

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens

Herausgeber: Association suisse des électriciens

Band: 23 (1932)

Heft: 23

Artikel: Die Resultate neuerer Forschungen über den Abschaltvorgang im Wechselstromlichtbogen und ihre Anwendung im Schalterbau (Ölschalter, Druckluftschalter, Expansionsschalter) [Fortsetzung und Schluss]

Autor: Kopeliowitsch, J. / Biermanns, J. / Mayr, O.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1057472>

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>

ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

BULLETIN

RÉDACTION:

Secrétariat général de l'Association Suisse des Electriciens
et de l'Union de Centrales Suisses d'électricité, Zurich 8

EDITEUR ET ADMINISTRATION:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei S. A., Zurich 4
Stauffacherquai 36/38

Reproduction interdite sans l'assentiment de la rédaction et sans indication des sources

XXIII^e Année

N^o 23

Vendredi, 11 Novembre 1932

Die Resultate neuerer Forschungen über den Abschaltvorgang im Wechselstromlichtbogen und ihre Anwendung im Schalterbau (Oelschalter, Druckluftschalter, Expansionsschalter).

Bericht über den 8. akademischen Diskussionsvortrag,

veranstaltet von der Elektrotechnischen Abteilung der Eidgenössischen Technischen Hochschule
Samstag, den 13. Februar 1932, in der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich.

(Referate gesammelt von F. G. Ruegg, dipl. Ing., Assistent an der ETH, Zürich.)

(Fortsetzung von S. 592 und Schluss.)

III. Referat

gehalten von O. Mayr, Ingenieur der

Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft, Berlin (AEG).

Es wird auf die physikalischen Grundlagen des Unterbrechungsvorganges in Hochleistungsschaltern eingegangen und der Standpunkt vertreten, dass die durch die Gasströmung bewirkte Abkühlung und Regenerierung des Lichtbogenweges unter vielen Faktoren derjenige ist, auf den es vor allen anderen ankommt.

L'auteur approfondit les phénomènes physiques sur lesquels repose la rupture dans les interrupteurs à haute puissance et est d'avis que, parmi les facteurs qui entrent en cause, le refroidissement et la régénération de la distance disruptive provoqués par les courants de ganz joue le rôle principal.

Im Grunde genommen kann die Theorie unserer Schalter nichts anderes sein als die Beantwortung zweier Fragen. Die erste lautet: Was ist ein Lichtbogen? und die zweite: Wie können wir die Vorgänge im Lichtbogen von aussen her beeinflussen? Ich will versuchen, möglichst kurz und klar darüber zu berichten, wieweit wir diese Fragen dem heutigen Stand der physikalischen Erkenntnis entsprechend beantworten können.

Wir wollen uns zunächst an einem Schnitt durch den Lichtbogen die Vorgänge in seinem Kern und seiner Umgebung näher betrachten. Sie sehen in Fig. 1 eine Kurve, welche den Temperaturverlauf im Lichtbogen von seiner Achse radial nach aussen schematisch darstellt. Für die Temperatur im Kern des Lichtbogens wurden im vergangenen Jahre an zwei verschiedenen Stellen mit verschiedenen Methoden Werte gefunden, welche zwischen 5000 und 7000° K lagen. Die Kernzone I des Lichtbogens umschliesst eine Randzone, welche durch ein ungewöhnlich hohes Temperaturgefälle charakterisiert ist und die Bereiche II und III umfasst. Die hohe Temperatur im Lichtbogen bedingt bereits einen starken Zerfall der Moleküle und eine Aufspaltung der Atome in positive Ionen und freie Elektronen. Wir wollen diesen Vorgang unter der Annahme,

dass der Lichtbogen im Wasserdampf brennt, etwas genauer verfolgen. Wenn wir ganz aussen beginnen,

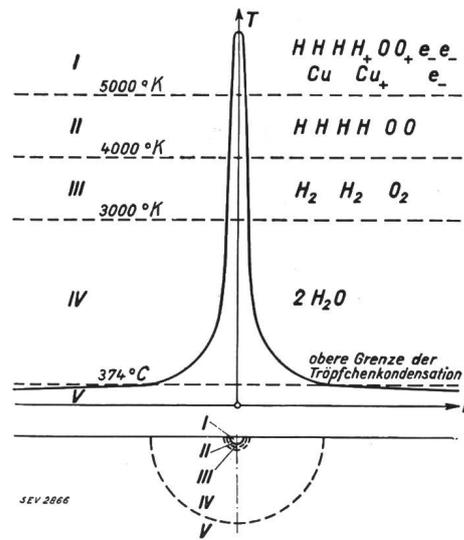


Fig. 1.
Temperaturverlauf im Wasserdampflichtbogen.

finden wir zunächst Zone V, in welcher die Temperatur unter 374° C, d. h. unter der kritischen

Temperatur des Wasserdampfes liegt. In dieser Zone kann, günstige Umstände vorausgesetzt, Tröpfchenkondensation erfolgen bzw. auch nasser Dampf vorhanden sein. In der Zone IV dagegen kann Wasser im flüssigen Aggregatzustand unter gar keinen Umständen mehr vorhanden sein. Wir haben hier in jedem Falle trockenen Wasserdampf vor uns, dessen Moleküle dann bei den höheren Temperaturen der Zonen III und II in die Moleküle H_2 und O_2 und schliesslich in ihre Atome aufgespalten werden. In Zone I, d. h. im Kern, ist die Temperatur und die Wärmebewegung der Atome so gross, dass bei ihrem Zusammenprall ein Teil derselben in positive Ionen und freie Elektronen aufgespalten wird. Von den hochoverhitzten Elektroden her werden im Lichtbogen auch Metaldämpfe z. B. von Kupfer vorhanden sein, welche wegen ihrer kleineren Ionisierungsenergie von diesem Vorgang besonders stark betroffen werden. Die durch diesen Prozess entstandenen Elektronen sind die eigentlichen Träger des elektrischen Stromes im Lichtbogen.

