Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 43 (1952)
Heft: 15

Artikel: Der Übergang von der Funken- in die Lichtbogenentladung
Autor: Gänger, B.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1057886

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: 27.11.2025

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

Der Leiterzug Z in den benachbarten Feldern, der gleich dem Leiterzug im unbelasteten Zustand angenommen werden darf, ergibt sich aus dem für jenen Zustand mit 11,3 m angegebenen Durchhang zu $Z = 1060$ kg. Auch hier bleibt am hochschnellenden Seil eine restliche Zusatzlast von 0,12 kg/m haften, so, dass

$$g = 0{,}81 + 0{,}12 = 0{,}93 \text{ kg/m}$$

Gl. (7) wird also:

$$\Delta f^2 - 2 \cdot 20{,}7 \left(1 - \frac{0{,}93}{3{,}19} \cdot \frac{2320}{1060}\right) \Delta f - \frac{3}{16} \cdot \frac{1060 \cdot 342^2}{2{,}10 \cdot 0{,}755 \cdot 10^6} \left(1 - \frac{1060}{2320}\right)^2 = 0$$

$$\Delta f = 7{,}45 \pm \sqrt{7{,}45^2 + 4{,}30}$$

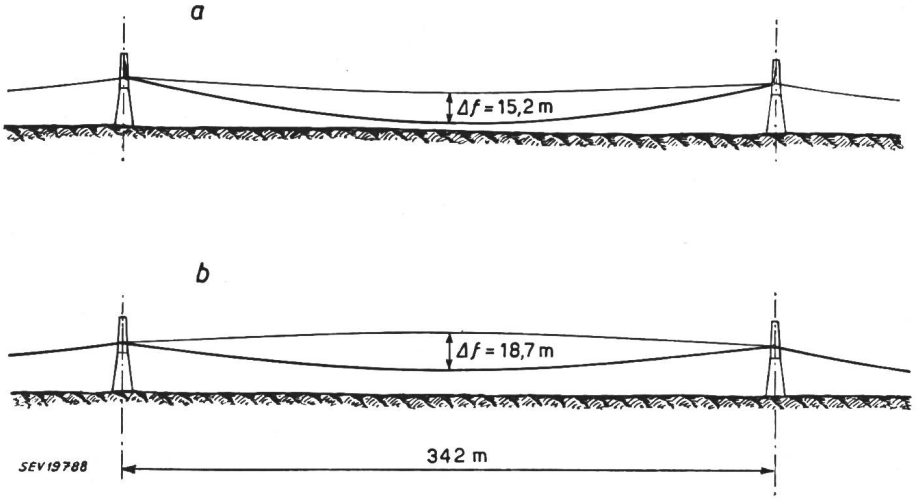

Fig. 7
Schnellhöhe im Beispiel der Schnellhöheberechnung auf Freileitungen mit Tragketten
a allein das betrachtete Feld ist mit Zusatzlast (2,38 kg/m) belastet
b die Zusatzlast (2,38 kg/m) ist auf der ganzen Freileitung gleichmässig verteilt, fällt aber im betrachteten Feld plötzlich ab

Offensichtlich hat nur die dem positiven Vorzeichen entsprechende Lösung technisch einen Sinn (Fig. 7a), so dass

$$\Delta f = 15{,}2 \text{ m}$$

In den Versuchen wurde eine Schnellhöhe von 15,6 m gemessen[6]); die Übereinstimmung ist also sehr gut.

Wäre hingegen die ganze Leitung gleichmässig mit 2,38 kg/m Zusatzlast behaftet, so würde der Durchhang im betrachteten Feld 13,2 m betragen. Die beim Abfallen von 2,38 — 0,12 = 2,26 kg/m Zusatzlast zu erwartende Schnellhöhe wäre dann nach Gl. (30):

$$\Delta f = 2 \cdot 13{,}2 \cdot \frac{2{,}26}{3{,}19} = 18{,}7 \text{ m} \quad \text{(Fig. 7b)}$$

[6]) siehe Fig. 12 auf S. 506 der in Fussnote 3 erwähnten Arbeit.

Schlussbemerkung

Das plötzliche Abfallen von Schneewalzen löst Seilschwingungen aus, deren Amplitude an Hand der oben abgeleiteten Formeln ermittelt werden kann. Praktischen Wert haben dabei vor allem Gl. (5) für abgespannte Seile und Gl. (8) für Seile, die an Tragketten befestigt sind. Ausser von dem Gewicht der abfallenden Schneewalze, ist die Schnellhöhe auch von der Seilbeschaffenheit (Eigengewicht, Querschnitt, Elastizitätsmodul) sowie von der Feldspannweite und vom Leiterzug massgebend bedingt. Die Schwingungsamplitude kann, vor allem in Freileitungen mit Tragketten, sehr hohe Werte erreichen. Es dürfte wohl sehr schwierig sein, übereinander geführte Leiter so weit zu distanzieren, dass ein Zusammenschlagen mit Sicherheit vermieden wird: vor allem scheint dies ausgeschlossen, wenn man damit rechnen muss, dass die, nach Starkstromverordnung einzusetzende Schneelast von 2 kg/m tatsächlich auftreten und plötzlich abfallen kann.

Adresse des Autors:
K. Lips, dipl. Ing. ETH, Starkstrominspektor, Obstgartenstrasse 29, Zürich 6.

Der Übergang von der Funken- in die Lichtbogenentladung

Von *B. Gänger*, Wettingen

537.523.4

Der beim Durchschlag einer Isolierstrecke gezündete Funken mündet in die stabile Endform der Lichtbogenentladung, wenn die Ergiebigkeit des äusseren Kreises ausreicht, um die eingeleitete Entladung weiterzutreiben. Die Energieumsetzung in der Funkenbahn erhitzt das Gas und die Ansatzstellen auf den Elektroden, wodurch weitere Ladungsträger erzeugt werden. Hierbei bricht die Spannung an den Elektroden auf die sehr viel niedrigere Lichtbogenbrennspannung zusammen. Nach kurzem Hinweis auf die zum Zünden einer Gasentladung führenden Vorgänge werden die von Toepler angegebene Beziehung für den Funkenwiderstand und die daraus für induktionsfreie Kreise ableitbaren Gesetzmässigkeiten für die Umbildung der Funken- in die Lichtbogenbahn behandelt. Eine erst in neuerer Zeit angegebene, physikalisch besser fundierte Gesetzmässigkeit vermag den Übergang in die stationäre Entladungsform ebenfalls befriedigend zu beschreiben, so dass vorläufig von seiten des Experimentes keine Entscheidung zugunsten der einen oder anderen Beziehung getroffen werden kann.

L'étincelle amorcée par suite d'une perforation d'un espace isolant se transforme finalement en arc, lorsque l'énergie du circuit externe est suffisante pour entretenir la décharge. La transformation d'énergie qui se produit dans le trajet de l'étincelle provoque un échauffement du milieu gazeux et des points d'amorçage des électrodes, ce qui a pour effet de produire de nouveaux porteurs de charge. La tension aux électrodes diminue alors considérablement jusqu'à la valeur de la tension d'arc. Après un bref rappel des processus d'amorçage d'une décharge gazeuse, l'auteur examine la relation indiquée par Toepler pour la résistance d'étincelle et les lois qui en résultent pour la transformation d'une étincelle en colonne d'arc, dans le cas de circuits non inductifs. L'indication récente d'une loi physiquement mieux fondée donne également une explication satisfaisante du passage à la forme stationnaire d'une décharge gazeuse. Pour l'instant, les expérimentateurs ne peuvent pas encore décider si l'une ou l'autre des explications de ce phénomène est préférable.

