

Zeitschrift:	Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber:	Association suisse des électriciens
Band:	25 (1934)
Heft:	16
Artikel:	Die Erwärmung von Kontakten in Hochleistungsschaltern durch Kurzschlussströme
Autor:	Wanger, Willi
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-1056568

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 18.02.2026

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

Dans les années	1919	1922	1925	1927	1929	1931	1933
kWh par habitant							
sans exportation	390	405	530	615	685	680	720
kWh par habitant							
avec l'exportation	475	525	695	860	930	915	960

Les tableaux III à VI se rapportant à la *répartition des puissances installées* sur les différentes catégories d'appareils d'utilisation, sur *l'étendue des réseaux*, sur le *nombre et la puissance des stations de transformation* (toutefois sans les sous-

Dans tous ces tableaux il a été tenu compte des petites entreprises d'après les résultats de la statistique de 1929.

La nouvelle statistique arrêtée fin 1933 constitue un volume de 120 pages in-folio et comprend, à part nombre d'autres tableaux non reproduits ici, les données faites par 108 grosses entreprises électriques possédant des installations génératrices et par 75 grosses entreprises électriques qui revendent

Nombre des abonnements.

Tableau VI.

Genres d'abonnements	1919	1922	1925	1927	1929	1931	1933
1 ^{er} Abonnements au compteur . . .	530 200	682 900	837 000	927 000	1 068 000	1 210 000	1 315 000
2 ^{me} Abonnements à forfait . . .	268 900	257 800	265 200	257 500	243 000	227 000	220 000
Total	799 100	940 700	1 102 200	1 184 500	1 311 000	1 437 000	1 535 000

stations intermédiaires pour la transformation d'une haute tension à une autre haute tension) et sur le *nombre des abonnements*, reflètent les conditions de distribution de l'énergie.

en somme l'énergie fournie par d'autres entreprises. Elle est en vente au Secrétariat général de l'ASE et de l'UCS au prix de frs. 5.— pour les membres de l'ASE et de frs. 10.— pour les autres personnes.

Die Erwärmung von Kontakten in Hochleistungsschaltern durch Kurzschlußströme.

Von Willi Wanger, Baden.

621.316.066.6

Beim Stromübergang von Kontakt zu Kontakt wird die höchste Temperatur an der Berührungsstelle erreicht, wo die Stromlinien auf einen engen Querschnitt zusammengedrängt sind. Der Wert dieser Temperatur hängt ab von der elektrischen und der Wärmeleitfähigkeit des Kontaktes, von der Grösse der Berührungsfläche und von der Stromstärke. Bei Wechselstrom von 50 Per./s folgt die Temperatur der Berührungsstelle den Schwankungen der Wärmeentwicklung fast trüghheitslos; ihr höchster Wert ist daher nur vom grössten Scheitelwert, nicht aber vom Effektivwert des Stromes abhängig. Ist der Strom am Anfang asymmetrisch, so steigt die Temperatur im Moment des ersten grossen Scheitelwertes am höchsten; selbst wenn der Strom nachher noch einige Sekunden fliessst, wird jener Wert nicht mehr erreicht.

Die Grösse der eigentlichen Berührungsfläche ist bei den kalten Kontakten im wesentlichen durch die Fließspannung und den Kontaktandruck bestimmt. Bei grossen Kurzschlußströmen würden Temperaturen erreicht, die weit über dem Schmelzpunkt liegen, wenn sich die ursprüngliche Berührungsfläche nicht vergrössern würde. Es scheint aber, dass das Kupfer schon beträchtlich unter dem Schmelzpunkt so plastisch wird, dass sich die Berührungsfläche bedeutend vergrössert und die Temperatur nicht weiter steigt. Zahlreiche Versuche haben gezeigt, dass auch bei den grössten Kurzschlußströmen ohne Kontaktabhebung kein Festschweißen vorkommt.

Lors du passage du courant d'un contact à l'autre, la température maximum est atteinte à l'endroit de contact où les lignes de courant sont concentrée sur une faible section. La valeur de cette température dépend des conductibilités électriques et caloriques du contact, de la grandeur de la surface de contact et de l'intensité. En courant alternatif 50 pér./s, la température suit presque sans inertie les variations du développement de chaleur; sa valeur extrême ne dépend donc que de la plus forte valeur de crête et non de la valeur efficace du courant. Si le courant est dissymétrique au début, la température atteint son maximum au moment du premier maximum de courant; même lorsque le courant continue après de passer pendant quelques secondes, le premier maximum n'est plus atteint.

La grandeur de la surface effective de contact à froid est déterminée principalement par la plasticité du matériel et par la pression de contact. De forts courants de court-circuit engendreraient des températures bien supérieures au point de fusion du cuivre, si la surface de contact initiale ne s'agrandissait pas. Il semble cependant que le cuivre devient plastique déjà bien en dessous de son point de fusion, ce qui permet un accroissement de la surface de contact, empêchant ainsi la température de monter davantage. De nombreux essais ont prouvé que même pour les plus forts courants de court-circuit les parties maintenues en contacts ne se soudent pas.

1. Problemstellung.

Massive Kontakte haben, selbst wenn sie bearbeitet sind, so viel kleine Unebenheiten an der Oberfläche, dass sie nur auf einer ganz kleinen Fläche wirklich zur Berührung kommen. Das gilt erst recht für Kontakte in Hochleistungsschaltern, wo die Oberflächen, die im eingeschalteten Zustand den Stromübergang ermöglichen sollen, durch Abschaltlichtbögen angefressen worden sind. Die Stromlinien werden daher an der Berührungsstelle auf einen ganz kleinen Querschnitt zusammenge-

drängt. Die Erwärmung wird dabei grösser, als sie bei gleichmässiger Verteilung des Stromes über den ganzen Leiterquerschnitt wäre. Vor allem erreichen die Stellen mit grosser Stromdichte, d. h. die nächste Umgebung der Berührungsfläche, hohe Temperaturen.

Bei Kurzschlüssen in elektrischen Netzen fliessen die Kurzschlußströme immer zunächst über die geschlossenen Kontakte von gewissen Hochleistungsschaltern, die dann durch die Schutzrelais ausgelöst werden, um den Kurzschluss abzuschalten. Es

ist von grosser Bedeutung, was für Temperaturen beim Stromdurchgang durch die geschlossenen Kontakte an den Berührungsstellen vorkommen. Denn wenn bei den Scheitelwerten des Wechselstromes die Schmelztemperatur erreicht wird, während beim Stromnulldurchgang wieder eine Abkühlung eintritt, so besteht die Gefahr, dass die Kontakte zusammenschweissen und sich nicht mehr trennen können, wenn die Relais den Schalter auslösen, so dass dieser den Kurzschluss nicht abschaltet.