Der oben schematisierte Zerfall der Wasserdampfmoleküle in einatomige Gase und Elektronen geht in Wirklichkeit stetig vor sich und kann thermodynamisch mit Hilfe des Nernstschen Wärme-

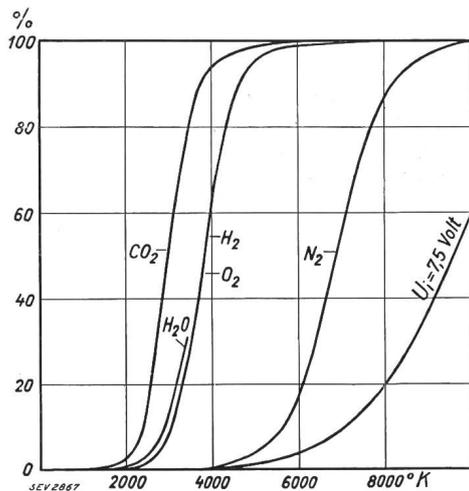


Fig. 2.
Beziehungen zwischen Lichtbogentemperatur und Dissoziation des Löschmittels.

theorems genau berechnet werden. Fig. 2 zeigt, wie dieser Vorgang bei verschiedenen Gasen abhängig von der Temperatur verläuft. Soweit es sich um den Zerfall der Moleküle in einfachere Moleküle oder Atome handelt, spricht man von einer Dissoziation der Gase. Die Aufspaltung in positive Ionen und Elektronen ohne elektrisches Feld durch hohe Temperaturen bezeichnet man als Thermoionisierung. Aus Fig. 2 ist zu ersehen, wie verschiedene Gase nacheinander dissoziieren. Auf der Abszissenachse ist die absolute Temperatur in Grad Kelvin aufgetragen, auf der Ordinate der sogenannte Dissoziationsgrad bzw. der Ionisationsgrad, welcher angibt, wieviel Prozent der ursprünglich vorhandenen Moleküle aufgespalten sind. Man erkennt, dass z. B. bei 2000° K die Kohlensäure zu dissoziieren

beginnt, etwas später der Wasserdampf, der Wasserstoff und der Sauerstoff und dass bei etwa 5000° K diese Gase praktisch alle in ihre Atome zerfallen sein müssen. Eine Ausnahme unter den für die Praxis in Frage kommenden Gasen nimmt der Stickstoff ein, bei welchem die entsprechenden Grenztemperaturen rund doppelt so hoch liegen und der infolgedessen im Lichtbogen nur zum Teil dissoziiert ist. Eine weitere Kurve, welche mit $U_i = 7,5$ V, d. h. mit der Ionisierungsspannung der Kupferdämpfe bezeichnet ist, gibt für diese den Grad der Thermoionisierung an. Um nicht falsch verstanden zu werden, sei festgestellt, ohne auf die Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit im Lichtbogen aus dieser Kurve näher einzugehen, dass schon ganz geringe Spuren von Metaldämpfen und ganz kleine Ionisierungsgrade genügen, um die an Hochleistungslichtbögen gemessenen Leitfähigkeitswerte zu erklären und dass auch ohne die Anwesenheit von Metaldämpfen bei 6000 bis 7000° K genügend freie Elektronen vorhanden sind, um einen Lichtbogen, allerdings mit etwas höherer Lichtbogenspannung, zu unterhalten.

Einer einfachen und exakten Berechnung der elektrischen Grössen im Lichtbogen aus der Temperatur stehen noch gewisse Schwierigkeiten im Wege. Insbesondere fehlen noch Messungen der praktisch nicht zu vernachlässigenden, die Leitfähigkeit sehr stark beeinflussenden Konzentration der Metaldämpfe. Wie genau die thermodynamische Berechnung der Ionisierung an sich ist, zei-

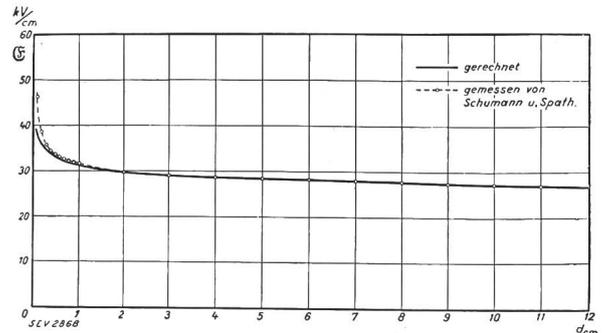


Fig. 3.
Durchbruchfeldstärken von Luft für $p = 760$ mm.

gen die grossen Erfolge, welche die astronomische Physik in der Berechnung der Fixsterntemperaturen aufweisen kann. Dass aber auch für die Theorie der Gasentladungen hier noch ein fruchtbares Gebiet vor uns liegt, zeigt die Kurve Fig. 3, welche das Ergebnis einer Anwendung der Theorie der Thermoionisierung auf den Durchschlag von Luft ist¹⁾. Hier können wegen des raschen Verlaufes eines solchen Durchbruches sowohl die Metaldämpfe als auch die Wärmeableitung vernachlässigt werden mit dem Erfolg, dass sich aus altbekannten physikalischen Daten der Gasmoleküle die elektrische Durchbruchfeldstärke heute ihrem absoluten Wert nach theoretisch mit grosser Genauigkeit berechnen lässt.

¹⁾ A. f. E. 1932, Bd. 26, Nr. 5, S. 365.

Letzten Endes ergibt sich auch hieraus eine Bestätigung für die Vorstellung, welche wir auf Grund der Thermoionisierung von der Stromübertragung im Lichtbogen gewonnen haben.