Ein Lichtbogen kann durch Abreisszündung beim Abheben zweier Kontaktstücke im Augenblick der Verdampfung letzter metallisch leitender Brücken durch den weiterbestehenden Strom oder auch aus

einer Funkenentladung beim Durchschlag der Trennstrecke zwischen den Elektroden bei Anwendung höherer Spannung entstehen. Hier soll nur die Auslösung durch Hochspannungs-Funkenzündung betrachtet werden, und auch diese nur im allerdings besonders wichtigen Fall einer Gaserfüllung des Raumes zwischen den Elektroden. Nur hierfür liegen Messungen vor, die einen tieferen Einblick in die Vorgänge bei der Umbildung zu geben vermögen und auch bis zu einem gewissen Grad eine Überprüfung der theoretischen Vorstellungen zulassen. Gleichartige Betrachtungen haben auch für Entladungen in flüssigen oder festen Isolierstoffen Gültigkeit, da im Anschluss an die Funkenzündung auch in diesen Stoffen Gase bzw. Dämpfe entwickelt werden und die stationäre Endform der Entladung ebenfalls als Lichtbogen in einer schlauchartigen Gasatmosphäre brennt.

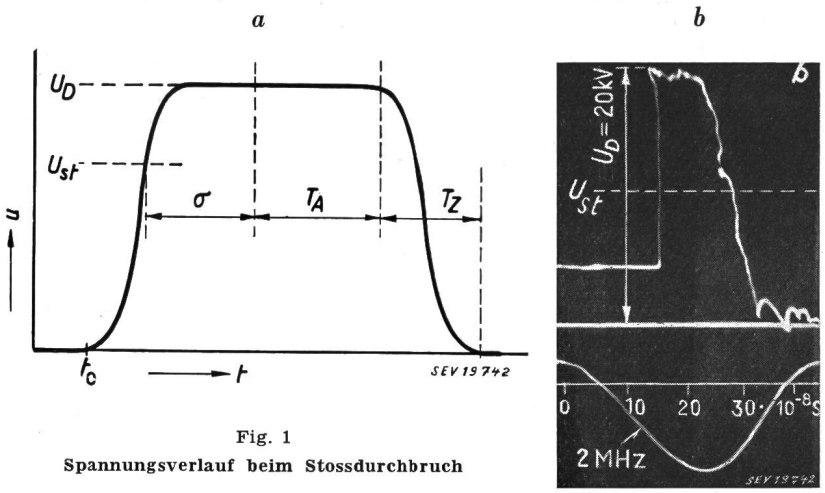

Fig. 1
Spannungsverlauf beim Stossdurchbruch

a Schema
U_D Stossdurchschlagsspannung; U_{st} statische Durchschlagsspannung (= Durchschlagsspannung bei Gleich- oder technischer Wechselspannung); t_0 Beginn des Spannungsaufbaus an der Funkenstrecke; σ statistische Streuzeit (= Zeit für Bildung des Anfangselektrons); T_A Aufbauzeit des Zündvorganges; $\sigma+T_A$ Zündverzug; T_Z Dauer des Spannungszusammenbruches;

b Oszillogramm
Negative Spitze gegen geerdete 5-cm-Kugel in 1,5 cm Abstand; 90 % Überspannung; Luft, 400 Torr

Bei fortgesetzter Erhöhung der Spannung an einer Elektrodenanordnung wird schliesslich die Grenze erreicht, bei der das zwischenliegende Medium der Beanspruchung durch das elektrische Feld nicht mehr zu widerstehen vermag und eine Entladung eingeleitet wird. Dabei büsst das Medium sein vorheriges Vermögen zur hochwertigen Isolierung der beiden aufgeladenen Elektroden in sehr kurzer Zeit ein; hierbei wird die anstehende Spannung unter gleichzeitiger starker Erhöhung des Stromes auf einen wesentlich tieferen Wert abgesenkt. Von der Form und dem Abstand der Elektroden sowie dem Gasdruck hängt es ab, ob die Entladung als totaler Funkendurchbruch die ganze Entfernung zwischen den Elektroden überbrückt oder ob sie sich (bei scharfer Krümmung und grossem Abstand derselben) zunächst nur als unvollkommener Durchbruch (Koronaentladung) in Elektrodennähe ausbildet.

Untrügliches Anzeichen für den Verlust des Isoliervermögens der Trennstrecke beim Durchbruch ist das instabile Hochschnellen des Stromes vom normalerweise nicht feststellbaren sehr kleinen Wert der unselbständigen bzw. bloss feldverstärkten Strömung auf einen schlussendlich nur durch den Widerstand des äusseren Kreises bestimmten. Prinzipiell vollzieht sich dieser Anstieg in zwei Stufen: zunächst wird über die Vorprozesse der Funkendurchbruch herbeigeführt; daran schliesst sich die Umbildung in die Lichtbogenentladung an. Nach der Theorie von *J. S. Townsend* vollzieht sich der zum Zünden gehörige enorme Anstieg der Ladungsträgerzahl in der Gasstrecke über viele Ionisierungsspiele mit sukzessiver Erhöhung der Ausbeute an primär — bei Stossprozessen der Elektronen im Gas — und sekundär — unter Mitwirkung der Lawinenprodukte im rückwärtigen, kathodennahen Gebiet — freigemachten Ladungsträger bei jedem Lawinenablauf, nach der für grössere Werte des Produkts aus Schlagweite und Gasdruck gültigen Vorstellung von *J. M. Meek* und *H. Raether* schon während des Ablaufs der Erstlawine. Danach wird das Elektrodenfeld von den im Lawinenkopf dicht gedrängten negativen Elektronen und den mit ihrem Schwerpunkt nur wenig zurückliegenden positiven Ladungen so stark verformt, dass die Vorwachsgeschwindigkeit der Lawine ungemein erhöht wird und als spezifisches Kennzeichen dieser «Kanalentladung» ein trägerreicher Kanal zur Kathode zurückläuft. In diesem, von ionisiertem Gas erfüllten, Anode und Kathode verbindenden Schlauch vollzieht sich der weitere Aufbau der Entladung.

Bei der statischen Gleichspannungszündung steigt der Strom im Bereich niederen Drucks relativ langsam an. Bei höherem Druck und erst recht bei Überspannung (Stossdurchschlag) schiesst dagegen der Strom in einem explosiven Kippvorgang in den neuen Zustand hinein. Bei ausreichend hoher Überspannung lässt sich unter diesen Umständen der Durchbruch in 10^{-8} s oder in noch kürzerer Zeit erzwingen, wie durch neuere Untersuchungen sichergestellt werden konnte [1, 2][1]). Die in manchen älteren Veröffentlichungen behauptete untere Grenze für die «Aufbauzeit» der Entladung wurde wohl immer durch ungenügende Anstiegsteilheit der benutzten Stoßspannung oder unzureichendes Auflösungsvermögen der Messapparatur vorgetäuscht.