In diesem Aufsatz wird die Temperaturverteilung in den Kontakten in Funktion der Zeit berechnet, insbesondere für Ströme von kurzer Dauer, wie sie bei Kurzschlägen vorkommen. Unter anderem wird die Frage abgeklärt, ob die höchste Temperatur nur vom Scheitelwert des Stromes abhängt oder ob auch die Zeit, während der der Strom fliesst, einen Einfluss hat. Natürlich gelten die folgenden Ableitungen nicht nur für Kontakte von Hochleistungsschaltern, sondern überall da, wo grosse Ströme zwischen zwei Metallstücken übergehen, die sich unter Druck berühren.

Seit dem Abschluss der vorliegenden Untersuchungen hat Prof. L. Binder einen Artikel über die Erwärmung von Kontaktstellen¹⁾ veröffentlicht. Jener Aufsatz behandelt aber hauptsächlich die stationäre Temperaturverteilung, während der vorliegende hauptsächlich die Ausgleichsvorgänge untersucht, so dass sich die beiden Arbeiten gegenseitig ergänzen.

2. Differentialgleichungen und Randbedingungen.

Die eigentliche Berührungsfläche, durch die der Strom aus einem Kontakt in den andern übertritt, ist so klein im Verhältnis zu den Abmessungen der Kontakte, dass man diese in erster Näherung als

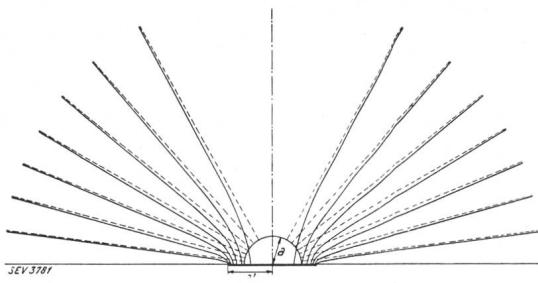


Fig. 1.

Stromverlauf in einem Metallstück bei Eintritt des Stromes durch eine ebene, kreisrunde Fläche (ausgezogene Linien) und bei Eintritt durch eine Halbkugelfläche (gestrichelte Linien).

unbegrenzt ansehen kann. Wenn nun ein Gleichstrom aus einer unbegrenzten (homogenen) Metallmasse durch eine verhältnismässig kleine Querschnittsfläche, die wir der Einfachheit halber als kreisrund annehmen wollen, in eine andere unbegrenzte Metallmasse übertritt, so sind die Stromlinien konfokale Hyperbeln. In Fig. 1 ist der Verlauf dieser Stromlinien in einem der beiden Kon-

¹⁾ L. Binder, Kurzschlusserwärmung an Verbindungs- und Schaltstücken. ETZ 1932, 29. Dez., S. 1241.

takte aufgezeichnet (ausgezogene Linien). Die Figur stellt einen Schnitt durch den Kontakt dar, wobei die Schnittebene durch die Mittelsenkrechte auf der Berührungsfläche vom Radius a' gelegt ist. Durch Rotation der Hyperbeln um diese Mittelsenkrechte als Axe entstehen Rotationshyperboloiden, die den Kontakt in Strömungsröhren aufteilen, und zwar ist die Darstellung so gewählt, dass jede der acht gezeichneten Strömungsröhren gleich viel Strom führt.

Wenn anderseits ein Strom durch eine Halbkugelfläche vom Radius a in eine unbegrenzte Metallmasse eintritt (bei gleichmässig verteilter Stromdichte an der Eintrittsfläche), so ergibt sich ein rein radialer Verlauf der Stromlinien, wie er in Fig. 1 durch die gestrichelten Linien dargestellt ist. Der totale Widerstand (Ausbreitungswiderstand) ist beim gestrichelten und beim ausgezogenen Stromlinienverlauf gleich gross, wenn

$$a = 0,636 a' \quad (1)$$

ist. In nächster Umgebung der Eintrittsstelle weichen natürlich die Stromlinien bei halbkugelförmiger und bei ebener, kreisrunder Eintrittsfläche beträchtlich voneinander ab; aber schon in einem Abstand von etwa ein- bis zweimal dem Durchmesser $2a'$ der Eintrittsfläche fallen entsprechende Stromlinien fast vollständig zusammen. Es ist noch zu berücksichtigen, dass das in Fig. 1 dargestellte Gebiet nur einen kleinen Ausschnitt aus dem ganzen Kontakt (natürlich in stark vergrössertem Maßstab) darstellt und dass im ganzen übrigen Gebiet das ausgezogene und das gestrichelte Stromliniensystem noch besser übereinstimmen als am äussern Rand des gezeichneten Gebietes. Da ausserdem die totale Wärmeentwicklung bei Einhaltung von Gl. (1) für beide Stromliniensysteme gleich ist, so wird sich in den äussern Teilen des Kontaktes die gleiche Temperaturverteilung einstellen. In allernächster Umgebung der Eintrittsstelle des Stromes werden bei den zwei Stromliniensystemen gewisse lokale Temperaturunterschiede vorkommen; jedoch ist anzunehmen, dass die maximale Temperatur in beiden Fällen ungefähr gleich gross wird. Wir werden für die folgenden Untersuchungen, um zu lösbar Differentialgleichungen zu gelangen, einen rein radialen Stromlinienverlauf, wie er in Fig. 1 gestrichelt gezeichnet ist, zugrunde legen²⁾.

Bei Kontakten von Hochleistungsschaltern ist der Druck pro Flächeneinheit an den eigentlichen Berührungsstellen so gross, dass die Kontakte wohl rein metallisch zur Berührung kommen. Man darf annehmen, dass eine dünne Oxydschicht oder geringe Verunreinigungen an den Berührungsstellen zerdrückt werden. Dann existiert kein wirklicher Uebergangswiderstand; der erhöhte Widerstand ist nur durch die Zusammendrängung der Stromlinien verursacht. Das scheinen auch die Messungen von

²⁾ Die Idee, für die Berechnung der Erwärmung den hyperbolischen Stromlinienverlauf durch einen radialen zu ersetzen, verdanke ich Herrn Obering. Häberli.