Wenn wir damit als wichtigste Faktoren für den Hochleistungslichtbogen hohe Temperaturen und die Anwesenheit von Metaldämpfen festgestellt haben, so sehen wir auch schon als wichtigste Mittel zur Löschung solcher Lichtbögen eine kräftige Abkühlung und eine starke Zerstreung oder Verdünnung der von den Elektroden herrührenden Metaldämpfe. Es ist leicht einzusehen, dass ein vorzügliches Mittel hierfür die Zuleitung frischen, möglichst kalten Gases ist, ein Weg, der von der Praxis, wie Herr Prof. Biermanns²⁾ eben gezeigt hat, tatsächlich auf der ganzen Linie beschriftet wird. Wir wollen demgemäss im folgenden voraussetzen, dass der Lichtbogen in einem Gase brennt,

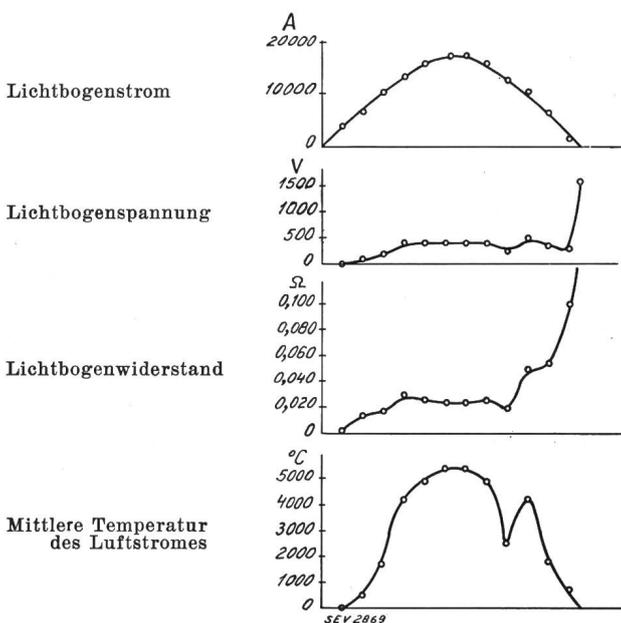


Fig. 4.

Physikalische Grössen des Unterbrechungslichtbogens beim Druckgasschalter.

welches mit hoher Geschwindigkeit durch eine Druckgasschaltdüse, eine Löschkammermündung oder dergleichen strömt, und können dann behaupten, dass die Temperatur in der weiteren Umgebung des Lichtbogens während des Strom-Nulldurchganges 1000°K nicht überschreitet. Als Beispiel zeigt Fig. 4 eine Zusammenstellung der wichtigsten Momentanwerte während einer Löschhalbperiode beim Druckgasschalter. Sie sehen, dass sich wohl während des Strommaximums eine ziemlich hohe Temperatur des Luftstromes einstellt, dass aber beim Nulldurchgang die heissen Gase längst durch frisches, kaltes Gas ersetzt sind. Aehnlich liegen die Verhältnisse beim Löschkammer-Oelschalter und beim Wasserschalter, wo ja die Temperatur der ausströmenden Dämpfe im Mittel durch die Siedetemperatur des Oeles oder Wassers und nicht

durch die Lichtbogentemperatur bestimmt ist. Dasselbe gilt auch für Blassicherungen. Wie auch hier die Meinung Slepian's mit der unseren übereinstimmt, zeigt ein Beitrag über Sicherungen, den Slepian im vergangenen Oktober dem AIEE geliefert hat, wo er wörtlich erwähnt, dass vielfach mit losen und unzulänglichen Beschreibungen, wie z. B. dem Modus operandi einer plötzlichen Expansion gearbeitet wird, welche den Lichtbogen zum Erlöschen bringen soll. Nach einer sachlichen aber ablehnenden Diskussion über diese Ansicht bringt Slepian zum Ausdruck, dass er die Durchwirbelung des Lichtbogens mit frischerzeugtem, unionisiertem Gas als Ursache für die Löschung betrachtet.

Wenden wir uns wieder der Fig. 1 zu, um auch den Wärmeaustausch zwischen dem Lichtbogen und dem ihn umgebenden Gas zu diskutieren. Wir hatten hier die heisse Kernzone I, in welcher die dem Lichtbogen zugeführte elektrische Energie in Form von Wärme frei wird. Diese heisse Zone mit sehr kleiner Wärmekapazität wird von einer grossen Menge relativ kalten Gases umgeben. Zwischen beiden finden wir eine Grenzzone, welche durch ein starkes räumliches Temperaturgefälle und eine lebhaft Dissoziation gekennzeichnet ist.

Es soll nun gezeigt werden, dass unter diesen Umständen die unter dem Einfluss der Dissoziation verstärkte reine Wärmeleitfähigkeit der Gase genügt, um den zur Abkühlung und Unterbrechung des Lichtbogens erforderlichen radialen Wärmetransport aus der Kernzone in das umgebende Gas zu erklären. Die Wärmeleitung der Gase ist ja nichts anderes als ein Ausgleich des Temperaturgefälles durch die Diffusion von heissen Molekülen, d. h. von Molekülen mit hoher kinetischer Energie in kältere Zonen und umgekehrt. Dieser Vorgang wird nun in dem Temperaturbereich, wo Dissoziation stattfindet, verstärkt durch die bei der Dissoziation umgesetzte Dissoziationsenergie. Man kann sich von diesen Vorgängen am besten beim Wasserdampf ein Bild machen. Die Dissoziation von Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff ist ja die Umkehrung der Verbrennung von Knallgas zu Wasserdampf und dem entspricht auch die dabei umgesetzte Wärmeenergie. Bei der Dissoziation von H_2 und O_2 in einatomigen Wasserstoff und einatomigen Sauerstoff wird nochmals fast genau dieselbe Energie umgesetzt.