Während des Zündens, also noch bis zur Herstellung des elektrodenverbindenden Trägerschlauches, bleibt die Elektrodenspannung zunächst noch auf ihrer vollen Höhe, um erst anschliessend abzusinken (Fig. 1). Oft vollzieht sich der Rückgang so rasch, dass man von einem Zusammenbruch der

[1]) siehe Literatur am Schluss.

Elektrodenspannung spricht. Diese sehr schnellen Änderungen erschweren die Beobachtung und bilden das grösste Hindernis bei der Erforschung der sich abspielenden Vorgänge. Sowohl die Townsend-Vorstellung für die Niederdruckzündung als auch die von Meek und Raether mit dem Mechanismus des Einlawinendurchschlags vermögen über den vielfach beobachteten Rückgang der Spannung an den Elektroden und die weitere Entladungsentwicklung keinen Aufschluss zu geben, da sie sich nur um die Erklärung des ersten Trägeranstieges bei noch unveränderlicher Spannung bemühen und nicht um das Verständnis der Folgeprozesse. Mit der Zündung der Entladung ist jedoch noch kein stationärer Zustand hergestellt. Bei genügender Ergiebigkeit des speisenden Generators und nicht zu hochohmigen Begrenzungswiderständen mündet sie zwangsläufig in einen Lichtbogen. Dieser ist gekennzeichnet durch eine niedere Brennspannung und den geringen Widerstand der Gasstrecke zwischen den Elektroden, also durch relativ hohe Stromstärke im ganzen Kreis.

Im Verhalten und in den Kennwerten unterscheidet sich der Lichtbogen vom Funken in mehrfacher Hinsicht: Hier ein instabiler Kippvorgang ohne entscheidende Mitwirkung hoher Temperatur des Gases oder der Entladungsfusspunkte auf den Elektroden, dort eine stationäre Entladung unter starker Erhitzung der Gasstrecke. Beim Funken wird die weit überwiegende Mehrzahl der Ladungsträger durch Stossprozesse im Gas bei schlechtem Wirkungsgrad dieses Prozesses erzeugt, beim Lichtbogen dank der hohen Temperatur an der Kathode oder der Grenzschicht Kathode-Gas und im Gas selbst nur insoweit, als dies die Kontinuität der Strömung zum Ausgleich der Trägerverluste (durch Anlagerung, Diffusion, Wandabsorption) erfordert. Die Auslösung der Elektronen durch thermische Emission im hocherhitzten Kathodenfleck erfolgt bei sehr viel besserer Ökonomie als bei der Stossionisierung im Gas durch Elektronen und ermöglicht eine kleine Kathodenfallspannung und eine gegenüber der zum Zünden erheblich niedrigere Spannung der stationär brennenden Entladung. Die mit der Temperatur ansteigende Ausbeute an Ladungsträgern ist Ursache der mit zunehmendem Strom fallenden Brennspannung eines normalen, freibrennenden Lichtbogens (negative Strom-Spannungscharakteristik).

Vor fast einem halben Jahrhundert leitete *Toepler* [3] aus seinen Beobachtungen und Messungen an Gleitentladungen längs der Trennfläche fester Isolierstoff—Luft eine wichtige Beziehung für den Widerstand des Stiels von Gleitentladungen ab. Eine Gleitentladung besitzt bekanntlich bei mässig hoher Spannung eine mehr oder weniger symmetrische Struktur mit ungefähr kreisrunder Begrenzung des Gleitbüschels. Mit der Spannung wächst der Durchmesser der Figur zunächst ohne wesentliche Veränderung im Figurenaufbau. Erst bei Überschreiten der Büschelgrenzspannung (oberhalb ca. 11,5 kV/cm in Luft) wird das Büschel von einem stromstärkeren, heller leuchtenden Entladungsstiel durchbrochen, der vom zentralen Gleitpol bis zur Büschelgrenze reicht und dort Ansatz einer neuen Büschelausbildung wird. Bei hoher Spannung kann dieser Vorgang unter Anstückelung solcher Gleitstiele mehrmals stattfinden, wobei die Entladung in Ruckstufen zur Gegenelektrode hin vorgetragen wird. Toepler konnte unter gewissen Annahmen die während des Aufbaus der Entladung von der Zeit $t = 0$ bis zum Zeitpunkt t durch einen solchen Gleitstiel der Länge l geflossene Ladung $Q_t = \int_0^t i dt$ sowie dessen Widerstand R_t pro Längeneinheit berechnen. Das Produkt beider Grössen erwies sich auch zu verschiedenen Zeiten während des Entladungsaufbaus stets ungefähr konstant, selbst bei veränderlicher Dicke der Gleitplatte. Es gilt danach im Gleitstiel die Beziehung

$$R_t Q_t = k\, l$$

welche besagt, dass die Leitfähigkeit im Gleitstiel jederzeit proportional der durch ihn geflossenen Elektrizitätsmenge ist. Die Toeplersche Konstante k hat für Luft einen Mittelwert von rund $8 \cdot 10^{-4}$ bei Messung von R in Ω, Q in C, l in cm. Der Umschlag von der Büschel- in die Stielentladung erfolgt, sobald eine Elektrizitätsmenge der Grössenordnung einer elektrostatischen Einheit ($= 3 \cdot 10^{-9}$ C) durch den Ladungskanal geflossen ist.

Schon z. Z. seiner grundlegenden Versuche erkannte Toepler die Bedeutung dieser formelmässigen Verknüpfung wichtiger Kenngrössen der Entladung. Er schloss aus dem so bestimmten Verlauf der Gleitentladung in Luft und der weitgehenden Unabhängigkeit der Gleitstielbildung von den jeweiligen Versuchsumständen auf eine Gültigkeit seines Gesetzes für die Stiele aller räumlichen Büschelentladungen und damit auch für den Funken in der freien Atmosphäre. Allerdings ist dann der k-Wert wegen der grösseren Beweglichkeit der Ladungsträger kleiner. Als wahrscheinlichster Mittelwert kann nach späteren sorgfältigen Messungen Toeplers und anderer Forscher $k = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ gelten. Gehen dem Funken im stark ungleichförmigen Feld Vorentladungen voraus, so ist k wegen der erhöhten Gastemperatur noch kleiner; dann ist nur noch mit etwa der Hälfte dieses Wertes zu rechnen.

