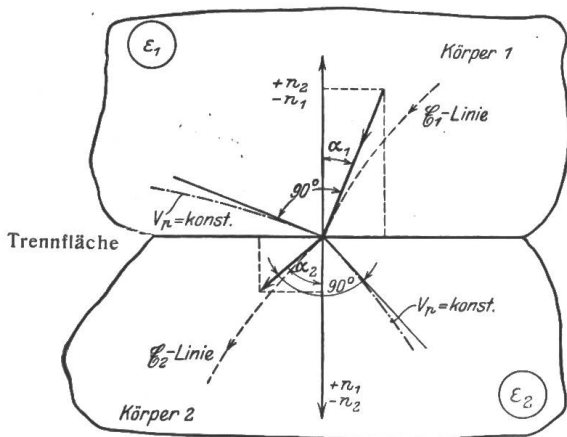


Fig. 1. *)

3. An der Trennfläche zweier Dielektrika 1 und 2 bleiben die Normalkomponenten von \mathcal{D}_1 und \mathcal{D}_2 und die Tangentialkomponenten von \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 stetig, während die Normalkomponente der Feldstärke \mathcal{E} und ebenso die Tangentialkomponente der Verschiebung \mathcal{D} einen Sprung erleiden. In Gleichungen ausgedrückt ist also der Betrag der Vektoren \mathcal{D} und \mathcal{E} im Punkte P (Fig. 1)

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{D}_{2n} &= \mathcal{D}_{1n} & \mathcal{E}_{2t} &= \mathcal{E}_{1t} \\ \mathcal{E}_{2n} &= \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \mathcal{E}_{1n} & \mathcal{D}_{2t} &= \mathcal{D}_{1t} \cdot \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \\ \text{tg } \alpha_1 &= \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} & \text{tg } \alpha_2 &= \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \end{aligned} \right\} 4a)$$

Die durch Punkt P der Berührungfläche gehende Äquipotentiallinie $V_P = \text{const}$ erfährt in der Trennschicht natürlich auch eine Brechung, da sie im Dielektrikum 1 auf der durch P gehenden \mathcal{E}_1 -Linie, im Dielektrikum 2 auf der durch P gehenden \mathcal{E}_2 -Linie senkrecht steht. Daher verhalten sich die Tangenten der Winkel γ_1 und γ_2 der Niveaulinien mit der Normalen

$$\frac{\text{tg } \gamma_1}{\text{tg } \gamma_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad 4b)$$

Die in den Gleichungen 1 bis 4 b niedergelegten Beziehungen sind nun beim Entwurf der „Kraftlinienbilder“ zu berücksichtigen. Wie dies geschieht, soll nun an Hand eines Beispiels auseinandergesetzt werden. Man wird daraus auch leicht erkennen, dass vornehmlich die an den Grenzflächen auftretenden Brechungen der \mathcal{E} -, \mathcal{D} - und Niveaulinien es sind, welche das Zeichnen der elektrischen „Kraftbilder“ erschweren. Denn bei elektrischen Isolatoren haben wir es mit Isolationsmaterialien zu tun, welche nur geringe Unterschiede in ihren Dielektrizitätskonstanten aufweisen, also mit spitzwinkligen Brechungen. Bei den magnetischen Feldern haben wir es dagegen fast nur mit Brechungswinkeln von 90° zu tun, da praktisch nur die Permeabilitäten von Eisen und Luft in Betracht zu ziehen sind.

*) Die Figuren sind dem Archive für Elektrotechnik (Verlag von Julius Springer, Berlin) entnommen, welchem die vorliegende Arbeit vom Autor gemäss Vereinbarung gleichzeitig wie dem „Bulletin“ zur Verfügung gestellt wurde.

Die Linien, die wir zeichnen, sind nun nicht die eigentlichen Kraftlinien, das sind die \mathcal{E} -Linien, sondern die mit ihnen in bezug auf Richtung identischen Verschiebungs- oder \mathcal{D} -Linien. Der Grund liegt darin, dass der Fluss des Vektors \mathcal{D} durch den Querschnitt der Verschiebungsröhren eben im Einklang mit der physikalischen Unzerstörbarkeit der Elektrizität unabhängig von der Dielektrizitätskonstanten ε des jeweiligen Dielektrikums, in dem wir uns während des Zeichnens der \mathcal{D} -Linien befinden, eine konstante Grösse ist. Gleiches trifft für den Vektor \mathcal{E} nicht zu. Wollten wir also das Feld der \mathcal{E} -Linien bildlich darstellen, so hätten wir, selbst wenn der Fluss des Vektors \mathcal{E} in den \mathcal{E} -Röhren in allen Medien derselbe wäre, doch eine verschieden grosse Zahl von \mathcal{E} -Röhren in den einzelnen Medien zu zeichnen. Die Zahl der \mathcal{D} -Röhren ist dagegen in allen Medien dieselbe. Vektoranalytisch drückt man dies bekanntlich so aus, dass man für die innerhalb der Dielektrika bestehenden elektrischen Felder, deren wahre Ladungen nur auf den Oberflächen geladener Leiter sitzen, die Raumdivergenz gleich Null setzt.

$$\operatorname{div} \mathcal{D} = \frac{\partial \mathcal{D}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{D}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{D}_z}{\partial z} = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathcal{E} = 0.$$

Dagegen ist an den Trennflächen verschiedener Medien wohl \mathcal{D} frei von Flächendivergenz, nicht aber \mathcal{E} , also

$$\operatorname{dif} \mathcal{D} = - (\mathcal{D}_{(+n_1)} + \mathcal{D}_{(+n_2)}) = 0$$

$$\operatorname{dif} \mathcal{E} = - (\mathcal{E}_{(+n_1)} + \mathcal{E}_{(+n_2)}) = \frac{\tau_g}{\beta_0},$$

w τ_g die scheinbar an die Trennfläche gebundene Ladung ist.

Das Verfahren zur Zeichnung der Kraftlinien soll an dem elektrischen Felde einer sog. „Luftdurchführung“ näher erläutert werden.

Mit „Luftdurchführung“ will ich im folgenden kurz die in Abb. 2 dargestellte Durchführung bezeichnen. An ihr wollen wir den Weg kennen lernen, wie die Kraftlinienbilder gefunden sind. Als Isolationsmaterial zwischen Durchführungsbolzen und Fassung dient hier ausschliesslich Luft. Die experimentelle Untersuchung einer solchen Durchführung bildete seinerzeit für mich den Ausgangspunkt zum Entwerfen geeigneter Porzellanisolatoren.

In der Luftdurchführung hat der Bolzen einen Durchmesser von $2a = 18$ mm, die Fassung eine Bohrung von $2b = 196$ mm und eine Dicke von 50 mm. Die Fassung ist geerdet gedacht, während der Bolzen eine Spannung von $E_{ab} = 55\,000$ Volt gegen Erde aufweisen soll.

Beim Entwurf des „Kraftlinienbildes“ beginnt man zunächst zweckmässig mit den Niveauflächen bezw. deren Spuren in der Zeichenebene. Zwei Niveauflächen sind uns bereits gegeben, nämlich die für $V_p = 55\,000$, d. i. die Bolzenoberfläche, und die für $V_p = 0$, d. i. die Oberfläche der Fassung. Innerhalb des von ihnen abgegrenzten Raumgebietes verlaufen die übrigen Niveauflächen, d. h. also sie müssen allmählich von der Oberfläche des Bolzens in die der Fassung übergehen. Der Abstand der Niveauflächen ist uns nur in der Mittelebene der Bohrung bekannt, indem wir annehmen dürfen, dass hier die Verhältnisse mit grosser Annäherung so liegen wie bei einem konzentrischen Kabel.

Betrachten wir zunächst also diesen Mittelschnitt, so ist in P mit der Entfernung r von der Bolzenachse die Verschiebung \mathcal{D}_r , wenn q die Ladung pro cm Länge der Bolzenoberfläche im Mittelschnitt ist,

$$\mathcal{D}_p = \mathcal{D}_r = \frac{q}{2\pi \cdot r}$$

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_r = - \frac{dV_r}{dr} = \frac{\mathcal{D}_r}{\beta} = \frac{q}{2\pi\beta \cdot r}$$

Das Potential V_p aller Punkte P ist gegenüber dem der geerdeten Fassung in der Entfernung r hier mit V_r bezeichnet, also

$$V_r = \int_{r=r}^{r=b} \mathcal{E}_r dr = \int_r^b \frac{q}{2\pi\beta} \cdot \frac{dr}{r}$$

oder

$$V_r = \frac{q}{2\pi\beta} \cdot \ln\left(\frac{b}{r}\right)$$

Für den Radius

$$r = r_x \text{ ist } V_x = \frac{q}{2\pi\beta} \ln \frac{b}{r_x}$$

$$r = r_y \text{ ist } V_y = \frac{q}{2\pi\beta} \ln \frac{b}{r_y}$$

Ist $r_x < r_y$, so $V_x > V_y$ und

$$V_x - V_y = V_{xy} = \frac{q}{2\pi\beta} \ln\left(\frac{r_y}{r_x}\right);$$

$r_x = a$, $r_y = b$:

$$V_a - V_b = V_{ab} = \frac{q}{2\pi\beta} \ln \frac{b}{a},$$

und es ist

$$C_{ab} = \frac{q}{V_{ab}} = \frac{2\pi \cdot \beta}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

die bekannte Kapazität eines Zylinders mit der Höhe Eins und begrenzt von der Oberfläche des Bolzens einerseits und der Innenfläche der Fassung andererseits.