Charpentier³⁾ zu bestätigen. Wenn aber für den eigentlichen Uebergang von Kontakt zu Kontakt kein Widerstand besteht, so wird dort keine Wärme entwickelt. Aus Symmetriegründen fliest auch keine Wärme von einem Kontakt in den andern hinüber. Daher gilt als Randbedingung, dass an der Berührungsstelle kein Wärmefluss in den Kontakt eintritt. Wir haben die Berührungsstelle in Fig. 1 durch eine Halbkugelfläche ersetzt und haben daher jene Randbedingung zu formulieren (siehe auch Fig. 2):

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial r} = 0 \text{ für } r = a \quad (2)$$

Mit ϑ wollen wir dabei die Uebertemperatur gegenüber dem umgebenden Medium bezeichnen. Im Moment, wo der Strom zu fliessen beginnt, soll der ganze Kontakt auf der gleichen Temperatur sein wie die Umgebung, so dass als weitere Randbedingung gilt

$$\vartheta = 0 \text{ für } t = 0 \quad (3)$$

Dabei bedeutet t die Zeit, gemessen vom Moment der Stromeinschaltung an.

In der kurzen Zeit, während der ein Kurzschlussstrom fliest, wird nur eine vernachlässigbar kleine Wärmemenge vom Kontakt an das umgebende Me-

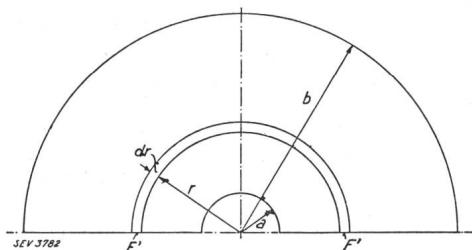


Fig. 2.
Schnitt durch den Kontakt.

dium — Oel, Wasser oder Luft, je nach der Art des Schalters — abgegeben. Es wird also durch den ebenen Teil der Kontaktobерfläche in Fig. 1 praktisch keine Wärme zu- oder abgeführt. Das Problem wird dadurch eindimensional, d. h. alle Punkte mit gleichem Radius r haben den gleichen Zustand. Denn erstens ist die Wärmeentwicklung nur von der Koordinate r abhängig, weil die Stromlinien radial verlaufen; zweitens kann auch der Wärmestrom aus Symmetriegründen nur rein radial verlaufen, wenn die erste Bedingung erfüllt ist und keine Wärme durch die ebene Oberfläche austritt.

Wir haben oben erwähnt, dass man in erster Näherung den Kontakt als unbegrenzt annehmen könne. Mathematisch lässt sich das so formulieren, dass man den Kontakt durch eine Halbkugelfläche vom Radius $r = b$ begrenzt (Fig. 2) und dann b über alle Grenzen wachsen lässt. Das letztere ist aber nicht einmal nötig; wir erhalten im Gegenteil eine bessere Näherung, wenn wir für b

³⁾ Charpentier, Résistance au contact. Bull. Soc. franç. Electr. 1927, S. 268.

einen endlichen Wert einsetzen, und zwar so gross, dass das Volumen des in Fig. 2 im Schnitt dargestellten Körpers etwa so gross wird wie das Volumen des wirklichen Kontaktes. Wir nehmen an, dass auch die durch die äussere Begrenzungsfäche abgeföhrte Wärme für die kurzen in Frage kommenden Zeiten vernachlässigbar klein sei und haben daher als letzte Grenzbedingung

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial r} = 0 \text{ für } r = b \quad (2a)$$

Um die Differentialgleichung abzuleiten, betrachten wir eine Halbkugelschale vom innern Radius r und der Dicke dr (Fig. 2). Bezeichnen wir mit I den Totalstrom (zunächst als Gleichstrom gedacht), der durch die Berührungsfläche in den Kontakt eintritt, und mit λ die spezifische elektrische Leitfähigkeit, so beträgt die pro Zeiteinheit in der Halbkugelschale entwickelte Wärmemenge

$$dW_1 = \frac{d r}{2 \pi r^2 \lambda} I^2 \quad (4)$$

Bezeichnen wir weiter mit k die spezifische Wärmeleitfähigkeit des Kontaktmaterials, so finden wir für die Wärmemenge, die der Halbkugelschale durch die innere Oberfläche pro Zeiteinheit zugeführt wird,

$$W_i = -2 \pi r^2 k \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \quad (5a)$$

Durch die äussere Oberfläche wird der Halbkugelschale pro Zeiteinheit eine Wärmemenge

$$W_a = 2 \pi (r + dr)^2 k \cdot \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right)_{\text{für } (r + dr)} \quad (5b)$$

zugeführt. Der kreisringförmige Teil der Oberfläche der Kugelschale (in Fig. 2, wo diese Fläche in der Projektion erscheint, mit F' bezeichnet), gehört zu dem Teil der Kontaktobерfläche, der den Gegenkontakt nicht berührt. Durch diese Fläche fliest keine Wärme, wie wir oben gezeigt haben. Dann findet man aus Gl. (5a) und (5b) mit leicht verständlichen Umformungen den folgenden Ausdruck für die gesamte, der Halbkugelschale pro Zeiteinheit zugeführte Wärmemenge

$$\begin{aligned} dW_2 &= W_i + W_a \\ &= 2 \pi r^2 k \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} dr + 4 \pi r k \frac{\partial \vartheta}{\partial r} dr \end{aligned} \quad (5)$$

Die pro Zeiteinheit in der Halbkugelschale aufgespeicherte Wärmemenge beträgt

$$dW_3 = 2 \pi r^2 dr \gamma c \frac{\partial \vartheta}{\partial t} \quad (6)$$

wobei γ die Dichte (spezifisches Gewicht) und c die spezifische Wärme des Metalls, aus dem der Kontakt besteht, bedeutet.

Wegen der Kontinuität der Wärmeströmung gilt die Gleichung

$$dW_3 = dW_2 + dW_1. \quad (7a)$$

Setzen wir die Gl. (4), (5), (6) hier ein, so erhalten wir nach einer kleinen Umformung

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = A \left\{ \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right\} + \frac{B}{r^4} \quad (7)$$

wo

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{k}{\gamma c} \\ B &= \frac{I^2}{4 \pi^2 \gamma c \lambda} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Mit der Substitution

$$v = r \vartheta \quad (9)$$

reduziert man Gl. (7) auf die normale Form der Wärmegleichung:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = A \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{B}{r^3} \quad (10)$$

Die Randbedingungen Gl. (2), (2a) und (3) werden mit Rücksicht auf Gl. (9) zu

$$r \cdot \frac{\partial v}{\partial r} = v \quad \text{für } r = a \text{ und } r = b \quad (11)$$

$$v = 0 \quad \text{für } t = 0 \quad (12)$$

3. Lösung für Gleichstrom.

Die Differentialgleichung (10) und die Randbedingungen (11) werden befriedigt durch eine Funktion

$$v = v_1 + v_2 \quad (13)$$

wenn die Funktionen v_1 und v_2 den Differentialgleichungen

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} = A \frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} \quad (14)$$

resp.