Die Übertragung der für Gleitentladungen geltenden Beziehung auf die Entladung im freien Raum wird durch teilweise gleichartige Erscheinungsformen beider Vorgänge nahegelegt sowie durch die Tatsache, dass auch der zweidimensionale Gleitvorgang eine Gasentladung ist, doch bedarf der Analogieschluss einer Bestätigung durch das Experiment. Diese wird durch die Berechnung des Spannungsverlaufs für den Raumfunken im Anschluss an die Ausbildung einer selbständigen Entladung mit Hilfe der Toeplerschen Beziehung und den Vergleich mit dem beobachteten Ablauf erbracht. Im einfachsten Fall besteht der Entladekreis aus einem Kondensator (Kapazität C) als Ladungsquelle und der mit den Kondensatorbelägen verbundenen Funkenstrecke (Durchschlagspannung U_D). Oft ist in den Kreis auch noch ein zusätzlicher Ohmscher Widerstand W eingefügt. Die Anwendung der Toeplerschen Funkenbeziehung auf solche Kreise ermöglicht die Berechnung des Aus-

gleichsvorgangs im Anschluss an die Funkenzündung in geschlossener Form [4]. In Abhängigkeit von

$$\frac{U_D}{k\,l}\,t = \frac{E_D}{k}\,t$$

($E_D = U_D/l$ ist die Zündfeldstärke im homogenen Feld, bzw. mittlere Durchschlagfeldstärke bei beliebiger Elektrodenausbildung) zeigt Fig. 2 den so ermittelten Spannungsverlauf an der Funkenstrecke für einige Werte des Parameters $a = \frac{C E_D}{k} W$. Die Zeit wurde hierbei von halber Spannung aus gezählt. Vom Anfangswert U_D sinkt die Spannung zuerst allmählich, dann rascher und gegen Ende des Vorgangs wieder verlangsamt auf den rechnungsmässig erst nach überaus langer Zeit erreichten Nullwert ab. Nur für $W = 0$ fallen bei dann symmetrischem Kur-

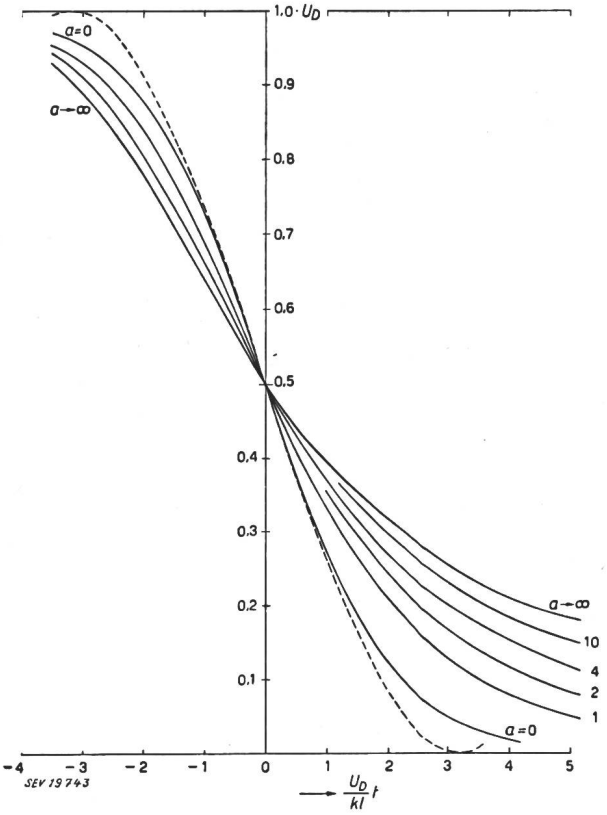

Fig. 2
Berechneter Spannungsverlauf beim Durchschlag einer Funkenstrecke
Erklärungen siehe im Text

venverlauf elektrische und zeitliche Funkenmitte ($u = U_D/2$) zusammen. In diesem Fall ist der Ausgleichvorgang auch von der Grösse der Kapazität unabhängig. Alle anderen Kurven mit $W = 0$ zeigen einen flacheren und zur elektrischen Funkenmitte nicht mehr symmetrischen Verlauf. Die maximale Steilheit nimmt von $\frac{1}{4} \cdot \frac{U_D^2}{k\,l}$ für $W = 0$ bis auf rund $0{,}15\,\frac{U_D^2}{k\,l}$ für $W \to \infty$ (genauer: um 40,7 %) ab. Durch die Einschaltung eines Widerstandes wird demnach die Dauer des Entladevorgangs verlängert. Die Konstanten des Kreises steuern den Funkenablauf.

Die asymptotische Annäherung der Kurven in Fig. 2 an Anfangs- und Endwert lässt erkennen, dass die Toepler-Beziehung die Grenzzustände der Funkenausbildung nicht einwandfrei beschreibt, sondern nur den Bereich stärker veränderlicher Elektrodenspannung. Der Übergang von den schwachen, feldabhängigen Vorströmen zur stromstarken Entladung liegt ausserhalb ihres Gültigkeitsbereiches, ebenso wie sie auch das Ende des Vorgangs nach weitgehender Erschöpfung der Kondensatorladungen und Absinken der Spannung an den Elektroden unter die Brennspannung der herbeigeführten Lichtbogenentladung nicht mehr wiederzugeben vermag, nachdem sowohl bei ihrer Herleitung als auch bei der Aufstellung der Differentialgleichung diese Grenzbedingungen ausser acht blieben. Die Toepler-Beziehung gilt eben nicht schon ab dem allerersten Stromfluss, sondern erst, wenn durch den Kanal bereits eine Elektrizitätsmenge der Grössenordnung 10^{-9} C geflossen ist. Damit erhält man zu Beginn ihrer Gültigkeit — am «Beginn» des Funkens — einen Anfangs-Bahnwiderstand von

$$R_a \approx \frac{k\,l}{10^{-9}} \approx 10^5\,l \quad \Omega$$

und für den Anfangsstrom

$$I_a = \frac{U_D}{R_a} \approx 10^{-5}\,E_D$$

Bei einem Durchschlag im gleichförmigen Feld mit z. B. 2 cm Abstand der planparallelen Elektroden ($U_D = 59$ kV) darf somit nach Toepler erst dann von einem Funken gesprochen werden, wenn der Strom den Wert $I_a = 10^{-5}\,\frac{59 \cdot 10^3}{2} \approx 0{,}25$ A überschritten hat. Selbst im ungünstigsten Fall (W sehr gross) erreicht die grösste Steilheit des Spannungszusammenbruches noch den enormen Betrag von rund 1800 kV/µs. Dies bedeutet, dass sich die Spannung beim Lauf über eine Freileitung längs 1 m um 6 kV ändert. Der Endwiderstand des Funkens — dies wäre also der stationäre Lichtbogenwiderstand — ergibt sich zu $R_e = \frac{k\,l}{C E_D}$ und z. B. mit einer Kapazität des Stosskondensators von $C = 1$ µF und beim Durchschlag im gleichförmigen Feld zu 4 Ω/cm. Durch einen hinreichend kleinen Generatorwiderstand, ebenfalls auch durch Verdichtung des Gases, kann der Endwert des Funkenwiderstandes auf beliebig kleine Beträge herabgedrückt werden.

Die grosse Geschwindigkeit der Spannungsänderung stellt eine gefährlich hohe Beanspruchung der Windungs- und Spulenisolation von Wicklungen bei Entladungen mit hoher Spannung dar. Auch kann beim Eindringen einer Überspannung in eine elektrische Anlage im Gefolge eines Funkenüberschlages die Spannung an den Anlageteilen so rasch ansteigen, dass nur ein äusserst rasch wirkender Überspannungsschutz das Auftreten unzulässig hoher Spannungen verhindern kann. Anderseits bietet der

Funken wegen des sehr raschen Zusammenbruches die technisch vielfach ausgenützte Möglichkeit zur Durchführung von Schaltvorgängen auch grosser Leistung in äusserst kurzer Zeit.