Zeichnen wir zwischen Bolzen und Fassung $(n - 1)$ Niveauflächen mit der konstanten Spaltungsdifferenz $V_{xy} = V$

$$V = \frac{V_{ab}}{n} = \frac{V_a - V_b}{n}$$

so ist

$$\frac{V}{V_{ab}} = \frac{1}{n} \frac{\ln\left(\frac{r_y}{r_x}\right)}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

und

$$r_y = r_x \cdot e^{\frac{1}{n} \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)} = K \cdot r_x,$$

worin $e =$ Basis der natürlichen Logarithmen und r_y der auf r_x folgende grössere Radius der zylindrischen Niveaufläche y ist, welche gegenüber der Niveaufläche x die um V Volt kleinere Spannung besitzt. In der Fig. 2 sind zwischen Bolzen und Fassung 10 Niveauflächen gezeichnet, so dass bei $e = 5000$ Volt die Spannung E_{ab} zwischen Bolzen und Fassung 55 000 Volt wird.

Den weiteren Verlauf der Niveaulinien wird man nun zunächst nach Augenmass einzeichnen, indem man sich zu vergegenwärtigen hat, dass ausgehend vom Bolzen die Niveaulinien allmählich aus der Bolzenoberfläche in die Oberfläche der Fassung übergehen.

Sind so die Niveauflächen bzw. -linien ungefähr festgelegt, so ergeben sich die Verschiebungslinien (\mathcal{D} -Linien) als die orthogonalen Trajektorien der ersteren. Ein richtiges Bild über die elektrischen Beanspruchungen erhält man aber nur dann, wenn die einzelnen Röhren alle den gleichen Verschiebungsfluss q (Coulomb) führen. Gesetzt den Fall, wir hätten die Verschiebungslinien, d. s. die Mantellinien der Verschiebungsröhren gezeichnet, so werden sie von den bereits gezeichneten Niveaulinien (-flächen) derart geschnitten, dass die in zwei aufeinander folgenden Niveauflächen liegenden Endflächen ein und desselben Röhrenabschnittes alle die gleiche Spannung V gegeneinander aufweisen. Mit anderen

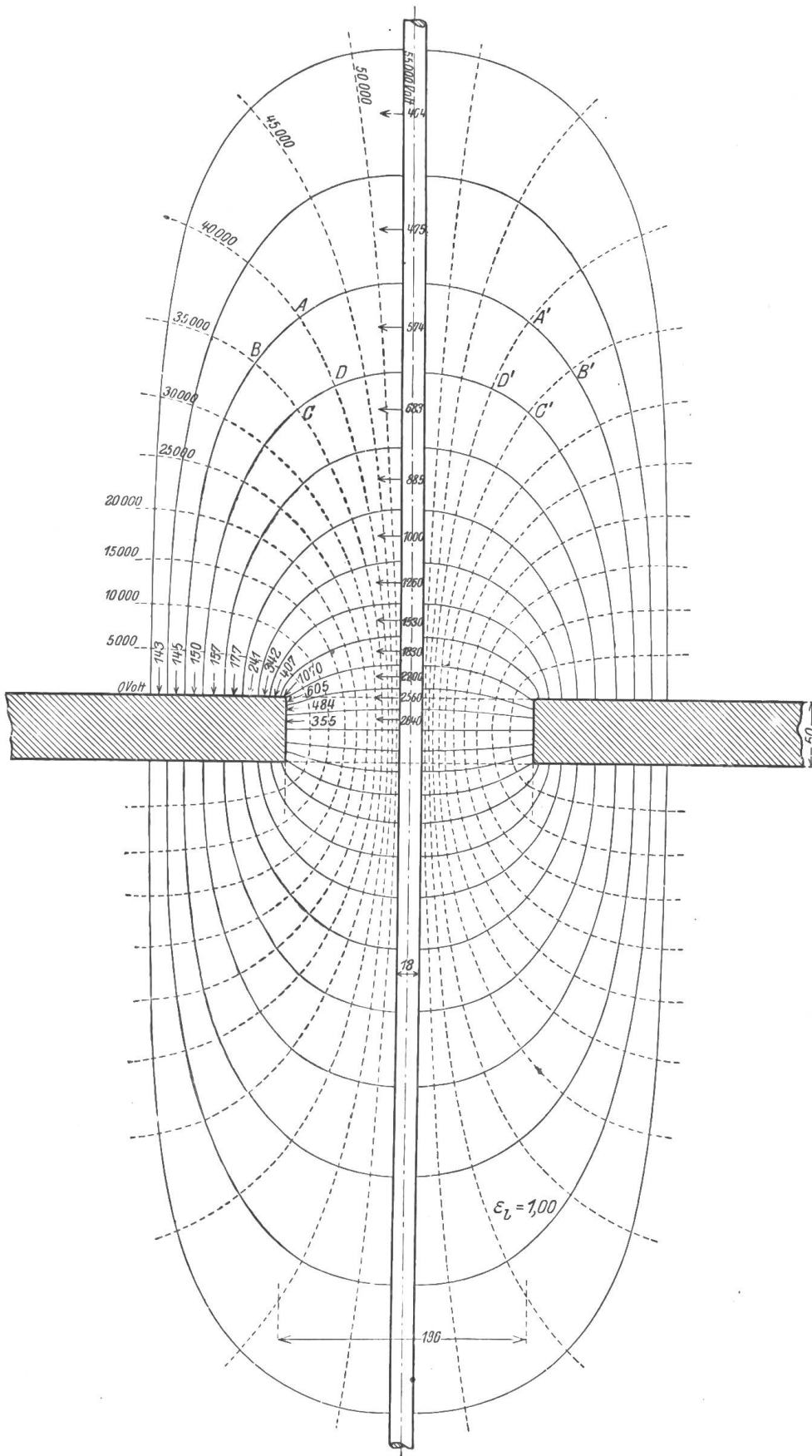


Fig. 2.

Worten, die Kapazität C_{xy} bzw. der dielektrische Widerstand W_{xy} eines von zwei Niveaulinien x und y begrenzten Stückes einer Verschiebungsröhre muss stets denselben Wert haben. Dieser Bedingung ist also Genüge zu leisten. Sie bildet im Verein mit dem senkrechten Schnitt von Niveaulinie und Verschiebungsröhre bzw. von Niveaulinie und Verschiebungslinie die einzige Unterlage für die Zeichnung des \mathcal{D} -Linienbildes in den homogenen Teilen des Dielektrikums.

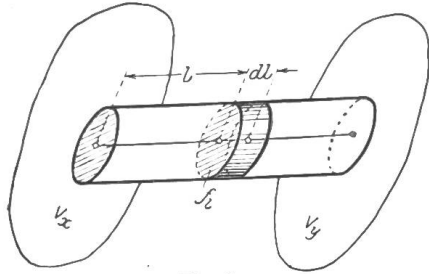


Fig. 3.

Unter Bezugnahme auf Fig. 3 berechnet sich der dielektrische Widerstand W_{xy} der Flussröhre zwischen den Endflächen mit den Potentialen V_x und V_y zu

$$W_{xy} = \int_{l=0}^{l=\bar{xy}} \frac{dl}{\beta \cdot f_l},$$

wo f_l der Querschnitt der Röhre in der Entfernung l von der Niveaulinie x ist.

Der Fluss q in der Röhre ist dann

$$q = \frac{V_x - V_y}{W_{xy}} = \frac{V}{W_{xy}} \cdot \text{Coulomb.}$$

Das Zeichnen des Kraftlinienbildes kommt also in erster Linie auf eine geschickte Vereinigungsmöglichkeit von Gefühl und Rechnung hinaus, und zwar derart, dass das eine sich auf das andere aufbaut und durch gegenseitige Kontrolle berichtigt wird. Im vorliegenden Falle wird nun die Berechnung der Kapazität oder des dielektrischen Widerstandes einer Röhre wesentlich erschwert durch die hier vorliegende besondere Gestalt der Röhren. Sie sind aber glücklicherweise alle Rotationskörper. Nichtsdestoweniger war es nötig, zwecks Berechnung ihrer dielektrischen Widerstände nach einfachen Berechnungsmethoden zu suchen, damit Zeitaufwand und Genauigkeit des erhaltenen Ergebnisses noch in annehmbarem Verhältnis zueinander stünden.

Diese Möglichkeit schien vorhanden auf Grund von ähnlichen Untersuchungen, welche Herr Dr. Th. Lehmann*) durchgeführt hat. Lehmann behandelt dort zwar ausschliesslich „quasi ebene“ Kraftlinienprobleme, während hier gerade die komplizierte räumliche Gestalt der Röhren unangenehm wird. Er fand, dass man den magnetischen Widerstand einer „ebenen Kraftlinie“, deren Flussquerschnitt ein Kurvenvierseit etwa derart ist, dass die Kraftlinien als Radien und die Niveaulinien als konzentrische Kreise sich darstellen lassen, mit grosser Genauigkeit in folgender einfachen Weise berechnen kann (Abb. 4). Man halbiere die Kraftlinienstücke AB und DC in G und H , ebenso die Niveaulinienstücke in E und F , verbinde E mit F , G mit H durch gerade Linien. Der Schnittpunkt sei J . Der mittlere magnetische Widerstand/cm Breite ist dann proportional dem Verhältnis

$$\frac{EF}{GH \times \text{Röhrentiefe}}$$

Betrachtet man nun unser Kraftlinienbild, so lässt Abb. 2 ohne weiteres erkennen, dass wir es hier auch mit solchen Kurvenvierseiten zu tun haben, welche die hier wulstartige Kraftlinie einfach durch Rotation des Kurvenvierseits um die Bolzenachse entstehen lassen. In logischer Uebertragung des Lehmannschen Berechnungsverfahrens auf die hier vorhandene Röhre ergibt sich unter Bezugnahme auf Fig. 4 der dielektrische Widerstand der Wulströhre mit den Querschnittsecken $ABCD$ einfach proportional zu dem Bruche:

$$\frac{EF}{G \cdot H \cdot 2 \pi \cdot IK}$$

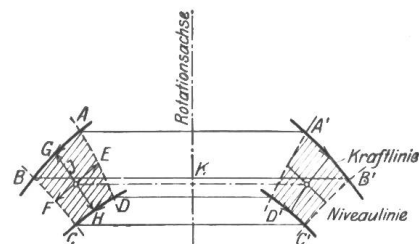


Fig. 4.