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} = A \frac{\partial^2 v_2}{\partial r^2} + \frac{B}{r^3} \quad (15)$$

genügen und jede davon die Randbedingungen (11) einzeln erfüllt. Nun ist Gl. (14) die bekannte Wärmegleichung für eindimensionale Probleme ohne räumlich verteilte Wärmeentwicklung. Sie wird befriedigt durch den Ansatz

$$v_1 = \sum_{\nu} K_{\nu} \sin \{ \alpha_{\nu} (r - a) + \varepsilon_{\nu} \} \cdot e^{-A \alpha_{\nu}^2 t} \quad (16)$$

Damit auch die Gl. (11) erfüllt werden, muss

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \varepsilon_{\nu} &= \alpha_{\nu} a \\ \operatorname{tg} \{ \alpha_{\nu} (b - a) + \varepsilon_{\nu} \} &= a_{\nu} b \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

sein. Durch Elimination von ε_{ν} aus diesen beiden Gleichungen erhält man

$$\operatorname{ctg} \alpha_{\nu} (b - a) = \frac{a b}{(b - a)} \alpha_{\nu} + \frac{1}{\alpha_{\nu} (b - a)} \quad (18)$$

Im Summenausdruck Gl. (16) sind also für α_{ν} alle diejenigen Werte einzusetzen, die Wurzeln der transzendenten Gl. (18) sind. Die zugehörigen Werte von ε_{ν} findet man aus der ersten Gl. (17).

Da sich v_1 auf den Temperaturverlauf bezieht, wie er ohne räumlich verteilte Wärmeentwicklung vor sich gehen würde, so ist zu erwarten, dass v_2 den stationären Endzustand darstellt. Nun kann sich allerdings kein solcher stationärer Zustand einstellen, bei dem die Temperatur an allen Stellen zeitlich konstant bleibt; denn einerseits wird Wärme entwickelt und anderseits haben wir angenommen, dass in den betrachteten Zeiten keine Wärme vom Kontakt an die Umgebung abgegeben werde. Dagegen wäre ein stationärer Zustand möglich, bei dem sich das Temperaturgefälle zeitlich nicht mehr ändert. In diesem Falle würde die Temperatur an allen Stellen in gleichen Zeiten um gleiche Beträge zunehmen, d. h.

$$\frac{\partial \vartheta_2}{\partial t} = \text{konst} \quad \text{oder} \quad \frac{\partial v_2}{\partial t} = \text{konst} \cdot r.$$

Die Durchrechnung zeigt, dass ein solcher Zustand tatsächlich möglich ist, und zwar werden Gl. (15) und (11) befriedigt durch

$$\begin{aligned} v_2 &= \frac{B}{A} \left\{ \frac{(b^4 - a^4)}{a b (b^3 - a^3)} - \frac{1}{2r} + \frac{(b - a) r^3}{2 a b (b^3 - a^3)} \right\} \\ &\quad + 3 B \frac{(b - a)}{a b (b^3 - a^3)} r t \end{aligned} \quad (19)$$

Nun kann man Gl. (16) und (19) in (13) einsetzen und muss noch die letzte Randbedingung Gl. (12) berücksichtigen. Damit diese erfüllt wird, muss

$$\begin{aligned} \sum_{\nu} K_{\nu} \sin \{ \alpha_{\nu} (r - a) + \varepsilon_{\nu} \} \\ = - \frac{B}{A} \left\{ \frac{(b^4 - a^4)}{a b (b^3 - a^3)} - \frac{1}{2r} + \frac{(b - a) r^3}{2 a b (b^3 - a^3)} \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

sein. Durch Gl. (20) werden die Werte der Koeffizienten K_{ν} vorgeschrieben. Um diese zu bestimmen, geht man ähnlich vor wie bei einer Fourierschen Entwicklung, indem man Gl. (20) mit $\sin \{ \alpha_{\mu} (r - a) + \varepsilon_{\mu} \} dr$ multipliziert und zwischen den Grenzen a und b integriert. Es lässt sich nämlich zeigen, dass dabei auf der linken Seite der Gleichung die Integrale aller Glieder ausser dem μ -ten verschwinden. Nachdem auf diese Weise die Koeffizienten ermittelt sind, ist die Funktion v vollständig bestimmt und man findet hieraus unter Berücksichtigung von Gl. (9) die Temperatur ϑ . Das Endresultat ist im folgenden in übersichtlicher Form zusammengestellt.

$$\begin{aligned}
 \vartheta &= \frac{1}{r} \sum_v K_v \sin \{ \alpha_v(r-a) + \varepsilon_v \} \cdot e^{-A \alpha_v^2 t} \\
 &\quad + \left\{ \frac{F}{r} - \frac{D}{2r^2} + G r^2 + H t \right\} \\
 A &= \frac{k}{\gamma c}; \quad D = \frac{I^2}{4\pi^2 k \lambda}; \quad F = D \frac{(b^4 - a^4)}{ab(b^3 - a^3)} \\
 G &= D \frac{(b-a)}{2ab(b^3 - a^3)}; \quad H = 6AG \\
 \operatorname{ctg} \alpha_v (b-a) &= \frac{ab}{(b-a)} \alpha_v + \frac{1}{\alpha_v(b-a)} \\
 \operatorname{tg} \varepsilon_v = \alpha_v a; \quad M_v &= \frac{2(1+\alpha_v^2 a^2)(1+\alpha_v^2 b^2)}{\alpha_v^2(b^3 - a^3) + \alpha_v^4 a^2 b^2(b-a)} \\
 K_v &= M_v \int_a^b \left\{ \frac{D}{2r} - F - G r^3 \right\} \\
 &\quad \cdot \sin \{ \alpha_v(r-a) + \varepsilon_v \} \cdot dr
 \end{aligned} \tag{21}$$