Der symmetrische Verlauf der Kurve für fehlenden Begrenzungswiderstand lässt sich im Bereich grösserer Spannungsänderung angenähert durch eine Sinushalbwelle gleicher Steilheit an der Stelle $u = 0{,}5\ U_0$ wiedergeben (gestrichelte Kurve in Fig. 2). Diese Ersatzkurve folgt der Gleichung

$$u' = \frac{1}{2}\ U_D\left(1 - \sin\frac{U_D}{2\,k\,l}\ t\right)$$

und besitzt eine Halbwellendauer von

$$T_Z = 2\ \pi\ \frac{k}{E_D} \qquad (1)$$

Der so berechnete Wert kann in brauchbarer Näherung als die Dauer des Spannungszusammenbruches, also die Zeit für die Entwicklung von der Funken- in die Lichtbogenentladung, angesehen werden. Die erhaltenen Zahlenwerte stehen in guter Übereinstimmung mit den sich aus dem Experiment ergebenden, was den Analogieschluss von den Gesetzmässigkeiten der Gleitentladung auf die beim Raumfunken herrschenden Verhältnisse stützt. Unbefriedigend bleibt allerdings der Mangel einer klaren physikalischen Begründung des von Toepler empirisch gefundenen Zusammenhangs. Solange es nicht gelungen ist, diese Beziehung oder auch eine ähnlich aufgebaute aus den Elementarvorgängen in der Funkenbahn herzuleiten, muss sie als eine für die Praxis zwar recht bequeme und geeignete Regel angesehen werden, die in guter Näherung eine Berechnung der interessierenden Kenngrössen des Funkens erlaubt, ohne dass ihr jedoch weiterreichende Bedeutung zukäme.

Der Weg zur physikalischen Fundierung einer solchen Gesetzmässigkeit ist leicht anzugeben: Die zur Zündung führenden Vorprozesse schaffen längs des Entladungspfades einen von Trägern beiderlei Vorzeichens erfüllten Kanal mässiger Leitfähigkeit. Bei nicht allzu kleiner Ergiebigkeit des äusseren Kreises behält die Elektrodenspannung dabei noch nahezu ihren vollen Wert. Erst nach Durchgang einer gewissen Ladungsmenge wurde soviel Energie im Kanal umgesetzt, dass dessen Temperatur beträchtlich anstieg und nunmehr ein neuer Prozess, nämlich die thermische Ionisation im Gas, dazu wohl auch die thermische Emission an der Kathode, Bedeutung erlangen. Die vom Feld beschleunigten Elektronen (Masse m) ionisieren auf ihrem Zickzackweg zur Anode nur gelegentlich und erfahren in der weit überwiegenden Mehrzahl ihrer Zusammenstösse mit den Gasmolekeln (Masse M) nach den Stossgesetzen eine jeweils nur sehr geringe Energieeinbusse vom höchstens $4\ m/M$-fachen ihrer kinetischen Energie; ein weiterer Teil wird zur Anregung innerer Schwingungszustände bei Stössen unelastischer Art verausgabt. Durch die Vielzahl all dieser Stösse auch der positiven Ionen wird das Gas merklich aufgeheizt. Die Erhöhung seiner inneren Energie durch die im einzelnen recht unterschiedlichen Prozesse der Energieübertragung ermöglicht beim zufälligen Zusammentreffen besonders raschfliegender Molekel deren Ionisation. Die Elektronen vermögen somit im Endeffekt nicht nur direkt bei Zusammenstössen, sondern auch über den Umweg einer Erhöhung der Gastemperatur zu ionisieren. Nachdem ein Elektron unter atmosphärischen Verhältnissen in $1\ \mu s = 10^{-6}$ s rund 10^5 Stösse erleidet, vollzieht sich die Aufheizung und damit auch die Ionenpaarbildung in sehr kurzer Zeit.

Die zusätzliche Trägererzeugung erhöht die Leitfähigkeit des Entladungsweges, weshalb Stromstärke und damit auch die Wärmeproduktion weiter ansteigen. Im Wechselspiel von Trägerauslösung und erhöhter Energieumsetzung klettert der Strom rasch auf hohe Werte. Die Ladung des Kondensators erschöpft sich hierbei, desgleichen sinkt die Spannung an der Funkenstrecke ab. Bei Speisung der Entladung durch einen Generator konstanter Spannung und Begrenzung des Durchschlagstromes durch einen Seriewiderstand erniedrigt sich die Spannung bis auf die Brennspannung der stationären Lichtbogenentladung.

Diese Vorstellung von der Entwicklung des Kanals befindet sich in Einklang mit den Ergebnissen von Beobachtungen der sich ausbildenden Leuchterscheinung mit dem elektrooptischen Momentverschluss unter Verwendung der Kerrzelle, mit rasch umlaufendem Drehspiegel oder mittels der Methode des unterdrückten Durchbruches mit einer Kurzschlussleitung einstellbarer Länge parallel zur Entladungsstrecke. Im grossen und ganzen stimmen die Ergebnisse solcher und ähnlicher Untersuchungen der Lichtabstrahlung darin überein, dass das erste Leuchten zumeist an der Anode beobachtet wird und das Leuchtbüschel mit einer Geschwindigkeit von mehreren 10^8 cm/s zur Kathode wandert. Sofort im Anschluss hieran wächst in derselben Richtung ein Kanal hoher Leuchtkraft von gleichbleibendem Querschnitt vor, in dem das eingeschlossene Gas sich wahrscheinlich schon auf hoher Temperatur befindet. All dies spielt sich bei den meist untersuchten kurzen Schlagweiten in wenigen 10^{-8} s ab. Als Folge der Erhitzung der Elektroden durch die aufprallenden Ladungsträger brechen zumindest bei leichtverdampfenden Elektrodenmaterialien Dampfstrahlen aus deren Oberflächen hervor. Ihre anfängliche Geschwindigkeit in den Entladungsraum hinein wurde für Hg-Elektroden in einer H_2-Atmosphäre zu 1,5 und $1{,}9 \cdot 10^5$ cm/s für kathoden- und anodenseitigen Dampfstrahl gemessen [5]. Wie sich die Trägerproduktion im einzelnen auf die Emission der Kathode und die Ionisation im Gas aufteilt, kann für kleine Elektrodenabstände nicht generell angegeben werden. Sicher ist nur, dass bei langen Funken die Vorgänge an den Elektroden für das Verhalten der Entladung bedeutungslos werden.

Der Grad der thermischen Ionisation der Molekel eines Gases lässt sich für den stationären Gleichgewichtszustand, bei dem der Trägerverlust durch Rekombinationen gerade durch den Zuwachs an thermisch erzeugten Ladungsträgern aufgewogen wird, durch die von *M. N. Saha* angegebene Gleichung berechnen. Sie liefert im Lichtbogen bekannter Säulentemperatur für den Dissoziationsgrad

Werte, die verträglich sind mit anderweitig erhaltenen und die ohne weiteres die hohe Leitfähigkeit verständlich machen. In diesem Fall ist ihre Anwendung auch durchaus gerechtfertigt, ganz im Gegensatz zum Aufbauvorgang einer Gasentladung, wo keinesfalls das für ihre Anwendbarkeit vorauszusetzende Gleichgewicht zwischen Trägerbildung und -verlust besteht. Auch ist zu bedenken, dass von einer bestimmten Temperatur eines Gases oder einzelner in ihm enthaltener Teilchen erst dann gesprochen werden kann, wenn sich ein energetischer Gleichgewichtszustand eingestellt hat, nicht aber, wenn die Teilchen sich gar nicht im thermischen Gleichgewicht mit ihren Nachbarn befinden.