*) ETZ. 1909, Seite 995 ff.

Dabei ist EF die Richtung der Kraftlinien AD und BC der Niveaulinien.

In der Tat wurden alle dielektrischen Widerstände in dieser Weise berechnet.

Um immerhin einen Anhalt zu haben, wie genau diese Rechenweise in mathematisch leicht nachkontrollierbaren Fällen ist, sind aus der Zahl der besonderen Röhrengestalten zwei typische ausgewählt und von Herrn Dapples ausgewertet worden.

Fall I. Niveaulinien: Gerade (Radien). Kraftlinien: Konzentrische Kreisbögen (Fig. 5 a und 5 b links oben).

Fall II. Niveaulinien: Konzentrische Kreise. Kraftlinien: Radien (Fig. 5 rechts unten).

Zu Fall I. Die genaue Berechnung des dielektrischen Widerstandes für Fall I erläutert Abb. 5. An Hand derselben ergibt sich für den Wulst mit der stark ausgezogenen Querschnittsumrahmung:

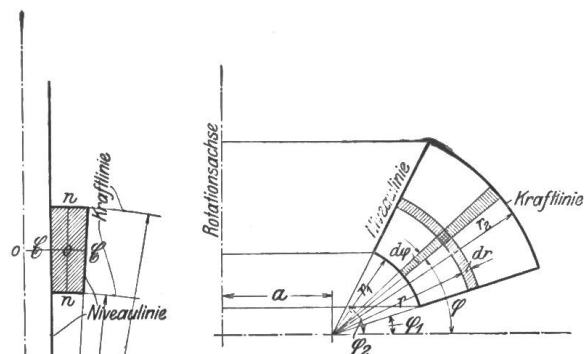


Fig. 5 a.

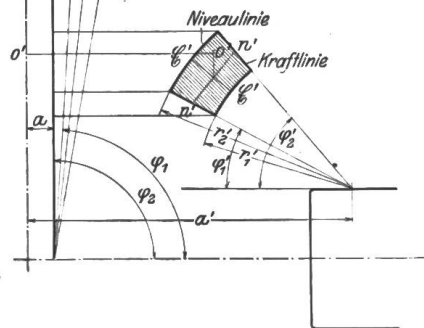


Fig. 5 b.

$$W = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{\int_{r_1}^{r_2} 2\pi(a+r\cos\varphi)\frac{dr}{r}} = \frac{1}{2r\sqrt{B^2-A^2}} \left[\ln \frac{B+A\cos\varphi - \sqrt{B^2-A^2}\sin\varphi}{A+B\cos\varphi} \right]_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

Hierin ist

$$A = a \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad B = r_2 - r_1.$$

Für $a = 9 \text{ mm}, \quad r_1 = 170 \text{ mm}, \quad r_2 = 200 \text{ mm},$

$\overline{nn} = 30 \text{ mm}, \quad \overline{KK} = 9,2 \text{ mm}, \quad \overline{OO} = 13,2 \text{ mm}, \quad \varphi_1 = 87^\circ 10', \quad \varphi_2 = 90^\circ$

wird

$$W = 0,003715 \text{ Volt/Coulomb.}$$

Berechnet man hingegen W nach der Näherungsformel, so wird:

$$W = \frac{\overline{K \cdot K}}{2\pi \cdot \overline{OO} \cdot \overline{nn}} = \frac{9,2}{2\pi \cdot 13,2 \cdot 30} = 0,003697.$$

Die Uebereinstimmung ist also eine ganz ausgezeichnete.

Zu Fall II. Für Fall II wird

$$W = \int_{r_1'}^{r_2'} \frac{dr'}{r' \int_{\varphi_1'}^{\varphi_2'} (a' - r' \cos\varphi') d\varphi'} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{A'} \cdot \left[\lg \frac{(-B' r')}{A' + B' r'} \right]_{r_1'}^{r_2'}$$

wobei $A' = a' (\varphi_2' - \varphi_1'), \quad B' = \sin \varphi_1' - \sin \varphi_2'$ ist.

Zahlenbeispiel:

$$\begin{aligned} a' &= 115, & r_1' &= 55, & r_2' &= 73 \text{ mm}, \\ \varphi_1' &= 28^\circ, & \varphi_2' &= 49^\circ 50', \\ \overline{nn} &= 24,5 & K'K' &= 18,4 & \overline{O'O'} &= 66,4. \end{aligned}$$

wird $W' = 0,001797$ angenähert berechnet:

$$W' = \frac{K'K'}{2r \overline{O'O'} \cdot \overline{nn}} = \frac{18,4}{2r \cdot 66,4 \cdot 24,5} = 0,001803.$$

Da sich nun stets die zu berechnenden Röhrenwulste so gestalten bzw. durch entsprechend eingeschobene Niveaulinien so begrenzen lassen, dass entweder Fall I oder Fall II vorliegt und unsere Annäherungsformel in beiden Fällen so ausgezeichnete Werte gibt, so wurde stets mit ihr gerechnet.

Eine letzte Schwierigkeit gibt es noch zu besprechen, nämlich die Berücksichtigung der Brechung bei der Ausrechnung des dielektrischen Widerstandes bei Röhrenwulsten, welche aus verschiedenartigen Dielektrika zusammengesetzt sind. Solche Fälle treten überall dort auf, wo z. B. der Isolator teils aus Porzellan, teils aus Oel, teils aus Papier usw. aufgebaut ist. Wie die Brechung an sich bei den Kraft- und Niveaulinien herzustellen ist, erläutern ja ohne weiteres die Brechungsgesetze. Will man jedoch schnell überschlagen, ob auch die zunächst nach Augenmass gezogenen Kraft- und Niveaulinien Röhrenwulste von dem verlangten dielektrischen Widerstande ergeben haben, so verfährt man am einfachsten so, dass man an der Brechungsstelle zunächst ganz von der Brechung absieht und Kraft- und Niveaulinien einfach so weit über die brechende Kante des Dielektrikums (2) stetig hinaus verlängert, bis wieder ein Kurvenvierseit entsteht wie in den Gebieten, wo das Dielektrikum 1 homogen ist. Dann rechnet man W genau wie früher aus. Das gleiche Verfahren wiederholt man unter der Annahme, dass nur das Dielektrikum (2) allein vorhanden wäre. Ist Übereinstimmung vorhanden, so stimmt auch das Bild unter Berücksichtigung der Brechung. An Hand der Abb. 6 sieht man dies Verfahren ohne weiteres ein. Die Figur gibt durch die starken Linien einen Querschnittsteil des Porzellanmantels eines Durchführungsisolators wieder. Die mit Pfeilen versehenen Linien sind die Kraftlinien. Die Dielektrizitätskonstante des Porzellans ist mit $\epsilon = 4,5$ eingesetzt. Es muss z. B. der wirkliche gebrochene Wulst mit den Querschnittsecken $a b c d e f$ denselben dielektrischen Widerstand aufweisen wie der ungebrochene Wulst mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_2 = 1$ und den Querschnittsecken $a b g f$ oder wie derjenige mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_1 = 4,5$ und den Querschnittsecken $h d i k$.

Durch Anordnung von neuen Hilfs-Niveaulflächen innerhalb derjenigen mit der anfangs fortgesetzten Spannungsdifferenz von $V = 10000$ Volt und durch Einfügen neuer Verschiebungslinien lässt sich natürlich jede beliebige Genauigkeit erzielen, welche verlangt wird.

Eine besondere Gefahr bilden für die Durchführungsisolatoren noch die *Gleitfunken*, das sind jene Funken, die von der Fassungsstelle aus längs der Oberfläche des Isolators sich mit steigender Spannung immer weiter verschieben, bis sie bei der sogenannten Überschlagsspannung des Isolators dann den direkten Kurzschluss zwischen Bolzen und Fassung herstellen. Für die Entstehung dieser Funken kommt offenbar die Spannungsdifferenz in Frage, welche vor Eintritt der Gleitfunken längs der äusseren Mantellinie des Isolators zwischen zwei nahe benachbarten Punkten derselben bestehen, also die tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke an der Oberfläche des Isolators. Die Berechnung derselben kann nach Fig. 6 gemacht werden. An Hand der Fig. 6 berechnet man die Feldstärke in einem Punkt P der Oberfläche, welcher auf der Mittellinie der Röhre liegt.

Die Berechnungsmethoden gehen aus den eingeschriebenen Gleichungen ohne weiteres hervor. Sie sind natürlich nur angenäherte Methoden, indem angenommen ist, dass die mittlere Feldstärke \mathcal{E}_1 im Dielektrikum 1 sich einfach ergibt durch Division der Länge der Röhre in die Spannungsdifferenz V ihrer Endflächen. Für die Genauigkeit dieses Berechnungsverfahrens hat man ein Mass, wenn man die Tangentialkomponenten \mathcal{E}_{1t} und \mathcal{E}_{2t} der Feldstärke \mathcal{E}_1 im Dielektrikum (1) und \mathcal{E}_2 im Dielektrikum (2) bildet. Diese müssen gleich

gross ausfallen gemäss der Vorschrift, dass die Tangentialkomponente der Feldstärke an der brechenden Fläche keine Brechung erfährt.