Wir haben gesehen, dass die Dissoziation bei hoher Temperatur weiter fortgeschritten ist als bei kleiner Temperatur. Die Folge ist, dass nicht dissoziierte Moleküle, welche infolge der ungeordneten Wärmebewegung in den Lichtbogen hineindiffundieren, sich dort spalten. Umgekehrt werden Dissoziationsprodukte aus dem Lichtbogen herausdiffundieren und sich in der Umgebung des Lichtbogens in ihren früheren Zustand zurückbilden. Da nun aber die Dissoziation mit Wärmeabsorption und die Rückbildung in nicht dissoziierte Moleküle mit Wärmeentwicklung verbunden ist, so wird der beschriebene Vorgang den Wärmeausgleich und

²⁾ Siehe letzte Nummer.

also auch die Wärmeleitung ausserordentlich steigern.

Die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit unter dem Einfluss der Dissoziation nach einer von Nernst angegebenen Methode ergibt nun für verschiedene Gase die in Fig. 5 gezeigten Kurven. Man sieht dort, wie die Wärmeleitung von unscheinbaren Werten im Dissoziationsbereich zu einem Maximum ansteigt und dann wieder abfällt. Oberhalb der Dissoziation bleibt jedoch ein Zuwachs, der dadurch entsteht, dass die einatomigen Gase wegen ihres kleineren Molekulargewichtes bessere Wärmeleiter sind. Ganz besonders wirkt sich das beim Wasserdampf aus, wo anstelle der schweren Wasserdampfmoleküle ein Gemisch von $\frac{2}{3}$ einatomigem Wasserstoff und $\frac{1}{3}$ einatomigem Sauerstoff tritt. Dieses Gemisch hat im übrigen noch eine weitere Merkwürdigkeit aufzuweisen. Die

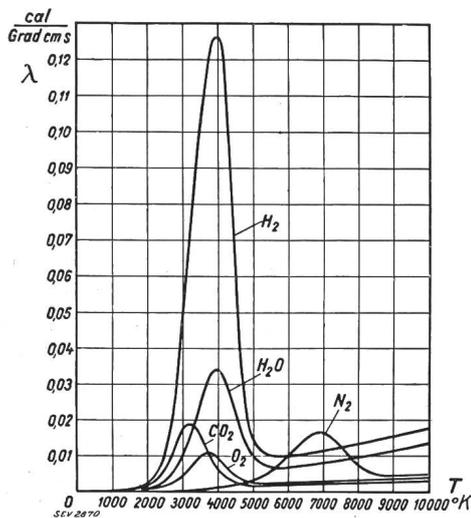


Fig. 5.

Wärmeleitfähigkeit von Gasen bei hohen Temperaturen.

Wasserstoffatome diffundieren nämlich vermöge ihres kleineren Gewichtes und Durchmessers etwa viermal so rasch bzw. viermal so stark aus dem Lichtbogen heraus als die Sauerstoffatome. Die Sauerstoffatome pflegen sich dann an den Metalldämpfen schadlos zu halten, so dass ausserhalb des Lichtbogens eine geringe Menge freien Wasserstoffes entsteht, die z. B. beim Wasserschalter leicht zu beobachten ist, da sie an der Löschkammeröffnung häufig erst nachträglich mit einem kleinen, einige Sekunden anhaltenden Flämmchen verbrennt. Diese sonst belanglose Erscheinung sei vor allem angeführt, weil sie die ganzen hier am Werk befindlichen Dissoziations- und Diffusionsvorgänge, die uns ja sonst nur theoretisch zugänglich sind, sehr deutlich dokumentiert. Ich werde später Versuchsergebnisse mit den hier angeführten Gasen bringen und bitte deshalb, die Reihenfolge der Gase hinsichtlich der Höhe ihrer Wärmeleitfähigkeit genau zu verfolgen. Vom Stickstoff abgesehen, ist die Reihenfolge Sauerstoff, Kohlendioxid, Wasserdampf und Wasserstoff. Der Stickstoff nimmt

wieder wegen seiner höheren Dissoziationstemperatur eine Sonderstellung ein. Unterhalb der Lichtbogentemperatur von 6000°K leitet er die Wärme noch schlechter als Sauerstoff. Neben dieser Reihenfolge sind auch die absoluten Werte sehr interessant. Bei Wasserstoff finden wir einen höchsten Wert von $\lambda = 0,125$. Auch der Mittelwert zwischen 0 und 6000°K beträgt noch $\lambda = 0,03$. Die Lichtbogencharakteristik ist bei kleinen Strömen angenähert eine gleichseitige Hyperbel, was bedeutet, dass das Produkt aus Strom und Spannung in der Nähe des Strom-Nulldurchganges angenähert konstant und z. B. bei Wasserstoff gleich 1000 W pro cm Lichtbogenlänge ist. 1000 W sind jedoch gleich 240 cal/s . Wenn wir annehmen, dass die Oberfläche eines Lichtbogenelementes von 1 cm Länge und 3 mm Durchmesser gleich 1 cm^2 ist, wie die Zeitlupenaufnahmen von Hrn. Prof. Biermanns gezeigt haben, so haben wir entsprechend dem Mittelwert $\lambda = 0,03$ ein Temperaturgefälle von $\frac{240\text{ cal}}{0,03} = 7200\frac{\text{Grad}}{\text{cm}}$ nötig, um diese Wärme abzuleiten. Es ist das ein Wert, der mit Temperaturmessungen in der Randzone vom Lichtbogen gut im Einklang steht.