Unter Vermeidung einer Benutzung der Saha-Gleichung konnten *Rompe* und *Weizel* [6] entsprechend dem in seinen Hauptlinien bereits dargestellten Ablauf des Vorgangs aus einer physikalisch durchsichtigen Modellvorstellung des Funkens eine Beziehung ableiten, die eine entfernte Ähnlichkeit mit der von Toepler besitzt. Ausgang ihrer Betrachtung ist, dass bis zum Selbständigwerden der Entladung ein schwaches Plasma geschaffen wurde, das im hier allein interessierenden weiteren Ablauf in das Lichtbogenplasma hoher Temperatur und Trägerkonzentration zu überführen ist. Wesentliche Vereinfachungen bei der Ableitung sind die Annahmen einer Unveränderlichkeit des Kanaldurchmessers während des Entladungsaufbaus und einer der zugeführten Energie proportionalen Leitfähigkeit des Kanals. Während die Toepler-Beziehung eine Konstanz des Produkts aus Funkenwiderstand und transportierter Ladung fordert, ergibt sich nach Rompe-Weizel eine Konstanz des Produkts aus Funkenwiderstand und zugeführter Energie. Für die Dauer des Spannungszusammenbruches folgt nunmehr angenähert

$$T_Z \approx \frac{8\,p}{a\,E_D^2} \qquad (2)$$

Eine quantitative Auswertung von Gl. (2) bleibt solange unsicher, als über den Zahlenwert der Proportionalitätskonstanten a zwischen Kanalleitfähigkeit und zugeführter Energie kein näherer Aufschluss gegeben werden kann.

Nachdem die Zündfeldstärke im Feld eines planparallelen Plattenkondensators mit korrigierter Randausbildung in erster Näherung proportional dem Gasdruck p anzusetzen ist und k sich mit dem Druck nicht ändert, ist nach Gl. (2) die Dauer des Spannungszusammenbruchs dem Druck umgekehrt verhältnisgleich. Auf die gleiche Aussage einer hyperbolischen Abnahme von T_Z bei Erhöhung des Drucks führt auch die Gl. (1). Von Seiten der Druckabhängigkeit der Zusammenbruchdauer ist demnach kein Entscheid über die Richtigkeit der Ansätze von Toepler und von Rompe-Weizel möglich. Entsprechendes lässt sich auch für den Einfluss der Schlagweite nachweisen, deren Vergrösserung die Zusammenbruchdauer nur wenig verlängert.

Fig. 3 gibt die Auswertung von Oszillogrammen des Spannungszusammenbruchs bei Stoss mit mässiger Überspannung im nahezu gleichförmigen Feld und Änderung des Luftdrucks über einen grösseren Bereich. Ermittelt wurde aus vielen Einzelaufnahmen die Zeit ab erkennbarem Absinken der an der Funkenstrecke liegenden Spannung bis zu ihrem fast restlosen Abklingen; angegeben sind die hieraus für einen bestimmten Druck jeweils berechneten Mittelwerte. Während bei Atmosphärendruck der Zusammenbruch rd. (2...3) · 10^{-8} s dauert und damit so rasch abläuft, dass er nur vom Hochleistungs-

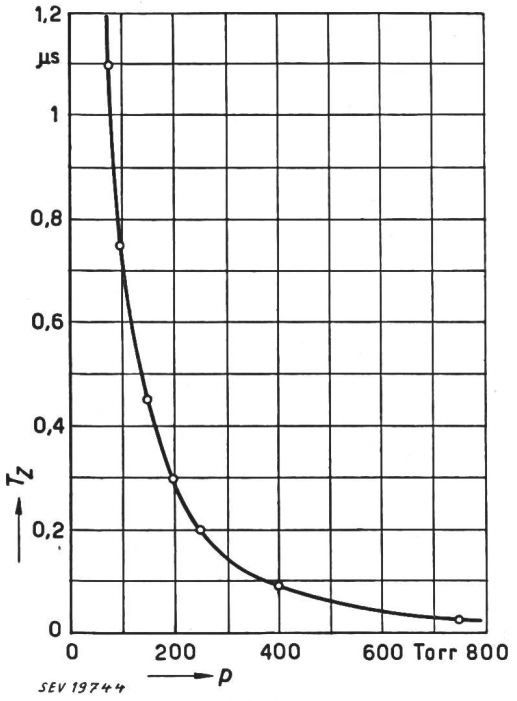

Fig. 3
Zusammenbruchdauer im gleichförmigen Feld bei Änderung des Druckes
(25 % Überspannung, kein Dämpfungswiderstand)
Erklärungen siehe im Text

oszillographen und bei unmittelbarer Zuführung der Meßspannung gut auswertbar und unverzerrt registriert wird, verlängert sich der Ablauf beim Übergang zu niederem Druck erheblich, und zwar erhält man noch längere Zeiten als bei rein hyperbolischer Änderung. Die Erklärung für diese Abweichung ist unschwer zu geben: Bei längeren Zeiten als ca. 10^{-7} s ist die Vernachlässigung der bereits einsetzenden Zunahme des Entladungskanals von anfänglich ca. 0,2 mm Durchmesser auf den wesentlich grösseren der späteren Lichtbogenentladung und ebenso auch des Energieverlustes der erhitzten Gassäule durch Abstrahlung zur Umgebung nicht mehr berechtigt. Die Berücksichtigung beider Einflüsse vermöchte den langsameren Anstieg von Temperatur und Trägerproduktion und damit des Durchschlagstromes zu erklären. Somit wird der Verlauf der Stromstärke im Entladungskanal nicht mehr allein von den physikalischen Vorgängen in diesem, sondern noch durch die sonstigen Schaltelemente des Kreises vorgeschrieben.

Untersuchungen über den Verlauf der verlangsamt zusammenbrechenden Elektrodenspannung und der Vergrösserung des Kanaldurchmessers während der Entladungsausbildung bei langen Funken führten *Higham* und *Meek* mit einem Stossgenerator von max. 1000 kV Summenspannung durch [7]. Als

obere Grenze für die Geschwindigkeit der Aufweitung des Kanaldurchmessers wurden von ihnen in verschiedenen Gasen Werte von rd. 1 km/s festgestellt. Bemerkenswert ist das Ergebnis, wonach die gegen Ende der Beobachtungszeit (25 μs) gemessenen Spannungen noch erheblich über denen von unter sonst gleichen Bedingungen stationär brennenden Lichtbögen liegen. Dies bedeutet, dass die Entladung selbst nach 25 μs noch nicht ihren Endzustand erreicht hat und sich immer noch in der Entwicklung befindet.