Diese Kontrollen ergaben, dass das erwähnte Verfahren in Bezug auf Genauigkeit stets genüge.

Will man absolut genauer rechnen, so ist das sehr leicht durch Unterteilung des Röhrenquerschnittes und Berechnung der Verschiebungen \mathfrak{D} an jeder der uns interessierenden Stellen zu erreichen. Durch Division der Werte für \mathfrak{D} durch die absolute Dielektrizität β ergibt sich dann ohne weiteres \mathfrak{E} bzw. \mathfrak{E}_t und \mathfrak{E}_n .

Nachdem wir so die Grundlagen erörtert haben, auf welchen sich die „Kraftlinienbilder“ aufbauen, können wir zur Beschreibung der Bilder selbst gehen.

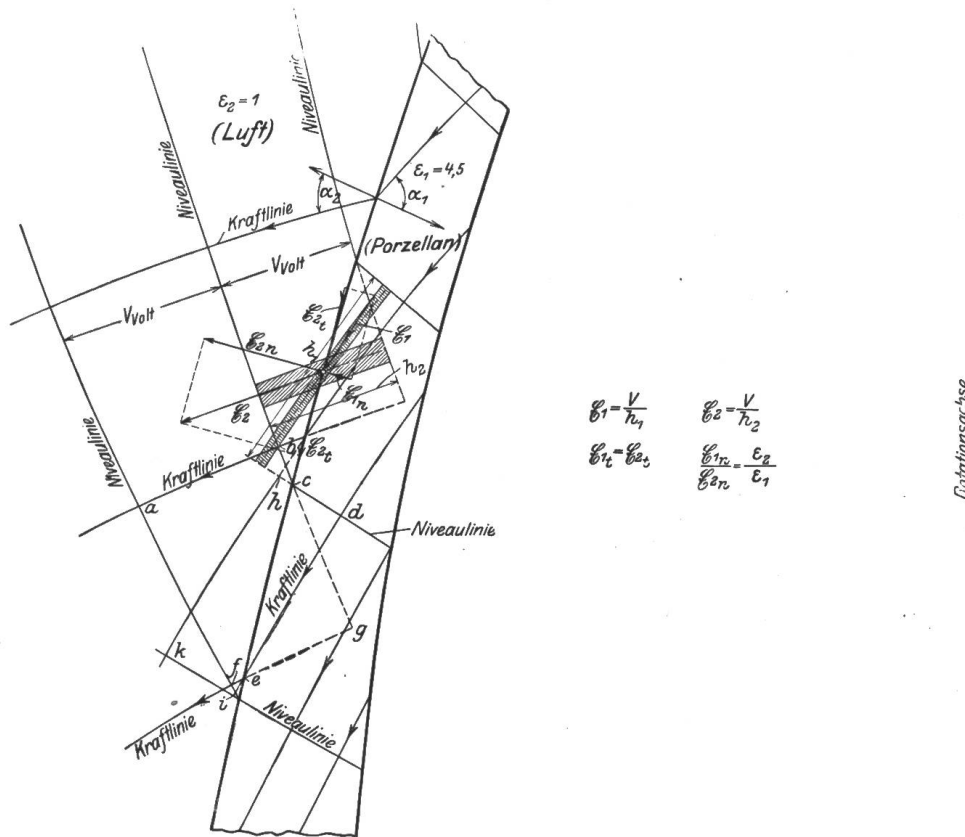


Fig. 6.

In Fig. 2 sind längs der Bolzen und der Fassungsoberfläche die Beanspruchungen der Luft in Volt/mm eingeschrieben. Es ist bekannt, dass atmosphärische Luft eine Durchschlagsfestigkeit hat von maximal etwa 30000 Volt/cm = 3000 Volt/mm und bezogen auf Sinus-Wechselstrom von effektiv 21000 Volt/cm. Aus den eingeschriebenen Zahlen ersehen wir, dass der Fassungsrand und der Mittelteil des Bolzens bei der angegebenen Betriebsspannung von 55000 Volt effektiv bereits Lichterscheinungen zeigen; denn beim Bolzen ist der zulässige Wert von 2100 Volt/mm bereits stark überschritten, und der Mittelwert von 1070 Volt/mm am Fassungsrande kann der Natur der Sache nach bei einem mathematisch scharfen Rande leicht von Höchstwerten bis 3000 und mehr begleitet sein. Es ergibt sich hier bereits ganz deutlich die Notwendigkeit, den Rand abzurunden, wie das die Erfahrung ja auch lehrt.

Fig. 7 zeigt das Kraftlinienbild, wenn der Bolzen der Fig. 7 ganz mit einem Porzellanzyliner umkleidet wird. Hier machen sich an der Oberfläche des Porzellan, dessen ϵ mit 4,5 in Rechnung gesetzt ist, die Brechungserscheinungen bereits stark geltend.

Die Niveaulinien verlaufen annähernd wie bei Fig. 2. Ihre Durchschnittslinien (bzw. Punkte) mit dem Porzellanmantel liegen jedoch so, dass sie um so weiter auseinanderliegen,

zellanmantel stossen, die pro Längeneinheit entfallende Spannung sehr hohe Werte erreicht. Die Feldstärken an der Fassungsstelle weisen denn auch viel höhere Werte auf als vorher. Der höchste Mittelwert ist 2100 Volt/mm gegen 1070 bei Fig. 2. Das Glimmen wird also durch das Porzellan sehr begünstigt. Je weiter wir am Porzellanmantel in die Höhe gehen, desto mehr macht sich der Einfluss der Brechung geltend. Wir sehen, wie die Niveaulinien immer mehr die Richtung des Porzellanmantels selbst annehmen. Ist dieser unendlich lang, so müssen selbstverständlich die Niveaulinien wieder parallel dem Bolzen verlaufen. In der anfänglichen Neigung der Niveaulinien haben wir also nur einen Einfluss der Fassung zu erblicken. Im Unendlichen ist also die Porzellanoberfläche selbst eine Niveaulfläche.

An der Oberfläche des Bolzens haben wir praktisch dieselben Feldstärken wie ohne Porzellan.

Für die Entstehung der Gleitfunken ist nun aber nur diejenige Komponente der Feldstärke massgebend, welche in die Richtung der Porzellanoberfläche fällt, also die Tangentialfeldstärke. Diese lässt sich, wie wir sahen, aus dem Kraftlinienbilde ebenfalls ermitteln. In den Figuren ist dies durch die kleinen schraffierten Flächenstreifen (rechts) angedeutet. Es sind jedesmal an den Durchschnittpunkten der Niveaulinien mit der Schnittlinie des Porzellanmantels die Tangentialkomponenten der Feldstärke eingetragen.

In Fig. 8 ist der Verlauf dieser Tangentialfeldstärke in Abhängigkeit von der Länge der Erzeugenden des Porzellankörpers aufgetragen. Die Länge Null entspricht dem Schnittpunkte der Oberfläche der Fassung mit dem Mantel des Porzellankörpers. Die Kurve beginnt bei sehr hohen Werten und fällt erst stark, dann allmählich ab. Der Anfangswert ist wegen der hier absichtlich angenommenen Scharfkantigkeit der Fassung natürlich gänzlich unbestimmt, etwa von der Grössenordnung von 2100 Volt/mm. Der Flächeninhalt, den diese Kurve mit den Achsen einschliesst, muss natürlich als das Integral

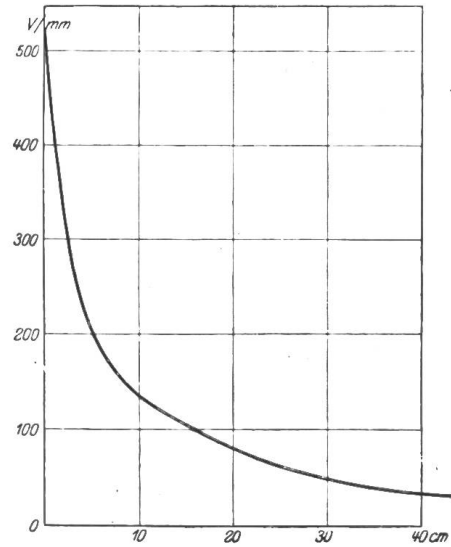


Fig. 8.

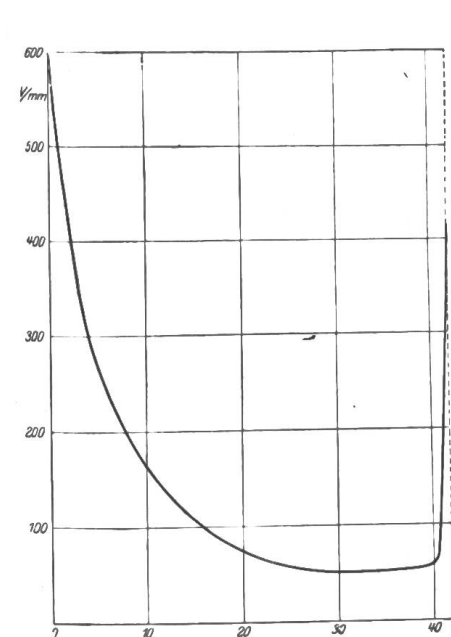


Fig. 10.

$$\int_0^{\infty} \mathcal{E}_t dl = 55000 \text{ Volt ergeben.}$$

Denken wir uns die Spannung bis zum Glimmen gesteigert, so tritt natürlich infolge der dadurch eintretenden Ionisierung eine Ionenwanderung längs des Porzellanmantels ein. Dieser wird dadurch mehr und mehr leitend, verhält sich also etwa wie ein Widerstand, der mit zunehmender Ionisierung immer besser leitend wird, bis die sogenannten Gleitfunken längs der Oberfläche entstehen, die Folge ist natürlich ein ganz anderes Kraftlinienbild. Die einzelnen Kraftröhren erhalten ihre Ladung nicht mehr aus der Oberfläche der Fassung, sondern vermittels der Gleitfunken direkt über den Porzellanmantel.