Der Summenausdruck in der obigen Gleichung für die Temperatur ϑ stellt den Ausgleichsvorgang dar; alle Summanden klingen gegen null ab. Der zweite Teil in jener Gleichung stellt den stationären Zustand dar, der sich nach der Abklingung des Ausgleichsvorganges einstellt. Da a immer so viel kleiner ist als b , dass man a^3 resp. a^4 gegen b^3 resp. b^4 vernachlässigen kann, so ist mit genügender Genauigkeit $F = \frac{D}{a}$, und der Ausdruck für die stationäre Temperaturverteilung lautet

$$\vartheta_{st} = \frac{D}{ar} - \frac{D}{2r^2} + G r^2 + H t \tag{22}$$

Für alle praktisch möglichen Verhältnisse stellen die drei ersten Glieder eine mit wachsendem r , d. h. von innen nach aussen (vergl. Fig. 2), abnehmende Funktion dar. Sie hat ihren Höchstwert bei $r = a$, wo sie

$$\vartheta_m = \frac{D}{2a^2} + G a^2 \tag{23}$$

beträgt. Da in allen praktischen Fällen das zweite Glied auf der rechten Seite dieser Gleichung viel kleiner ist als das erste, so gilt mit guter Näherung

$$\vartheta_m \approx \frac{D}{2a^2} = \frac{I^2}{8\pi^2 k \lambda a^2} \tag{23a}$$

Diese Gleichung gibt die maximale Temperatur kurz nach dem Beginn des Kurzschlußstromes, sobald der Ausgleichsvorgang abgeklungen ist, an. Diese Höchsttemperatur hängt also von der totalen Stromstärke, von den Materialkonstanten und vom Radius der inneren Begrenzungsfäche ab, dagegen nicht vom Radius der äußeren Begrenzungsfäche. Im Laufe der Zeit steigt diese Höchsttemperatur noch an, gemäß dem letzten Glied von Gl. (22).

Der Ausgleichsvorgang wird in unserer Lösung Gl. (21) durch eine Summe von Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten dargestellt. Die Reihe konvergiert ordentlich für die äußeren Teile des Kontaktes, dagegen schlecht für die inneren Teile, wenigstens wenn a viel kleiner als b ist. Man braucht aber den Summenausdruck in Gl. (21) nicht vollständig auszurechnen, wenn man sich nur für die Zeitspanne des Ausgleichsvorgangs interessiert. Die Werte der einzelnen Zeitkonstanten in jenem Summenausdruck vermitteln bereits eine Vorstellung davon. Eine andere Methode, sich über die Zeitspanne des Ausgleichsvorgangs zu informieren, besteht darin, dass man $\frac{\partial \vartheta}{\partial t}$ für $t = 0$ bestimmt. Da am Anfang die Uebertemperatur überall null ist, so ist auch $\frac{\partial \vartheta}{\partial r} = 0$ und $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} = 0$. Aus Gl. (7) folgt daher für den ersten Moment

$$\frac{\partial \vartheta_0}{\partial t} = \frac{B}{r^4} \tag{24}$$

Würde sich die Temperatur nach einer reinen Exponentialfunktion dem stationären Endwert nähern, so wäre die Zeitkonstante gleich dem Quotient aus dem stationären Wert und der Anstiegs geschwindigkeit der Temperatur zur Zeit $t = 0$. Wenn auch im vorliegenden Fall der Anstieg nicht rein exponentiell erfolgt, so gibt jener Quotient — wir wollen ihn Anfangszeitkonstante nennen — trotzdem eine gewisse Vorstellung von der Zeitspanne des Ausgleichsvorganges. Wenn wir in Gl. (22) das letzte Glied vernachlässigen, so erhalten wir für die Anfangszeitkonstante

$$T_0 = \frac{1}{A} \left\{ \frac{r^3}{a} - \frac{r^2}{2} + \frac{(b-a)r^6}{2ab(b^3 - a^3)} \right\} \tag{25}$$

Für die heißeste Stelle ($r = a$) folgt daraus, wenn man wieder a gegen b vernachlässigt,

$$T_{0a} \approx \frac{a^2}{2A} = \frac{\gamma c a^2}{2k} \tag{25a}$$

Die Anfangszeitkonstante für die heißeste Stelle hängt also nur von den Materialkonstanten und dem Radius der inneren Begrenzungsfäche ab. Sie ist dagegen, genau wie die maximale Temperatur nach Gl. (23a), unabhängig vom Radius b der äußeren Begrenzungsfäche, wenn nur b wesentlich grösser als a ist. Wenn aber eine Änderung von b die beiden erwähnten Größen nicht beeinflusst, so wird auch eine Formänderung der äußeren Begrenzungsfäche diese beiden Größen praktisch nicht beeinflussen. Es hat vielleicht etwas willkürlich gescheinen, dass wir für unsere Rechnungen die wirkliche äußere Begrenzungsfäche des Kontaktes durch eine Halbkugelfläche ersetzen; unsere Ableitungen haben jetzt aber gezeigt, dass das durchaus zulässig ist, soweit es sich darum handelt, die höchste vorkommende Temperatur und die Grös-

senordnung der Zeit, die zum Erreichen dieser Temperatur erforderlich ist, zu bestimmen.

Wir wollen noch rasch die wichtigsten Größen für ein numerisches Beispiel berechnen. Wir nehmen eine Berührungsfläche vom Durchmesser $2a' = 0,4$ mm an. (Wir werden im fünften Abschnitt auf die Bestimmung dieser Größe zurückkommen.) Der Radius a der Halbkugelfläche in Fig. 1 wird dann gemäß Gl. (1) 0,0127 cm. Der äußere Begrenzungsradius sei $b = 1$ cm. Für den Strom setzen wir den verhältnismässig kleinen Wert von 3000 A ein. Der Kontakt soll aus Kupfer bestehen. Die elektrische Leitfähigkeit dieses Materials ist bekanntlich sehr stark von der Temperatur abhängig. Da die maximale Temperatur in unserem Beispiel etwa 1000°C beträgt, setzen wir als Mittelwert den Wert für 500°C in Rechnung. Die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit sind nur in geringem Masse von der Temperatur abhängig. Wir rechnen mit den Werten

$$\begin{aligned}c &= 414 \text{ Ws/kg } ^\circ\text{C} \\k &= 3,94 \text{ W/cm } ^\circ\text{C} \\ \gamma &= 8,9 \cdot 10^{-3} \text{ kg/cm}^3 \\ \lambda_{500} &= 19,9 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}.\end{aligned}$$

Die stationäre Temperaturverteilung nach Gl. (22) ist in Fig. 3 aufgetragen. Man sieht, dass die Temperatur von der innersten Stelle, wo sie ihr Maximum hat, gegen aussen rasch abfällt. An der heissten Stelle ist die zeitliche Temperaturzunahme gering im Vergleich zu dem Wert, den die stationäre Temperatur schon am Anfang erreicht.