Wir haben eben, indem wir die im Lichtbogen entwickelte Wärme der abgeleiteten Wärme gegenübergestellt haben, bereits die Frage der Wärmebilanz des Lichtbogens angeschnitten, welche die Existenz des Lichtbogens und damit auch die Unterbrechung desselben bestimmt. Nehmen wir an, der Lichtbogen brenne während des Strommaximums mit einer bestimmten, die nötige Thermoionisierung gewährleistenden Temperatur. Um diese insbesondere beim Strom-Nulldurchgang herabzusetzen, muss zum mindesten verlangt werden, dass die dem Lichtbogen entzogene Wärmeleistung grösser ist als die jeweils in Wärme umgesetzte neu zugeführte elektrische Energie. Bei dieser Anschauung ist es durchaus nicht nötig, einen scharfen Schnitt zwischen der Zeit vor und nach dem Strom-Nulldurchgang zu machen. Die Abkühlung kann schon vor dem Nulldurchgang einsetzen. Der beste Beweis hierfür ist der Umstand, dass mit dem Druckgaschalter bei $15\,000\text{ V}$ Gleichspannung noch einige tausend Ampère abgeschaltet werden konnten, woraus einwandfrei hervorgeht, dass bei diesen Stromstärken die Wärmeableitung aus dem Lichtbogen bereits grösser sein muss als die elektrisch zugeführte Wärme. Ist die Abkühlung bis zum Nulldurchgang noch nicht weit genug fortgeschritten, so steht, da ja die wiederkehrende Spannung nicht plötzlich erscheint, noch die sogenannte Spannungs-Rückkehrzeit zur Verfügung. Je grösser diese ist, desto grösser durfte der vorausgegangene Strom sein und desto grösser wird also, wie ja die Erfahrung zeigt, die maximal erreichbare Abschaltleistung.

Wenn alle diese Ueberlegungen richtig sind, d. h. wenn die Abkühlung und Löschung des Lichtbogens so vor sich geht, dass die im Lichtbogen entwickelte Wärme zunächst durch reine Wärme-

leitung radial aus dem Lichtbogen heraustransportiert und von dort durch die achsiale Gasströmung weitergeführt wird, dann muss, da während des Strom-Nulldurchganges die achsiale Gasbewegung nur wenig fortschreitet, die Wärmeleitfähigkeit des Löschmittels auf den Abschaltvorgang und die Abschaltleistung von hervorragendem Einfluss sein. Ein Vergleich der mit verschiedenen Löschmitteln im Hochleistungsversuchsfeld der AEG erzielten Abschaltleistungen lässt den Zusammenhang zwischen Wärmeleitung und Abschaltleistung deutlicher und überzeugender als eine umständliche quantitative Berechnung erkennen.

Tabelle I.

Nr.	Löschmittel	Luft	Stickstoff	Sauerstoff	Kohlensäure	Wasserdampf	Wasserstoff	
1	Mol.Gewicht M	g	29	28	31	44	18	2
2	Mol.Wärme $M \cdot c_v$	cal	4,98	4,99	4,98	6,86	6,11	4,88
3	$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$	—	1,41	1,41	1,41	1,30	1,135	1,41
4	Schallgeschwindigkeit v (für Wasserdampf bei 100°)	$\frac{m}{s}$	340	348	323	264	470	1276
5	Wärmeleitfähigkeit λ Mittelwert zwischen 0 und 6000° K	Luft = 1	1	0,8	1,8	2,5	5	17
6	Expansionskonstante k	Luft = 1	1	1,02	0,96	0,85	0,71	3,7
7	Elektr.Feldstärke im Lichtbogen bei 3 A	Luft = 1	1	1	2,3	1,7	4,4	13,5
8	Gemessene Abschaltleistung	Luft = 1	1	1	1,8	2,6	3,8	7,5

In der Tabelle I sind neben anderen Daten in Reihe 5 die mittleren Wärmeleitfähigkeiten der Randzone des Lichtbogens, in Reihe 7 die elektrischen Feldstärken des Gleichstromlichtbogens und in Reihe 8 die mit einem Druckgasschalter bei sonst gleichen Verhältnissen, d. h. gleichem Blasdruck, gleicher Schaltung der Versuchsanlage, gleicher Betriebsspannung usw. gefundenen Abschaltleistungen eingetragen. Ein Vergleich der Zahlen in Reihe 5 und 8 lässt den Zusammenhang zwischen Wärmeleitung und Abschaltleistung deutlich erkennen. Soweit quantitative Differenzen bestehen, wie z. B. beim Wasserstoff, der die 17fache Wärmeleitfähigkeit, aber nur die 7,5fache Abschaltleistung von Luft hat, sind weitere Faktoren zu berücksichtigen, wie die Durchbruchfeldstärke, die bei Wasserstoff 40 % geringer ist als bei den anderen Gasen, wo sie nur um ± 10 % variiert.

Ich habe kürzlich in einem Aufsatz in der ETZ³⁾ auch die Eignung der verschiedenen Gase

hinsichtlich der durch die adiabatische Expansion in der Schaltdüse entstehenden Lichtbogenkühlung untersucht. Abgesehen von dem quantitativ kleineren Wert, der sich hierfür ergibt, müsste die Reihenfolge der Abschaltleistungen dann der in Reihe 6 eingetragenen Expansionskonstante k entsprechen, in welcher die für die Abkühlung durch adiabatische Expansion massgebenden physikalischen Konstanten enthalten sind. Sie sehen, dass hier kein systematischer Zusammenhang mit der Abschaltleistung zu finden ist. Ein solcher lässt sich auch durch Zuhilfenahme der Tröpfchenkondensation nicht konstruieren, da dann alle anderen Gase dem Wasserdampf gegenüber stark zurückfallen müssten, während tatsächlich auch mit den nicht kondensierenden Gasen beträchtliche Abschaltleistungen, mit Wasserstoff sogar noch höhere Werte als mit Wasserdampf erreicht wurden. Bemerkenswert ist, dass auch die elektrische Feldstärke im Gleichstromlichtbogen mit den Wärmeleitfähigkeiten im grossen und ganzen übereinstimmt. Sie ist aber nichts anderes als die Spannung bzw. die elektrische Leistung, die sich automatisch einstellt, um den durch Wärmeleitung entstehenden Energieverlust zu decken.

Es ist ein guter Brauch der Elektrotechniker, zur Erklärung vieler Erscheinungen, denen die unmittelbare Anschaulichkeit fehlt, analoge Vorgänge aus der Mechanik oder Hydraulik zu zitieren. Für den Anfang, und was die Theorie unserer Schalter betrifft, sind wir ja alle erst am Anfang, ist ein solches Analogon oft mehr wert als ein Durcheinander aller möglichen Vorstellungen.