Die Brechung hatte, wie wir sahen, einen sehr bedeutenden Einfluss auf den Verlauf der Kraftlinien und Niveaulflächen. Da die Richtung der Brechung nun von der Richtung der Porzellanoberfläche abhängt, so fragt es sich, wie die Gestalt des Porzellankörpers auf den Kraftlinienverlauf einwirkt. Dies zeigt uns die Abb. 9,

wo die Erzeugende ein Parabelbogen ist. Wir sehen, das ganze Kraftlinienbild ist gewissermassen auseinandergeblasen. Da die pro Röhre verschobene Elektrizitätsmenge q bei den

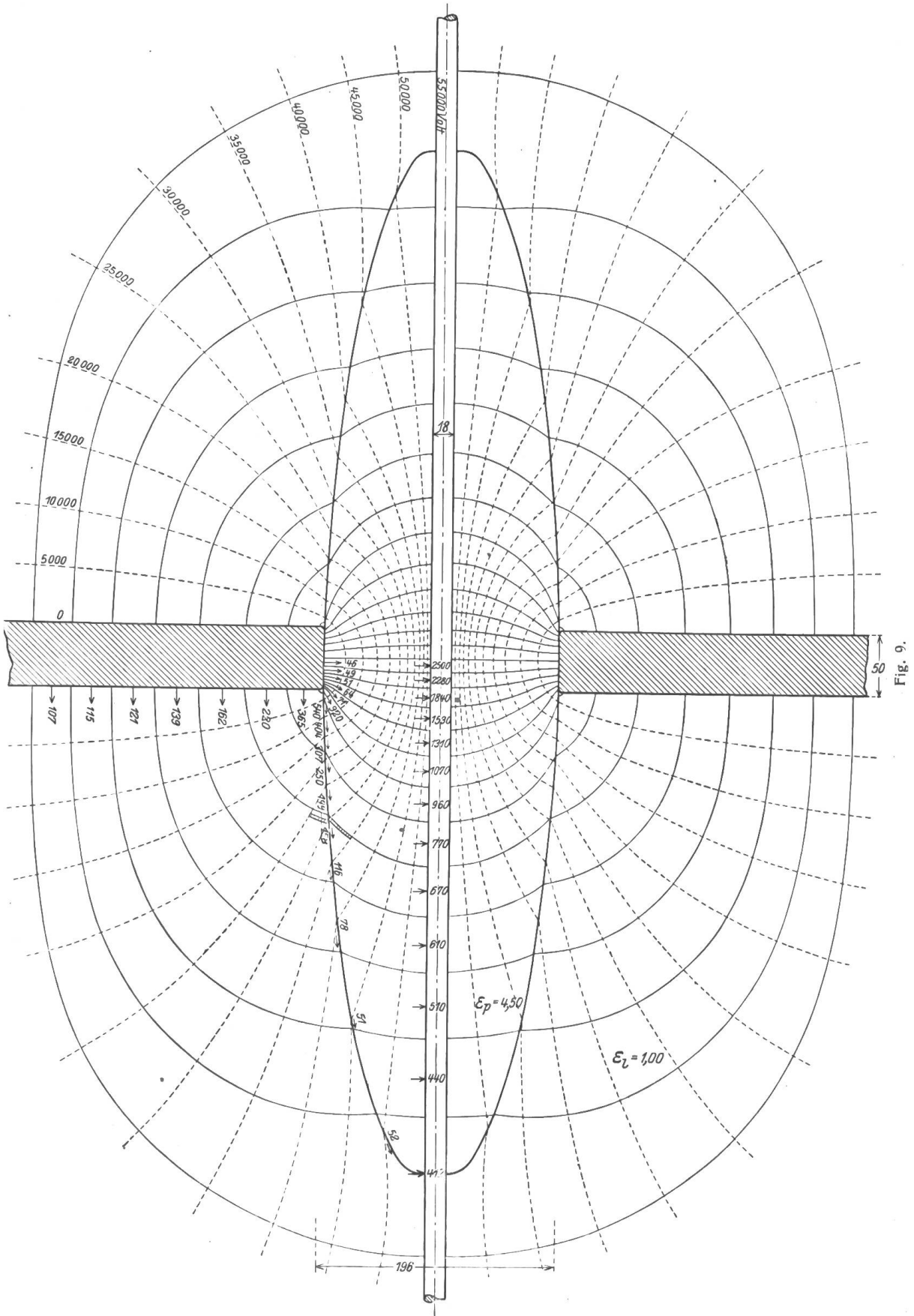


Fig. 7 und 9 gleich gross ist, so sind die Abbildungen direkt vergleichbar. Während in Fig. 7 die siebente Feldlinie, gerechnet von der Fassungsmitte, noch an der Kante der Fassung mündet, trifft dies in Fig. 9 nur noch bei der sechsten Feldlinie zu. Da sich auf diese Weise der in den Kraftrohren verschobenen Elektrizitätsmenge q grössere Querschnitte darbieten, so ist einmal die Feldstärke kleiner, und die Kraftlinien erscheinen bei weitem nicht so stark nach der Fassung hingebogen wie bei Fig. 7.

Fig. 10 zeigt wieder den Verlauf der Tangentialkomponente der Feldstärke an der Porzellanoberfläche. An dieser Kurve ist interessant, dass in der Nähe des Bolzens die Feldstärke wieder stark ansteigt. Es ist also die Möglichkeit vorhanden, dass hier eine Glimmentladung einsetzt.

Wir haben bis jetzt erkannt, dass ein massiver Porzellanisolator nicht vorteilhaft ist solange wir uns auf Konstruktionen von Durchführungen wie bisher beschränken. Die hohe Durchschlagsfestigkeit des Porzellans kommt nur an der Berührungsstelle zwischen Bolzen und Porzellan zur Geltung. An der Fassungsstelle ist das Porzellan so schwach beansprucht, dass es dort keinen anderen als rein mechanischen Wert besitzt. Die Verwendung massiven

Porzellans ist der Entstehung der Gleitfunken nur günstig, indem es den Wert der Feldstärke an der Oberfläche des Porzellans infolge seiner hohen Dielektrizitätskonstanten nur erhöht. Viel richtiger ist es daher, das Porzellan nur als äussere Hülle des Isolators zu verwenden, also hohle Porzellanisolatoren zu gebrauchen, deren Inneres mit einem Dielektrikum von geringerer Dielektrizitätskonstante ausgefüllt ist. Hier kommen in Frage Öl, Compound, Luft, vornehmlich Druckluft usw.

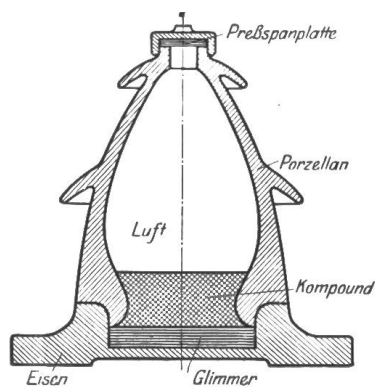


Fig. 11.

Diese Ueberlegung führten den Verfasser bereits 1906 dazu, derartige öl- oder compoundgefüllte Porzellanisolatoren zu bauen. Sie wurden mit grossem Erfolge von der A. E. G. Berlin in die Praxis eingeführt und haben sich später auch bei vielen anderen Elektrizitätsfirmen eingebürgert, so, dass sie heute ganz allgemein bekannt sind. In der ETZ. 1910,

Heft 2, 3 und 4, hat der Verfasser eingehend über diese Isolatoren berichtet. Die nachfolgenden Kraftlinienbilder beziehen sich alle auf solche hohlen Porzellanisolatoren.

Es ist nun zum ersten Male auch der Versuch gemacht worden, an Hand der Kraftlinienbilder etwas Zahlenmässiges über den Nutzen der Rillen gegenüber den Gleitfunken zu erhalten. Von der früher veröffentlichten Konstruktion ist hier insofern abgewichen worden, als gemäss einem 1911 gemachten Vorschlage des Verfassers der Durchführungsisolator nicht aus einem einzigen Hohlkörper, sondern aus zwei gleichartigen, an der Fassungsstelle geteilten Porzellankörpern besteht, welche fest in die Metallfassung eingekittet sind (Fig. 11). Diese Konstruktion bietet elektrisch wie mechanisch ganz erhebliche Vorteile vor dem einteiligen Porzellankörper.