Was nun den Ausgleichsvorgang anbelangt, so beträgt die grösste Zeitkonstante im Summenausdruck von Gl. (21) $4,6 \cdot 10^{-2}$ s, die folgende $1,6 \cdot 10^{-2}$ s usw. Die Anfangszeitkonstante nach Gl. (25)

beträgt dagegen für die heisste Stelle ($r = a$) $0,75 \cdot 10^{-4}$ s, für die äusserste Stelle ($r = b$) 110 s. Die Diskrepanz zwischen diesen beiden Werten und den Zeitkonstanten des Summenausdruckes erklärt sich folgendermassen:

Da der Summenausdruck von Gl. (21) für $r = a$ schlecht konvergiert und auch die Glieder höherer Ordnung (mit den kleinen Zeitkonstanten) noch grosse Beiträge liefern, so ist die Zeitspanne des Ausgleichsvorganges nicht von der Größenordnung der grössten Zeitkonstante, sondern ganz bedeutend kleiner. Für diese Stelle gibt daher die Anfangszeitkonstante ($0,75 \cdot 10^{-4}$ s) die richtigere Vorstellung von der Zeitspanne des Ausgleichsvorgangs als eine der ersten Zeitkonstanten des Summenausdrucks.

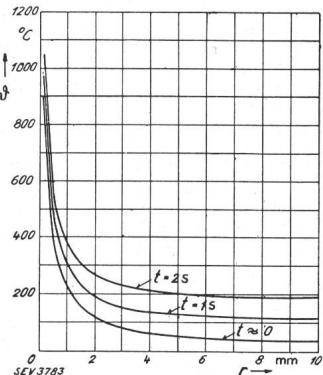


Fig. 3.
Stationäre
Temperaturverteilung nach
Gl. (22) für verschiedene
Zeiten.

An der Stelle $r = b$ konvergiert der Summenausdruck besser; mit steigender Ordnung der Glieder nimmt ihr Betrag rasch ab. Die erste Ableitung der Summe nach der Zeit konvergiert dagegen schlecht. Denn bei der Ableitung erscheint jedes Glied der Summe mit $-Aa'_v^2$ multipliziert; a'_v wächst aber mit steigender Ordnungszahl rasch; eine grosse Anzahl Glieder ist daher von der gleichen Größenordnung. Da nun die aufeinander folgenden Glieder bei $r = b$ abwechselndes Vorzeichen haben, ist für $t = 0$ die Ableitung der Summe viel kleiner als die Ableitung des ersten Gliedes. Daher ist die Anfangszeitkonstante der ganzen Summe viel grösser als die Zeitkonstante des ersten Gliedes. Physikalisch erklärt sich das so, dass im ersten Moment nur die sehr geringe Wärme, die in den äussersten Teilen des Kontaktes erzeugt wird, jene Teile erwärmt; daher steigt die Temperatur sehr langsam an. Etwas später strömen dagegen sehr viel grössere Wärmemengen von den innern nach den äussern Teilen des Kontaktes und bewirken dort einen raschen Temperaturanstieg. Die Anfangszeitkonstante gibt daher für $r = b$ keine richtige Vorstellung von der Zeitspanne des Ausgleichsvorgangs; anderseits ist wegen der guten Konvergenz der Summe von Gl. (21) das erste Glied ausschlaggebend, seine Zeitkonstante ($4,6 \cdot 10^{-2}$ s) gibt also Aufschluss darüber, in welcher Zeit der Ausgleichsvorgang abklingt.

Die Anfangszeitkonstante für $r = a$, die nach obigem massgebend ist für die Zeitspanne des Ausgleichsvorgangs an der heissten Stelle, ist nach Gl. (25a) in hohem Masse von der Größe der Berührungsfläche abhängig. Bei einem Durchmesser von $2a' = 2$ mm beträgt sie $1,9 \cdot 10^{-3}$ s. Die Zeitkonstante des ersten Summengliedes in Gl. (21), die über die Zeitspanne des Ausgleichsvorganges in den mittleren und äusseren Teilen des Kontaktes Aufschluss gibt, ist dagegen von der Größe der Berührungsfläche fast unabhängig. Bei $2a' = 2$ mm hat sie praktisch den gleichen Wert, wie wir oben für $2a' = 0,4$ mm berechneten.

4. Die Erwärmung bei Wechselstrom.

Bei Wechselstrom schwankt die Wärmeentwicklung mit der doppelten Frequenz des Stromes. In Gl. (10) ist daher die Konstante B zu ersetzen durch $(B - B \cos 2\omega t)$. Die Randbedingungen Gl. (11) und (12) bleiben unverändert. Wenn man jedoch diese Gleichungen in ähnlicher Weise wie oben für Gleichstrom zu lösen versucht, so wird man auf ziemlich unübersichtliche Reihen geführt. Wir wollen daher das Problem lieber auf andere Art behandeln.

Wir haben im vorigen Abschnitt gesehen, dass der Ausgleichsvorgang an der heissten Stelle Zeiten von der Größenordnung von $10^{-4} \dots 10^{-3}$ s dauert. Diese Zeiten sind um $1 \dots 2$ Größenordnungen kleiner als die Periodendauer für die Schwankung der Wärmeentwicklung bei 50periodigem Strom. Daher werden die Temperaturschwank-

kungen an der heissten Stelle den Schwankungen der Wärmeentwicklung fast trägeheitslos folgen. Die Temperatur an der Berührungsstelle erreicht also den höchsten Wert ungefähr in dem Moment, wo der Strom den Amplitudenwert hat, und dieser höchste Wert hängt von der Amplitude, nicht vom Effektivwert des Stromes ab. Erst für relativ sehr grosse Berührungsflächen von mehreren Millimeter Durchmesser könnte sich eine gewisse Wärmeträgheit bemerkbar machen.

Anders liegen die Verhältnisse für die weiter von der Berührungsfläche entfernten Teile des Kontaktes. Der Ausgleichsvorgang dauert dort, wie uns der vorige Abschnitt gezeigt hat, mehrere hundertstel Sekunden, so dass die Temperaturschwankung der Schwankung der Wärmeentwicklung nicht zu folgen vermag. Bei 50 Per./s ist daher die Temperatur an diesen Stellen im wesentlichen durch den Effektivwert des Stromes bestimmt und schwankt während der Periodendauer verhältnismässig wenig.