Nach dem, was ich Ihnen eben berichtet habe, müssen wir dann den Elektrizitätsdurchgang im Lichtbogen mit einer Wasserleitung durch die Atmosphäre vergleichen. Der Strom frischen, kalten Gases bedeutet für den Lichtbogen dasselbe, was ein kalter Nordwind im Winter für die Wasserleitung bedeutet. Solange Wasser fliesst und genügend Wärmeenergie mitführt, um den andauernden Wärmeentzug zu kompensieren, wird sich nichts ereignen. Wenn das Wasser aber immer langsamer fliesst oder wenn der Wasserstrom gar kurze Zeit ganz aussetzt, kann jedoch eine Katastrophe eintreten, die jedem weiteren Transport des Wassers durch dessen Festfrieren ein Ende macht.

Eine solche Vorstellung kann natürlich nur eine Brücke sein und jenseits dieser Brücke müssen wir uns den Weg noch durch manches Hindernis weiterbauen. Wir stehen jedoch innerhalb der AEG seit vielen Jahren einmütig auf dem Standpunkt, dass die von der Gasströmung bewirkte Abkühlung und Regenerierung des Lichtbogens unter vielen Faktoren derjenige ist, auf welchen es vor allen anderen ankommt. Insbesondere die Äusserungen Slepjans zeigen, dass wir mit dieser Ansicht in der Fachwelt nicht allein stehen. Wenn auch die Worte der Formulierung nicht durchwegs dieselben sind, so sind wir doch sachlich einer Meinung.

³⁾ ETZ 1932, Nr. 4, S. 75.

IV. Referat

gehalten von Dr. F. Kesselring, Ingenieur der
Siemens-Schuckert-Werke, Berlin (SSW).

Es werden zunächst einige Erfahrungstatsachen über die Unterbrechung des Wechselstromlichtbogens zusammengestellt, woraus hervorgeht, dass das Erlöschen des Lichtbogens wesentlich vom Medium abhängig ist, in dem der Lichtbogen brennt. Das Medium braucht keine gerichtete Strömung aufzuweisen. Hierauf wird versucht, die Erscheinungen, die beim Unterbrechen des Lichtbogens auftreten, zu deuten.

L'auteur rassemble tout d'abord quelques faits révélés par l'expérience au sujet de la coupure de l'arc alternatif, dont il découle que l'extinction de l'arc dépend principalement du milieu dans lequel il se produit. Il n'est pas nécessaire que des courants dirigés se produisent dans le milieu. L'auteur essaye ensuite d'expliquer les phénomènes qui se produisent lors de la rupture de l'arc.

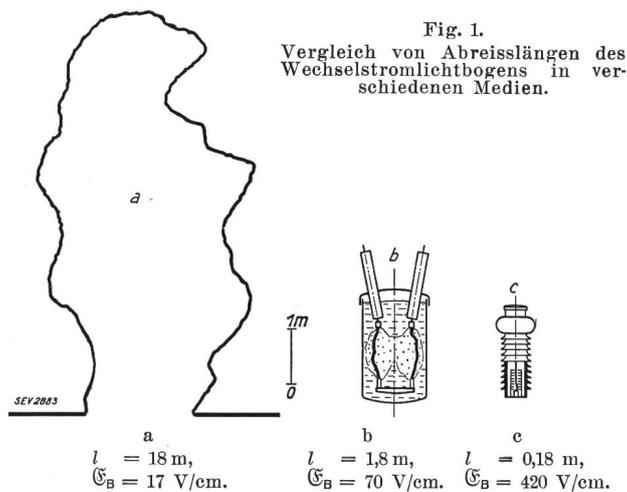
Als ich vor geraumer Zeit anfang, mich mit dem Schalterproblem etwas näher zu beschäftigen, da war ich der Ansicht, dass man es auf diesem so komplizierten und schwierigen Gebiet wohl nur dann zu etwas bringen könne, wenn man die Literatur über den elektrischen Lichtbogen recht genau kenne, und so trug ich denn alles zusammen, was es an Büchern, Zeitschriften, Protokollen usw. gab. Aber je mehr ich mich in das Studium der Lichtbogensvorgänge vertiefte, desto klarer lernte ich erkennen, dass es in der gesamten technischen Physik wohl kaum noch ein anderes Gebiet gibt, das so voller Widersprüche, Vermutungen und Behauptungen ist, wie die Lichtbogenforschung. Trotzdem glaubte ich schliesslich einen einigermaßen richtigen Ueberblick über das Wesentliche gewonnen zu haben und beschloss nun, dieses Ergebnis in einem kleinen Aufsatz niederzulegen. Wie ich mitten im Schreiben war, rings umgeben von hohen Bücherstapeln, trat mein kleiner Sohn zu mir ins Zimmer und sagte ganz treuherzig: «Papa, was schreibst du eigentlich aus diesen vielen Büchern ab?» Diese Worte, in denen eine so tiefe Wahrheit steckte, brachten mich endgültig von dem Vorsatz ab, einen Aufsatz über den elektrischen Wechselstromlichtbogen zu schreiben, denn ich erkannte, dass diese Arbeit weder neue, noch produktive Gedanken enthalten hätte und darum letzten Endes wertlos gewesen wäre. Heute weiss ich, dass von seiten der Physiker noch eine Unsumme von Arbeit geleistet werden muss, bevor man einmal daran gehen kann, eine geschlossene Theorie des elektrischen Lichtbogens aufzustellen. Nur durch Versuche und immer wieder neue Versuche wird man schliesslich zur Klarheit kommen.