Die *elektrischen* Vorzüge liegen in folgendem. Zunächst ist das Porzellan an der Innenwand der Fassung überflüssig, weil hier die geringe Feldstärke die Verwendung von Porzellan nicht erheischt. Zweitens lassen bereits die früheren Kraftlinienbilder zur Genüge erkennen, dass dort, wo der Fassungsrand an den Porzellanmantel stösst, die Feldstärke an der Oberfläche des Porzellans am grössten ausfällt, so dass hier die Gleitfunken ihren Anfang nehmen. Dies kann man verhindern bzw. den Wert der Betriebsspannung, bei welcher hier das Glimmen einsetzt, herabmindern, wenn man den Rand der Fassung durch einen dicken Wulst aus Porzellan umkleidet (siehe Fig. 11). Dieses Mittel war bereits bei den 1906er Isolatoren vom Verfasser angewendet. Die Einteiligkeit dieses Isolatorentyps verbot aber die Anbringung eines solchen Wulstes auch auf der Unterseite der Fassung, da man keine zweiteiligen Fassungen anwenden wollte. Die Teilung des Porzellankörpers aber gestattet die Verwendung des Wulstes auf beiden Seiten der Fassung.

Die *mechanischen* Vorzüge liegen einmal in der leichteren Herstellung von Porzellankörpern, welche nur die halbe Höhe haben als früher, zweitens darin, dass man ganz nach

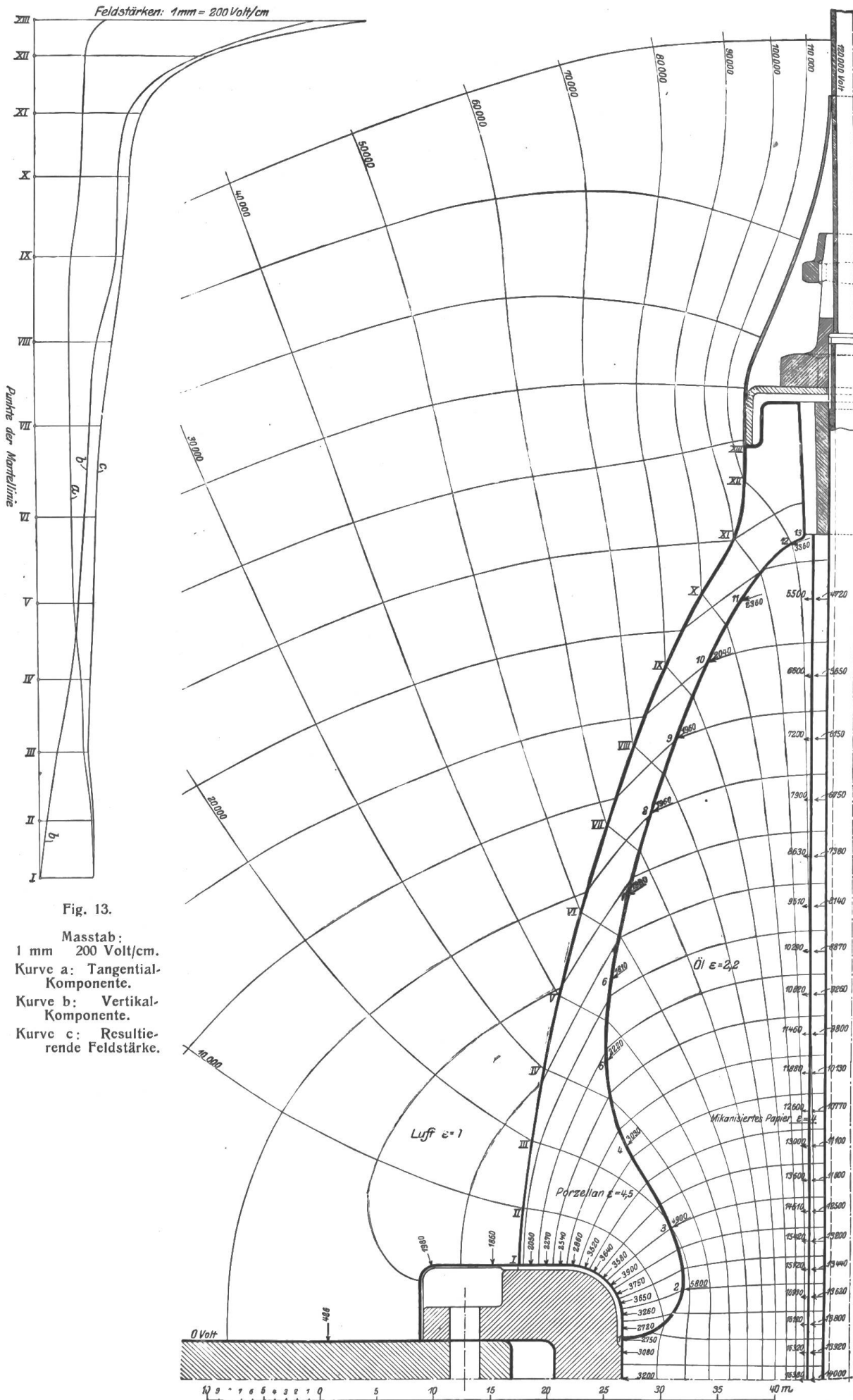


Fig. 13.

Masstab:
1 mm 200 Volt/cm.
Kurve a: Tangential-
Komponente.
Kurve b: Vertikal-
Komponente.
Kurve c: Resultie-
rende Feldstärke.

Fig. 12.

Belieben die Durchführung auf beiden Seiten der Fassung gestalten kann, drittens darin, dass die Höhe der Fassung ganz beliebig sein kann, und viertens darin, dass man dieselben Porzellanteile auch für Stützisolatoren verwenden kann, also die Lagerhaltung bedeutend vereinfacht wird (Mauerwände verschiedener Wandstärke). Wie ein solcher Stützisolator etwa aussehen würde, zeigt Fig. 11. Damit die Ueberschlagsfestigkeit aussen geringer ausfällt als innen, ist der Boden des gusseisernen Fusses mit Compound übergossen.

Wir gehen nunmehr zu der Besprechung der Kraftlinienbilder über.

Fig. 12 zeigt einen Isolator für 120 000 Volt. Die Füllung des hohlen Porzellanmantels ist Oel ($\epsilon = 2,2$). Der Bolzen ($d = 50$ mm) ist mit mikanisiertem Papier ($\epsilon = 4$) von 15 mm Stärke umkleidet. Die Bohrung der Fassung beträgt 420 mm. Man legt zunächst wieder die Abstände der Niveaulinien in der Mittelebene der Fassung fest. Dies kann zunächst rechnerisch in ähnlicher Weise wie bei Abb. 2 geschehen, worauf hier nicht weiter eingegangen zu werden braucht. Die weitere Verfolgung des Kraftlinienbildes zeigt dann bald, dass die theoretisch berechneten Werte etwas durch die unteren Porzellanränder beeinflusst werden. Die Feldstärken sind in der Abbildung 12 eingeschrieben, sie bedeuten Volt/cm.

Die höchste Feldstärke tritt im Mittelschnitt in der Berührungsschicht zwischen Bolzenumkleidung und Oel auf; sie ist 16380 Volt/cm. Bei Oel kann bei jener Dicke der Oelschicht etwa mit einer Durchschlagsfestigkeit von etwa 50 000—60 000 Volt/cm gerechnet werden, so dass eine 3 bis 4fache Sicherheit gegen Durchschlag vorhanden ist. Die eingeschriebenen Zahlen lassen deutlich den Verlauf der Feldstärken erkennen. Noch deutlicher ersieht man ihn aus Fig. 13. Die Abszissen bedeuten die Mantellinie des Isolators in abgewickeltem Zustande, die römischen Zahlen entsprechen den gleichen Zahlen auf Fig. 12. Man erkennt an dem Verlauf der Tangentialfeldstärke (Kurve a), dass diese fast durchweg annähernd konstant ist. Es lässt dies darauf schliessen, dass der Isolator gar keine oder kaum Gleitfunken zeigen wird, sondern urplötzlich überschlägt, sobald die Spannung hoch genug getrieben ist. An der Fassung erreicht die tangentielle Feldstärke einen Wert von etwa 2000 Volt/cm. Die Überschlagsspannung würde etwa bei 350 000 Volt liegen, da man etwa mit 4500 Volt/cm Festigkeit der Luft längs Porzellanflächen rechnen darf und die mittlere Feldstärke 1500 Volt/cm, die Ueberschlagslänge 775 mm beträgt. Bevor die Spannung von 350 000 Volt erreicht ist, beginnt aber bereits an der Stelle XIII des Kappenrandes das Leuchten, und zwar etwa bei 240 000 Volt, da hier die Feldstärke bereits 21 000 Volt/cm überschritten hat.

Infolge der hohen Dielektrizitätskonstanten des Porzellans gegenüber dem Oel werden die „Kraftlinien“ direkt in das Porzellan hineingezogen. Im Augenblick aber, wo ein stärkeres Leuchten einsetzt, wird die Luft längs des Porzellanmantels stark ionisiert, und das Bild der Kraftlinie wird ein anderes. Wir ersehen daraus, dass Porzellan an sich ein unerwünschtes Material wäre, wenn nicht seine hohe Isolationsfähigkeit und seine leichte Anpassungsfähigkeit an gewünschte Formen es nicht so wertvoll machten.

Jedenfalls hat eine unnötig dicke Wandstärke des Porzellanmantels nur Nachteile im Gefolge in bezug auf die Vermeidung der Gleitfunken. Rein vom Standpunkte der Isolierung des Bolzens von der Fassung wäre eine Porzellanhülle von der Dicke eines Millimeters entschieden vorteilhafter.