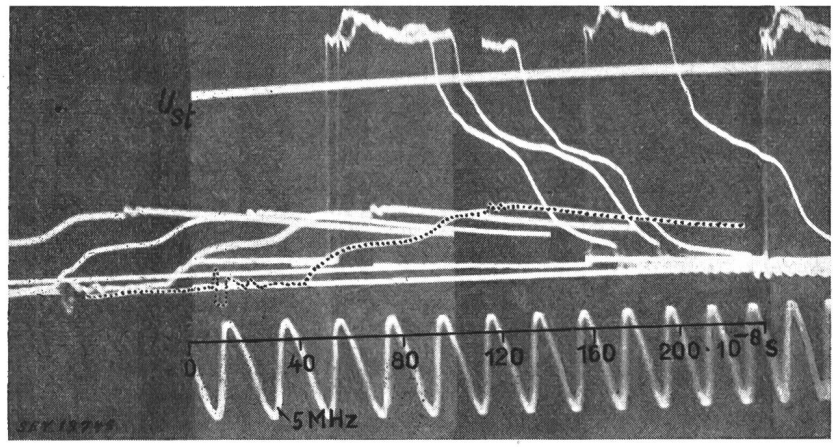

Fig. 4
Stufenbildung in Strom und Spannung
Kugeln von 5 cm Durchmesser
$l = 2$ cm, $W = 350\ \Omega$, 20 % Überspannung, 80 Torr
Eine Stromkurve durch Punktieren hervorgehoben
Weitere Erklärungen siehe im Text

Im ungleichförmigen Feld erfolgt der Funkendurchbruch bei erniedrigter mittlerer Feldstärke $E_D = U_D/l$. Sofern die Vorprozesse zu einem Schlauch beachtlicher Ladungsdichte und damit auch bereits zu einer Vergleichmässigung der Feldstärkeunterschiede längs des Kanals geführt haben, ist die Zusammenbruchzeit im selben Masse länger, in dem die Funkenspannung kleiner als die des gleichförmigen Feldes ist. Unterschiedlich hohe Durchbruchspannung je nach Polarität der stärker gekrümmten Elektrode, wie sie sich etwa bei nicht allzu kleinen Schlagweiten einer Spitze—Platte-Anordnung in Luft einstellen, werden sich auch auf die Zusammenbruchdauer auswirken.

Bei mässiger Überspannung beobachtet man im stark verzerrten Feld ein anfänglich nur langsames Absinken der Spannung an der Funkenstrecke. Eine wirksame Versteilerung des Abfalls lässt sich durch Zündung des Funkens bei erhöhter Spannung erreichen. Dies ist möglich beim Stossdurchschlag mit einem Stossfaktor grösser als eins oder auch beim Durchschlag eines Mediums erhöhter elektrischer Festigkeit (hochverdichtetes Gas, flüssiger oder fester Isolierstoff).

Wird mit einem Mehrstrahloszillographen gleichzeitig Strom und Spannung beim Durchbruch aufgenommen, so zeigen solche Aufnahmen, dass der Strom erst mit dem Beginn der Spannungssenkung gut ausmessbar ansteigt. Im Gebiet grösster Flankensteilheit der Spannungskurve nimmt der Strom am stärksten zu. Seinen Höchstwert erreicht er kurz vor oder gleichzeitig mit dem Rückgang der Elektrodenspannung auf den kleinen Wert der Brennspannung des Lichtbogens. Ebenfalls setzt starke Lichtemission erst bei zusammenbrechender Spannung ein; mit dem Strom erreicht auch sie ihr Maximum [8].

Mehrfach wurde bei oszillographischen Aufnahmen das Auftreten einer Stufe in der zusammenbrechenden Spannung beobachtet. Sie äussert sich durch ein kürzeres oder längeres Verweilen der Spannung etwa in halber Höhe und erst daran anschliessenden weiteren Rückgang. Die Stufe tritt nicht immer auf, sondern nur unter gewissen Versuchsbedingungen, vor allem bei erniedrigtem Druck. Entgegen älteren Angaben lässt sie sich auch im inhomogenen Feld nachweisen. In manchen Fällen ist ihre wahre Form durch eine Schwingung des Messkreises bis zur Unkenntlichkeit verzerrt, oder sie wird durch eine solche Störschwingung vielleicht auch nur vorgetäuscht; doch ist ihre physikalische Realität unter für ihre Ausbildung günstigen Bedingungen erwiesen.

Spannungs- und (nicht gleichzeitig aufgenommener) Stromverlauf mit Stufenausbildung bei mehrfach wiederholtem Durchbruchvorgang in Luft von niederem Druck ist in Fig. 4 wiedergegeben. Sowohl in der absinkenden Spannung als auch im zunehmenden Strom lässt sich jeweils in ungefähr halber Höhe das Verharren des Zustandes während einer gewissen Zeit deutlich erkennen, nach welcher erst der Durchbruchsvorgang in sein letztes Stadium eintritt.

Die Ursache dieser Stufenbildung konnte erst in neuerer Zeit aufgedeckt werden, als der Nachweis gelang, dass das Vorhandensein eines Dämpfungswiderstandes im äusseren Kreis unerlässliche Voraussetzung für die Stufe ist [1]: *Ohne* Widerstand in Reihe zur Funkenstrecke liegt an ihr stets die ganze Kondensatorspannung, was maximale Energieumsetzung und rascheste Erhitzung und Umbildung des Entladungskanals mit sich bringt. Hingegen verlagert sich *mit* Widerstand ein mehr oder weniger grosser Bruchteil der treibenden Spannung beim Hochschnellen des Stromes auf diesen, wodurch die Bogenentwicklung wegen der Verlangsamung des Temperaturanstiegs behindert wird. Dieser verzögernde Einfluss des Widerstandes ist bereits aus Fig. 2 ersichtlich. Nun kann sich jedoch die starke Bremsung der Entladungsentwicklung nach anfänglichem Hineinschiessen in den neuen Zustand unter geeigneten Bedingungen auch gerade in einem zeitweiligen Verharren von Strom und Spannung bei einer gewissen Phase der Kanalumbildung auswirken. Vermutlich bildet sich in der Übergangsphase eine Art Glimmentladung aus, bei der also die La-

dungsträger im Gas überwiegend noch durch Stossionisation und nicht thermisch ausgelöst werden. Die an der Entladungsstrecke anstehende Spannung reicht dann gerade zur Zuführung jener Energie aus, die zur Aufrechterhaltung des erreichten Zustandes benötigt wird. Erst wenn die Gastemperatur so weit ansteigt, dass die thermische Auslösung von Ladungsträgern einen entscheidenden Beitrag zur Trägerbildung zu liefern vermag, sinkt die Spannung von neuem ab unter weiterer Zunahme des Stromes auf den vom Gesamtwiderstand des Kreises vorgeschriebenen Höchstwert.

In dieser Weise ist die Stufenbildung als labiler Gleichgewichtszustand zwischen Funken und Lichtbogen zu erklären. Unter günstigen Umständen besteht allerdings die Möglichkeit, dass sich kurz vor dem Lichtbogen eine Sonderform der Glimmentladung, die stromstarke Glimmentladung, ausbildet. Der letzte Sprung in den Spannungs- und Stromkurven von Fig. 4 ist sehr wahrscheinlich durch einen plötzlichen Umschlag einer solchen Entladung mit einem Kathodenfall von rd. 350 V und einer Brennspannung von rd. 800 V unter den vorliegenden Verhältnissen zu der sehr viel kleineren des Lichtbogens im Augenblick des Einsatzes kathodischer Emission bedingt. Erst bei hohem Druck durchläuft die Entladung die ineinandergreifenden Phasen von den Vorprozessen bis hin zum Lichtbogen so rasch, dass sich eine Stufe selbst bei Einschaltung eines Dämpfungswiderstandes im äusserst raschen Spannungszusammenbruch nicht mehr auszuprägen vermag.