Wir wollen noch ein Beispiel durchrechnen. Der Durchmesser der Berührungsfläche betrage $2a' = 0,4$ mm, der Radius der äussern Begrenzungsfläche $b = 1$ cm, wie im Beispiel des vorigen Abschnittes. Der Effektivwert des Stromes soll 1200 A, der erste Scheitelwert bei vollständiger Asymmetrie 3000 A betragen. Die Temperaturen für die Stellen $r = a$ und $r = b$ wurden für verschiedene Zeiten — immer im Moment der Stromamplitude — nach Gl. (22) berechnet und in Tabelle I zusammengestellt. Für $r = a$ ist bei den drei ersten Gliedern jener Gleichung der Scheitelwert des Stromes in Rechnung zu setzen, der am Anfang 3000 A, nach dem Abklingen des Gleichstromgliedes (wir nehmen an für $t \geq 0,1$ s) aber nur noch $\sqrt{2} \cdot 1200 = 1700$ A beträgt. Beim letzten Glied von Gl. (22), das die für den ganzen Kontakt gleichmässige zeitliche Temperaturzunahme berücksichtigt, ist mit dem Effektivwert des Stromes zu rechnen. Für $r = b$ ist durchweg der Effektivwert massgebend. Dabei ist noch zu berücksichtigen, dass der Ausgleichsvorgang zur Zeit $t = 0,01$ s noch nicht vollständig abgeklungen ist.

Tabelle I.

Zeit s	max. Temperatur ($r = a$) °C	min. Temperatur ($r = b$) °C
0,01	900	ca. 4
0,1	291	7
1	302	18
2	313	29
5	348	64

An der heissten Stelle ($r = a$) tritt bei Asymmetrie des Stromes in der ersten Halbwelle die weitaus höchste Temperatur auf. Selbst nach mehreren Sekunden ist die Temperatur trotz der allmählichen Steigerung im ganzen Kontakt noch lange nicht so hoch wie beim ersten Scheitelwert.

Wenn man also die höchstmögliche Temperatur des Kontaktes bei Wechselstrom berechnen will, so muss man nur den höchstmöglichen asymmetrischen Scheitelwert des Stromes bestimmen und in die Formel (23a) einsetzen.

5. Die Grösse der Berührungsfläche.

Wenn zwei Kontakte, deren Oberflächen nicht ausserordentlich exakt bearbeitet sind, aufeinander liegen, so können sie einander nur mit den äussersten Erhebungen ihrer Oberflächenrauheiten wirklich berühren. Unter dem Druck, der die Kontakte zusammenpresst, werden diese Erhebungen etwas eingedrückt, wodurch sich die Berührungsfläche vergrössert. Da aber ein wesentliches Eindrücken der Oberfläche nur stattfinden kann, wenn die Fließspannung erreicht wird, so kann man näherungsweise annehmen, dass die sich ausbildende Berührungsfläche gleich dem Quotient aus dem totalen Kontaktdruck und der Fließspannung ist. Bei den im Schalterbau üblichen Kontaktdrücken berechnet man auf diese Art Berührungsflächen von der Grössenordnung, wie wir sie bei unserm Beispiel im vorigen Abschnitt angenommen haben.

Fliest nun ein Strom durch die Kontaktstelle, so erwärmt sich das Kupfer. Ist der Strom so klein, dass nur geringe Uebertemperaturen entstehen, so ändert sich die Grösse der Berührungsfläche nicht. Entstehen dagegen an der Berührungsstelle höhere Temperaturen, so wird die Fließspannung viel kleiner als beim bearbeiteten, kalten Kupfer. Daher vergrössert sich die Berührungsfläche ⁴⁾, und es entsteht in Wirklichkeit eine geringere Temperatur, als zur ursprünglichen Berührungsfläche gehört. Wenn trotzdem der Schmelzpunkt (bei Kupfer 1083° C) erreicht wird, so bietet die Berührungsfläche praktisch keinen Widerstand mehr gegen eine Deformation, und sie vergrössert sich so stark, dass die Temperatur nicht wesentlich höher steigt. Ob aber der Schmelzpunkt tatsächlich erreicht wird oder nicht, lässt sich theoretisch nicht gut entscheiden.

Es empfiehlt sich nun, bei der Durchrechnung eines numerischen Beispiels zuerst die höchste Temperatur für die kalte Berührungsfläche zu bestimmen. Liegt sie unter dem Schmelzpunkt, so kann man annehmen, dass sich die Berührungsfläche nicht wesentlich ändert. Liegt sie dagegen höher, so setze man in Gl. (23a) für ϑ_m die Schmelztemperatur ein und löse diese Gleichung nach a auf. Die so bestimmte Berührungsfläche gilt genau genommen für den Fall, dass die Schmelztemperatur erreicht würde. Wenn aber auch die Temperatur wesentlich niedriger bleibt, z. B. nur 500° C, so wird trotzdem der Berührungs-durchmesser nur ganz wenig grösser, da die elektrische Leitfähigkeit fast im gleichen Verhältnis grösser wird, wie die Temperatur kleiner.

⁴⁾ Vorausgesetzt, dass der Kontaktdruck gross genug ist und nicht durch elektrodynamische Abhebekräfte unwirksam gemacht wird.

Das Beispiel von Tabelle I zeigt, dass bei einem Berührungsduchmesser von 0,4 mm bereits bei einem asymmetrischen Scheitelwert von 3000 A der Schmelzpunkt fast erreicht wird. Bei 15000 A bildet sich eine Berührungsfläche von etwa 2 mm Durchmesser aus. Die Starkstromtechnik rechnet noch mit bedeutend grösseren Kurzschlußströmen. Es ist jedoch nicht wahrscheinlich, dass die Stromstärke pro Uebergangsstelle wesentlich grösser wird. Denn bei Tulpen- und Fingerkontakte verteilt sich der Strom auf eine grössere Anzahl Einzelkontakte. Bei Solenoidkontakten findet zwar keine Aufteilung in diesem Sinne statt, und die von den Abschaltlichtbögen angerauhten Kontakte werden sich im kalten Zustand wohl nicht an mehr als etwa zwei Stellen berühren. Es ist aber anzunehmen, dass sich bei der Erwärmung nicht nur die ursprünglichen Berührungsflächen vergrössern, sondern dass auch andere Stellen zur Berührung kommen, wodurch ebenfalls eine Unterteilung des totalen Stromes auf mehrere Uebergangsstellen erfolgt.