Fig. 14 und 15. Der gleiche Isolator wie vorher, jedoch mit Rillen ausgerüstet, weist hinsichtlich des Verlaufes der Tangentialkomponente einen ganz anderen Verlauf als in Abb. 13 und 14 auf. Die Tangentialkomponente kehrt dort, wo die Rillen liegen, ihr Vorzeichen um (siehe die Punkte 5, 7, 15, 17). Die Mantellinie des Isolators besitzt jetzt eine Länge von 1120 mm gegen 775 mm ohne Rillen. Auf die Länge der Rillen entfallen

$$\text{dabei je } 200 \text{ mm. Die mittlere Feldstärke längs des Mantels beträgt also ca. } \frac{120\,000}{(112 - 2 \cdot 20)}$$

$$= \frac{120\,000}{72} = 1680 \text{ Volt/cm gegen vorher } 1500 \text{ Volt/cm. Die Rillen haben also auf den}$$

Eintritt des Glimmens an der Fassung und auf den Ueberschlag kaum den allgemein angenommenen Einfluss. Hingegen weist der Verlauf der resultierenden Feldstärke ganz be-

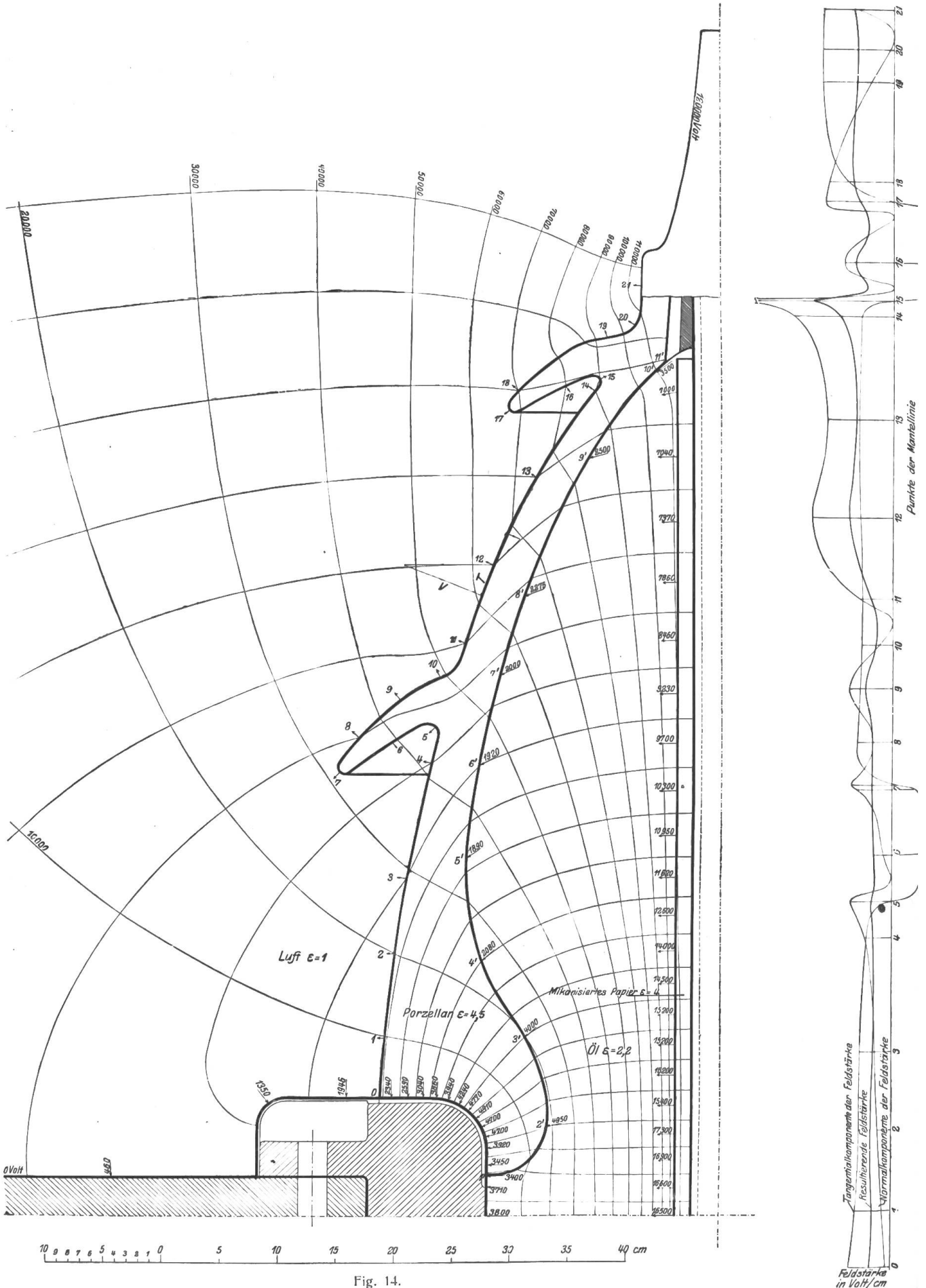


Fig. 14.

deutende Werte auf. Wir sehen, dass diese Werte stets in den Höhlungen der Rillen auftreten. So ergibt sich z. B. an der Stelle (15) eine resultierende Feldstärke von 7000 Volt/cm. Um hier also ein vorzeitiges Glimmen hintanzuhalten, muss man den Hohlkehlen unterhalb der Rillen einen grossen Krümmungsradius geben. Der Nutzen der Rillen zeigt sich mehr bei Isolatoren, welche an sich in bezug auf die Vermeidung der Gleitfunken schlecht konstruiert sind. Denn so bald dann die Gleitfunken von der Fassungsstelle ausgehen und die Ionisierung der Umgebung des Isolators einleiten, werden eine ganze Anzahl Ionen unter den Rillen abgefangen, und es bedarf dann einer längeren Entladungszeit, um den Ueberschlag des Isolators einzuleiten. Die Rillen haben also einen Entladeverzug für den Kurzschlusslichtbogen zur Folge, wenn sonst der Isolator gut konstruiert ist, andererseits kann man also auch, wenn man Rillen anwendet, eine höhere Tangentialfeldstärke an der Fassung zulassen, da die Rillen diesen Fehler wieder zum Teil ausgleichen. Wie bereits in meiner früheren Arbeit ausgeführt und wie auch aus diesen Bildern ersichtlich, hängt aber die Tangentialfeldstärke in erster Linie vom Durchmesser des Isolators an der Fassungsstelle ab. Man kann diesen also, wenn man Rillen anbringt und früheres Eintreten der Gleitfunken zulässt, etwas kleiner halten als ohne Rillen.

Mechanisch bedeuten die Rillen eine Beeinträchtigung des Isolators, und man darf ihre Wandstärke nicht zu gering wählen. Auch aus elektrischen Erwägungen heraus sollten

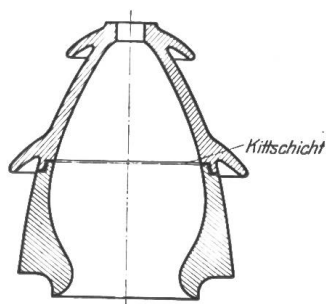


Fig. 16 a.

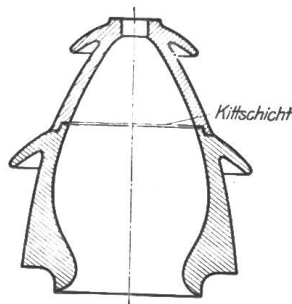


Fig. 16 b.

die Ränder der Rillen gut abgerundet sein, damit nicht die Feldstärke an ihnen (Stellen 7 und 17) zu frühzeitigem Glimmen Anlass geben. In ihrer Form müssen die Rillen so gestaltet sein, dass sich die Ionen darunter festfangen. Wird der Porzellanmantel mehrteilig gemacht, so sollte im Interesse der elektrischen Festigkeit die Teilfuge nicht wie Abb. a unterhalb, sondern oberhalb der Rille angebracht werden (Fig. 16).

Fig. 17 schliesslich stellt den Einfluss des Einbaues von Durchführungsisolatoren in Transformatorenkästen auf den Verlauf des elektrischen Feldes dar.

Links von der Mittellinie des Bolzens ist der Einfluss der geerdeten Kastenwände dargestellt, wenn der Kasten nur mit Luft gefüllt ist. Rechts hingegen ist der Kasten teilweise mit Oel gefüllt. Die Kastenwände haben selbst bei Luftfüllung einen Einfluss auf den Verlauf des Feldes, jedoch ist derselbe nicht sehr entscheidend. Ist der Kasten jedoch teilweise mit Oel gefüllt, so ist der Einfluss auf die im Kasteninnern verlaufenden Linien schon sehr entscheidend zu merken. Besonders treten längs des Oelspiegels nicht unbeträchtliche Tangentialfeldstärken auf. Wir finden sie in der über den Oelspiegel aufgetragenen Kurve a wiedergegeben. An der Berührungsstelle zwischen Porzellan und Oelspiegel erreicht die Feldstärke längs des Oelspiegels bereits 3100 Volt/mm, so dass bereits Gleitfunken längs des Oeles auftreten können. Diese haben auf das Porzellan einen recht ungünstigen Einfluss, indem sie es schmelzen und zerfressen bis zur Zerstörung. Die Grösse der Gleitspannung hängt ab von dem Abstände des Oelspiegels vom Kastendeckel und verschwindet, wenn der Oelspiegel den Kastendeckel direkt berührt. Bei Stromwandlern, Transformatoren, Schaltern sollte man stets danach streben, das Oel bis an den Kastendeckel reichen zu lassen. Ein anderes Mittel, um die fressende Wirkung der Gleitfunken vom Porzellan fernzuhalten, besteht in dem Anbringen eines metallenen Kragens (Fig. 18 a) um das der Fassung zuliegende Ende des Isolators. Dieser Kragen muss bis in das Oel