Literatur

[1] *Gänger, Berthold:* Der Stossdurchschlag in Luft bei Unterdruck nach Reihenmessungen mit dem Kathodenstrahloszillographen. Arch. Elektrotechn. Bd. 39(1949), Nr. 8, S. 508...534.

[2] *Fletcher, R. C.* in Phys. Rev. Bd. 76(1949), S. 1501 ff.

[3] *Toepler, Max* in Ann". Phys. Bd. 21(1906), S. 193 ff.

[4] *Toepler, Max:* Stoßspannung, Überschlag und Durchschlag bei Isolatoren. Elektrotechn. Z. Bd. 45(1924), Nr. 40, S. 1045...1050.
Toepler, Max: Neuer Weg zur Bestimmung der Funkenkonstanten, einzelne Spannungsstösse mit berechenbarem gesamten Spannungsverlaufe. Arch. Elektrotechn. Bd. 17 (1926), Nr. 1, S. 61...70.
Toepler, Max: Zur Bestimmung der Funkenkonstante. Arch. Elektrotechn. Bd. 18(1927), Nr. 6, S. 549...562.
Mayr, Otto: Funkenwiderstand und Wanderwellenstirne. Arch. Elektrotechn. Bd. 17(1926), Nr. 1, S. 52...60.

[5] *Haynes, J. R.* in Phys. Rev. Bd. 73(1948), S. 891 ff.
Mason, R. C.: High-Velocity Vapor Stream in the Vacuum Arc. Trans". Amer. Inst. Electr. Engr". Bd. 52(1933), Nr. 1, S. 245...249.

[6] *Rompe, R.* und *W. Weizel* in Z. Phys. Bd. 122(1944), S. 636 ff.
Rompe, R. und *W. Weizel* in Ann". Phys. NF. VI, Bd. 1 (1947), S. 285 ff.

[7] *Higham, J. B.* und *J. M. Meek* in Proc". Phys. Soc. Bd. 63 (1950), S. 633 ff.; S. 649 ff.

[8] *Fünfer, E.* in Z. angew. Phys. Bd. 1(1949), S. 295 ff.

Adresse des Autors:
Dr.-Ing. habil. *B. Gänger*, Neustrasse 10, Wettingen (AG).

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Stillegung des Elektrizitätswerkes Brugg

621.311.21 (494.221.6)

Infolge des Baues des Kraftwerks Wildegg-Brugg durch die NOK ist das alte Kraftwerk Brugg dem Untergang geweiht. Nicht ganz 60 Jahre hindurch hat es dem Betrieb gedient. Schon 1888 hat man in Brugg erkannt, dass dort Wasserkräfte ausgebeutet werden könnten, die in der Lage wären, durch Herbeiziehen von Industrie und Kleingewerbe die Einkommens- und Erwerbsverhältnisse in Brugg zu verbessern. Die Einstellung des Brugger Gemeinderates ist als für die damalige Zeit sehr fortschrittlich zu bezeichnen. Es war zur Zeit als man noch nicht durch die ganze Nacht hindurch sich des elektrischen Lichtes bedienen konnte, weil die Generatoren nur von Einbruch der Dunkelheit bis Mitternacht in Betrieb standen. Von Neujahr 1893 an kam dann diese Segnung durch die ganze Nacht der Bevölkerung zugute. Es hat auch nicht an Störungen durch verschiedene Naturelemente gefehlt. So war der Eisgang einst sehr gross, und ein andermal waren bauliche Gründe die Ursache der Erschwernisse. Es ist immer eine wehmütige Sache, wenn ein ehrwürdiges Werk, das seine Dienste geleistet hat, stillgelegt werden muss. Nun ist der Zufluss versiegt und der Kanal trockengelegt worden. Die industriellen Betriebe der Stadt Brugg aber funktionieren weiter und versorgen ihr Gebiet mit elektrischer Energie und auch mit Gas und Wasser. Wir wünschen ihnen eine neue gedeihliche Entwicklungszeit.

Betriebsstörung im Kraftwerk Grand Coulee Dam

621.311.21.0046 (73)

[Nach: Outage at Coulee. Electr. Wld. Bd. 137(1952), Nr. 12, S. 113.]

Infolge Überschwemmung der Turbinenkammern wurden am 18. März 1952 7 der 18 Generatoren von 120 000 kVA Leistung während mehrerer Stunden ausser Betrieb gesetzt. 4 Generatoren im östlichen Werk und 3 im westlichen Werk wurden betroffen. Nach 5stündigem Unterbruch konnte ein Generator wieder in Betrieb genommen und nach 7 h 5 weitere Generatoren auf das Netz geschaltet werden. Am siebenten Generator waren kleinere Reparaturen vorzunehmen.

Die Störung wurde durch irrtümliches Öffnen eines elektrisch betätigten Ringschiebers von 2600 mm Durchmesser in einem oberwasserseitigen Ausflußschacht hervorgerufen. Das durch die Rohrleitung herausstürzende Wasser trat durch ein Mannloch aus und konnte durch einen Ventilationskanal in die 2 Maschinenhäuser strömen, wo es sich in die Turbinenschächte ergoss, so dass die Turbinenwellen im Wasser liefen und aus den Turbinenlagern Öl abgesogen wurde. Durch Errichtung improvisierter Schutzwände konnte die Überflutung der weitern 11 Turbinenschächte verhindert werden.

Infolge des Leistungsausfalls von rd. 720 000 kW musste die Energielieferung an eine Magnesium-Fabrik und ein Aluminium-Walzwerk vollständig unterbrochen und für mehrere andere Fabriken beträchtlich eingeschränkt werden. Sämtliche Dampfkraftwerke und Notstromgruppen der Werke, die dem Northwest Power Pool angehörten, wurden eingesetzt, um den Betrieb der wichtigsten Unternehmen während der Dauer der Störung einigermassen aufrecht erhalten zu können.

Misslin

Wechselstrom- und Gleichstrom-Hochspannungs-Leistungsübertragung

621.315.024 : 621.315.025

[Nach *J. H. M. Sykes:* High-Voltage A. C. and D. C. Power Transmission. Water Power Bd. 4(1952), Nr. 3, S. 101...106.]

Das Hauptgewicht von vielen Diskussionen unter den Ingenieuren, welche sich mit der Erzeugung von Energie befassen, hat sich in den letzten Monaten verlagert in Richtung der Betrachtung der Leistungsübertragung.

Wenn die Übertragungsdistanz 250 Meilen (400 km) erreicht, so nehmen die physikalischen Konstanten irgendeiner Übertragungsleitung Werte an, welche den elektrischen Betrieb schwierig gestalten. Die Erhöhung der Nennspannung ermöglicht die Übertragung mit weniger Leitungen. Dazu kommt, dass der Sicherheitsfaktor mit zunehmender Spannung zunimmt. So wurde in weiten Kreisen die Ansicht geäussert, dass bei 380 kV Nennspannung atmosphärische Überspannungen die Leitung weniger gefährden als bei den bisher üblichen niedrigeren Nennspannungen. Die Erhöhung der Spannung bringt jedoch Schwierigkeiten in Bezug auf die Koronaverluste, welche bei Spannungen oberhalb 275 kV gross werden.

Die Frage der Koronaverluste wurde seit einigen Jahren untersucht in den Versuchslaboratorien in Tidd in den