Wenn nun bei grossen Kurzschlußströmen Berührungsflächen von 1...2 mm Durchmesser entstehen, an denen die Schmelztemperatur erreicht wird, so sollte man annehmen, dass die Kontakte bei der nachfolgenden Abkühlung fest zusammenschweissen. Die vielen in den Versuchslokalen der A.-G. Brown Boveri & Co. durchgeföhrten Hochstromversuche haben jedoch gezeigt, dass infolge des blossen Stromdurchgangs die Kontakte nie festschweissen. Nur solche Kontakte schweissen zusammen, die beim Stromdurchgang durch die elektrodynamischen Kräfte abgehoben werden, wodurch ein Lichtbogen entsteht. Die Tatsache, dass ohne Abhebung kein Schweissen vorkommt, deutet darauf hin, dass die Schmelztemperatur überhaupt nicht erreicht wird. Das Kupfer ist also offenbar schon bei wesentlich tieferen Temperaturen so plastisch, dass sich genügend grosse Berührungsflächen ausbilden, um ein weiteres Ansteigen der Temperatur zu verhindern.

Technische Mitteilungen. — Communications de nature technique.

Naturgetreue Musikübertragung über Fernkabel.

621.395.97

Mit dem Ziel, ein Symphoniekonzert aus einem Konzertsaal in einen zweiten, weit entfernt liegenden, mit der zur Zeit technisch höchst erreichbaren Güte zu übertragen, wurden im vergangenen Jahre in den Vereinigten Staaten von Nordamerika von der Bell Telephone Laboratories Inc. grossangelegte Versuche unternommen. Sie gipfelten in einer ersten öffentlichen Vorführung vor auserlesenen Musikkenner und Wissenschaftlern am 27. April 1933, wobei das Symphonieorchester in der Musikakademie von Philadelphia spielte und seine Musik den geladenen Gästen dargeboten wurde, die sich in der grossen Constitution Hall in Washington D. C. versammelt hatten¹⁾.

Bei einer so hochwertigen Uebertragung waren die folgenden drei Bedingungen zu erfüllen:

1. Der Zuhörer in Washington musste den Eindruck der räumlichen Tiefe der dargebotenen Musik haben. Er musste imstande sein, sich ein Bild von der räumlichen Verteilung der einzelnen Instrumente in Philadelphia zu machen.

2. Das Frequenzband musste so weit ausgedehnt sein, dass der hörbare Tonumfang eines jeden Instrumentes ohne jede Einschränkung wiedergegeben wurde.

3. Die Lautstärkeunterschiede waren in vollem Umfange wiederzugeben, wobei bei den pp-Stellen nicht das geringste Nebengeräusch hörbar werden durfte.

Die erste Bedingung wurde erfüllt, indem *drei* getrennte Uebertragungskanäle verwendet wurden. Vor dem Orchester in Philadelphia wurden *drei* Mikrophone aufgestellt, in der Mitte und an jeder Seite eines. Jedes war über eigene Verstärker und über eine eigene Kabelleitung mit einer Lautsprecherkombination verbunden, die sich auf der Bühne des Wiedergabe-Konzertsales an einer dem Mikrophon entsprechenden Stelle befand. Wenn sich die Betrachtung auf den direkten Ausbreitungsweg beschränkt und von der Reflexion absieht, so gelangte der Klang eines bestimmten Instrumentes aus drei verschiedenen Richtungen zum Zuhörer und ermöglichte ihm die geforderte Lokalisierung besser, als wenn nur zwei Kanäle verwendet worden wären.

Der Umfang des zu übertragenden Frequenzbandes wurde auf 40 bis 15 000 Hertz festgesetzt, denn es zeigte sich, dass die Klangfarbe einiger Instrumente verändert war, wenn diese Grenzen enger gezogen waren. Als Vergleich hiezu

diene, dass sich die Sprachübertragung in der Telephonie mit einem Frequenzband von 200 bis 3000 Hertz begnügt und die übliche elektrische Musikübertragung über Leitungen mit 100 bis 5000 Hertz.

Bei einem grossen Symphonieorchester steht die Leistung der lautesten Klänge zu derjenigen der leisesten im Verhältnis von $10^7 : 1$, dies entspricht einem Lautstärkeverhältnis von 7 Bel = 70 Dezibel (db) = 70 Phon. Bei den üblichen Musikübertragungen in den USA sind die Grenzen bedeutend enger gezogen, indem die Uebertragungssysteme keine grösseren Unterschiede als 30 db im richtigen Verhältnis wiedergeben.

Diese drei Bedingungen, die an das hier zu beschreibende Uebertragungssystem gestellt wurden, waren das Ergebnis eingehender Untersuchungen, die zum Teil in der unter¹⁾ erwähnten Veröffentlichung beschrieben sind.

Die Mikrophone waren nach dem elektrodynamischen Prinzip gebaut. Sie werden von der Western Electric Co. hergestellt und als «moving coil», d. h. Schwingspule-Mikrophon bezeichnet und besitzen ein relativ grosses, frequenzunabhängiges Uebertragungsmass, das ist das Verhältnis von erzeugter Spannung zu erregendem Schalldruck, in Millivolt pro Mikrobar ausgedrückt.

Für die Wiedergabe mussten an den drei erwähnten Stellen der Bühne je zwei Lautsprecher aufgestellt werden, wobei der eine die tiefen Töne (40 bis 300 Hertz), der andere die hohen Töne (300 bis 15 000 Hertz) ausstrahlte. Der Wirkungsgrad beider war ein hoher, da Exponentialtrichter verwendet wurden. Der tiefabgestimmte Lautsprecher hatte einen einzigen Trichter, der eine Öffnung von $2,3 \text{ m}^2$ aufwies; der hochabgestimmte Lautsprecher bestand aus einer Mehrzahl von Trichtern kleinerer Öffnung, die den Zweck hatten, die hohen Töne über einen grösseren Raumwinkel zu verteilen, als dies bei Verwendung eines einzigen Trichters möglich wäre. Die Aufteilung des Frequenzgebietes auf die beiden Lautsprecher geschah durch eine elektrische Weiche. Grosse Sorgfalt musste darauf verwendet werden, dass bei pp-Stellen kein Nebengeräusch zu hören war, was nur zu erreichen war bei Inanspruchnahme von Kabelleitungen. Es treten auch in Kabeln Geräuschspannungen auf, die je nach ihrer Frequenzlage mehr oder weniger hörbar sind. Diese mussten in der vorliegenden Uebertragung vollständig vermieden werden, und dies geschah dadurch, dass das Frequenzband von 40 bis 15 000 Hertz nicht direkt übertragen wurde, sondern eine Trägerfrequenz von 40 kHz

¹⁾ Electr. Engng., Vol. 53, Januar 1934;
Bell Syst. Techn. J., Vol. XIII, p. 239, April 1934.