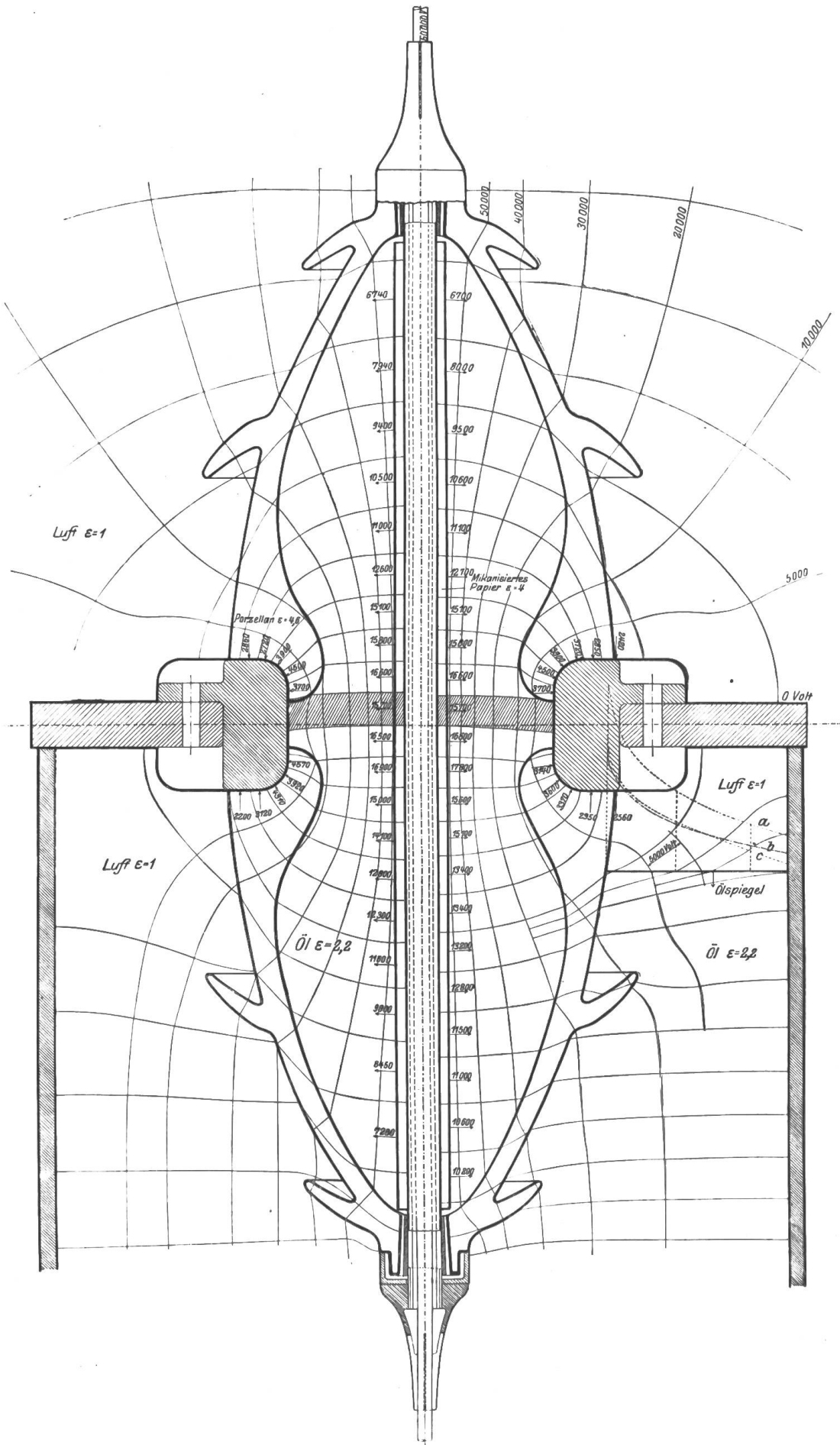


Fig. 17. Feldstärken: Kurve a) Tangential Komponente, Kurve b) Resultierende, Kurve c) Vertikal Komponente.
 Masstab für a und c: 1 mm = 250 Volt/cm, für b: 1 mm = 500 Volt/cm.

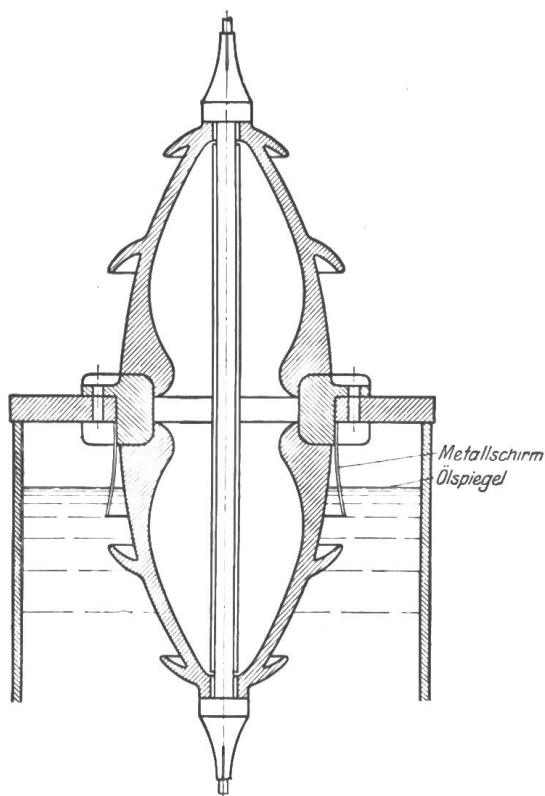


Fig. 18 a.

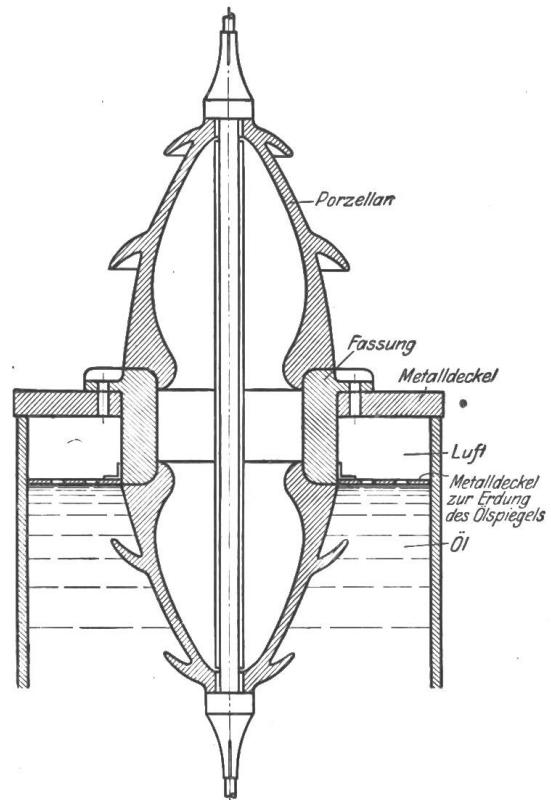


Fig. 18 b.

hineinragen und wurde vom Verfasser bereits 1908 angewendet. Die Gleitfunken längs des Ölspiegels können dann noch durch künstliches Erden desselben mittels eines metallenen Erdungsdeckel (Fig. 18 b) vermieden werden.

Die behandelten Beispiele lassen erkennen, dass das Zeichnen der Kraftlinienbilder über viele Erscheinungen Aufschluss zu geben vermag und auch nützliche Winke für die Konstruktion ergibt. Das geschilderte Verfahren ist im Kern einfach, aber der Zeitaufwand stark abhängig von der Uebung. Die Genauigkeit ist nicht immer hineinreichend, andererseits liegen unsere Kenntnisse der Durchschlagsvorgänge noch sehr im argen. Hoffen wir daher, dass es uns gelingt, im Verein mit dem Experiment mit der Zeit auch hier vorwärts zu kommen zum Nutzen unserer vielfach noch von Laune und Liebhaberei beherrschten Konstruktionen.

Die schweizerische elektrotechnische Industrie und der russische Markt.

Von Dipl.-Ing. P. Gurewitsch.

Die russische elektrotechnische Industrie hat in den letzten zehn Jahren eine ausserordentliche Entwicklung erhalten. Keine andere Gruppe fertiger Fabrikate weist in der russischen Einfuhrstatistik eine solche ausgeprägte Steigungstendenz auf, wie die Fabrikate der elektrischen Industrie. Während im Jahre 1904 die Einfuhr elektrotechnischer Fabrikate nach Russland nur einen Wert von $4\frac{3}{4}$ Millionen Rubel hatte, stieg sie im Jahre 1913 auf 25 Millionen Rubel (66,5 Mill. Franken). Sie vergrösserte sich somit innerhalb zehn Jahren auf das $5\frac{1}{2}$ fache, während die Einfuhr anderer fertiger Fabrikate aus Metall in derselben Zeitperiode nur auf das ca. $2\frac{1}{2}$ fache (von 96 auf 260 Mill. Rubel) gestiegen ist. Während im Jahre 1905 sämtliche russischen Elektrizitätswerke nur 500 Millionen kWh erzeugten, haben im Jahre 1913 allein die vier Städte: Petrograd, Moskau, Lodz und Baku, die die grössten Elektrizitätswerke besitzen, 379 Millionen kWh nützlich abgegeben. Schon diese Zahlen beweisen, in welchem schnellen Tempo sich die Elektrotechnik in Russland entwickelt.