Die nachfolgenden Ausführungen gliedern sich in zwei Abschnitte. Zunächst werden einige experimentell ermittelte Erfahrungstatsachen zusammengestellt, die sich, wenn man so sagen darf, beinahe mit dem Zollstock feststellen lassen. Im zweiten Teil soll dann versucht werden, diese Erscheinungen, soweit dies heute möglich ist, zu deuten.

I.

Wird ein induktiver Stromkreis, dessen elektromotorische Kraft beispielsweise 60 000 V beträgt und in dem ein Wechselstrom von 100 A fliesst, in trockener Luft durch geradliniges Auseinanderziehen von Metallelektroden geöffnet, so können

Lichtbogenlängen bis zu 18 m erreicht werden (Fig. 1). Taucht man die Elektroden in eine Flüssigkeit (z. B. Mineralöl), so erlischt der Lichtbogen bei sonst gleichen äusseren Bedingungen bereits nach Erreichen einer Länge von etwa 1,8 m. Daraus folgt, dass durch das Hinzukommen der Flüssigkeit die Lichtbogenlänge um eine Grössenordnung verkleinert wird. Lässt man schliesslich den Lichtbogen in einer elastischen, mehrstufigen Expansionskammer (vergl. Fig. 3) brennen, so tritt sein Erlöschen schon bei Längen von 0,12 bis 0,18 m auf, d. h. der Lichtbogen erreicht in der Expansionskammer nur 1 % der Länge, bei der er in trockener Luft erlischt. Diese enormen Unterschiede, welche



sich über zwei Grössenordnungen erstrecken, sind so auffällig, dass eine einigermaßen plausible Erklärung für dieses Verhalten immerhin schon einen grossen Gewinn darstellen würde. Zunächst sollen jedoch einige weitere Untersuchungen angeführt werden, welche den Beweis für die in Fig. 1 aufgestellten Behauptungen erbringen.

In Fig. 2 sind in Abhängigkeit von der verketteten Betriebsspannung durch kleine Kreuze die Ausschaltwege der von den SSW gebauten Oelschalter aufgetragen. Man erkennt, dass z. B. ein 100-kV-Schalter, dessen wiederkehrende Spannung pro Phase rund 60 kV beträgt, in Uebereinstimmung mit Fig. 1 einen Ausschaltweg von 1,8 m besitzt. Die ausgezogene Kurve gibt die Lichtbogenlänge

in Abhängigkeit von der verketteten Betriebsspannung an, sofern der Lichtbogen in Wasserstoff gezogen wird. Vergleicht man die Lage der einzelnen Kreuze mit der ausgezogenen Kurve, so drängt sich

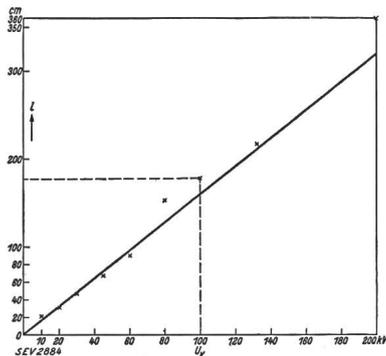


Fig. 2.
Ausschaltwege von SSW-Oelschaltern in Abhängigkeit der verketteten Betriebsspannung.

die Vermutung auf, dass beim Unterbrechungsvorgang im Oelschalter die maximale Lichtbogendauer irgendwie mit dem Vorhandensein von Wasserstoff verknüpft ist. Wir werden weiter unten sehen, dass diese Vermutung tatsächlich zutrifft.

In Fig. 3 ist links der Aufbau einer mehrstufigen, elastischen Kammer angedeutet. Ueber dem feststehenden Kontakt sind abwechselnd Lochscheiben und Ringe aufgestapelt, welche durch Federn zusammengepresst werden. Beim Herausziehen des Kontaktstiftes aus dem feststehenden Schaltstück entsteht ein Lichtbogen. Sowie der Druck in der Kammer die Federpressung übersteigt, öffnet sich die Kammer und die Gase und Dämpfe können radial nach aussen entweichen. Mit dem Öffnen der elastischen Kammer ist ein starkes Druckgefälle verbunden, das gemäss dem Expansionsprinzip die Lichtbogenlöschung herbeiführt. Die beiden Oszillogramme zeigen, dass die Lichtbogendauer bei einer wiederkehrenden Spannung von 54 kV/Phase 2 Halbwellen, bei 113 kV/Phase rund 3 Halbwellen

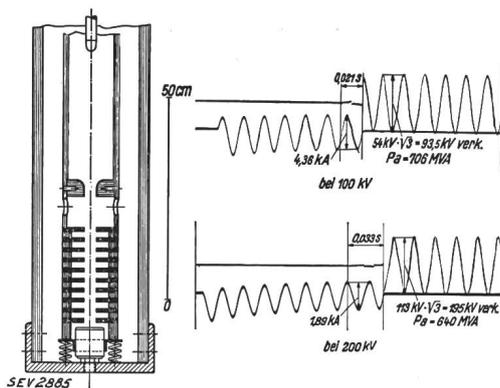


Fig. 3.
Expansionskammer und Abschaltoszillogramme eines 1000-kV-Expansionschalters.

betrug. Die Ausschaltgeschwindigkeit des Schalters beträgt 8 bis 9 m/s. Daraus folgt unmittelbar, dass der Lichtbogen nach Erreichen einer Länge von 0,16 bis 0,18 m erloschen ist, was ebenfalls in Ueber-

einstimmung steht mit den in Fig. 1 angegebenen Werten.

Es ist schon seit mehreren Jahren bekannt, dass die Lichtbogenlänge in Flüssigkeitsschaltern nicht nur von der Spannung, sondern in gewissem Umfange auch von der Stromstärke abhängig ist. Ueber die Art des Zusammenhangs zwischen Lichtbogendauer bzw. Länge und Stromstärke gibt Fig. 4 Aufschluss, und zwar gelten die ausgezogenen Kurven für Oelschalter, die punktierten Kurven für Expansionsschalter. Man erkennt, dass bei beiden Schaltertypen die Lichtbogendauer mit zunehmendem Strom zunächst zunimmt, im Gebiet verhältnismässig kleiner Stromstärken von 1 bis 2 kA ein Maximum erreicht, um von da ab je nach Art des Schalters schneller oder langsamer abzufallen. Bei einem Expansionsschalter mit starrer Kammer¹⁾, deren Durchtrittsöffnung für den Schaltstift verhältnismässig weit war, ist das Maximum (a) sehr scharf ausgeprägt. Macht man die Öffnung etwas enger, so verflacht sich, wie aus Fig. 4, Kurve b, hervorgeht, das Maximum. Die elastische Expansionskammer zeigt ein wesentlich stärkeres Abfal-

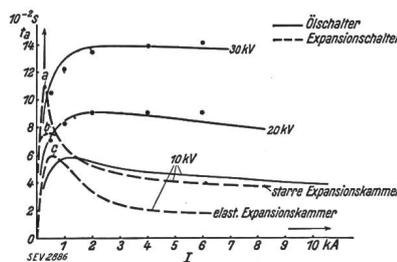


Fig. 4.
Lichtbogendauer in Abhängigkeit des Stromes bei Leistungsschaltern.

len der Lichtbogendauer mit dem Strom. Dies ist verständlich, denn mit zunehmendem Strom wird der Ansprechdruck der Kammer schneller erreicht, das Ansprechen der Kammer ist aber — unabhängig von der Stellung des Schaltstiftes — mit der sofortigen Löschung des Lichtbogens verknüpft. Die elastische Kammer vereinigt somit in glücklichster Weise tief liegendes Maximum (c), deshalb sichere Löschung bei kleinem Strom mit kleiner Lichtbogendauer und damit kleiner Beanspruchung des Schalters bei grossem Strom. Interessant sind noch die bei den Oelschaltern für 20 und 30 kV eingetragenen Messpunkte. Diese Punkte geben die Lichtbogendauer an, welche man erhält, wenn die betreffenden Oelschalter nicht mit Oel, sondern mit Wasserstoff im gasförmigen Zustand und bei normalem Druck gefüllt werden. Man erkennt wiederum, dass die Eigenschaften des Oeles und des Wasserstoffs hinsichtlich Lichtbogenlöschung im wesentlichen Uebereinstimmung zeigen.

Wir verlassen nun das Hochleistungsprüffeld, um einige mehr physikalische Versuche durchzuführen. Die dazu benutzte Apparatur ist in Fig. 5 dargestellt. Es bedeutet darin 1 einen Glaskolben von 7 cm Durchmesser, der links und rechts durch Messingkappen gasdicht abgeschlossen ist. Durch

¹⁾ Bull. SEV 1931, Nr. 11, S. 256, Fig. 3.

diese ist die feststehende Elektrode 2 und die bewegliche Elektrode 3 eingeführt. Der untere Stutzen ist mit einem Gummistopfen 4 abgeschlossen, durch den die Zuführungen zur Heizwicklung 5 gehen. Der Flüssigkeitsstand wird durch die Grösse a angegeben. Der obere Ansatz der Glaskugel 1 kann mit Hilfe eines Quetschhahnes verschlossen werden. Der Stromkreis selbst besteht aus einem Wechselstromgenerator G und der stark ausgezogenen Leitung, deren Induktivität und Kapazität durch die Grössen L und C gegeben sind. Mit Hilfe

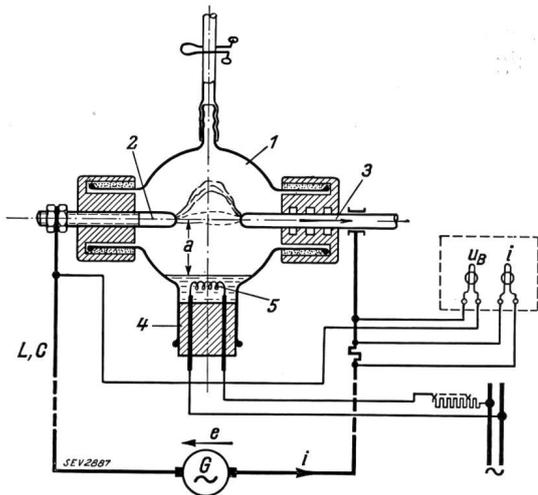


Fig. 5.
Versuchsanordnung für Lichtbogenmessung.

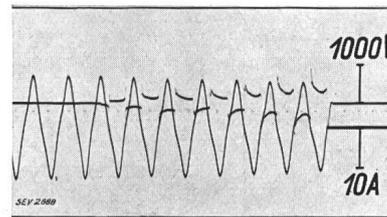
- 1 Glaskolben, 7 cm \varnothing .
- 2 Feststehende Elektrode.
- 3 Bewegliche Elektrode.
- 4 Gummistopfen.
- 5 Heizwicklung.

eines Schleifenoszillographen wird die Lichtbogen-Spannung u_B und der Strom i gemessen. Die Heizung kann durch einen Vorschaltwiderstand reguliert werden. Die Eigenschwingungszahl des Hauptstromkreises lag in der Grössenordnung von $10^4/s$.

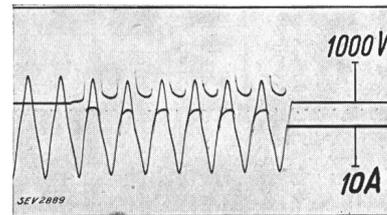
1. Versuche bei konstantem Druck im Glaskolben.

Die Beobachtung zeigt, dass bei offenem Gefäss, d. h. abgenommenem Quetschhahn, der Lichtbogen sich infolge der schwachen Gasströmung parabel-förmig nach oben deformiert, während er bei geschlossenem Gefäss in der Achse der Elektroden brennt. In Fig. 6 zeigt Oszillogramm *a* eine Abschaltung bei offenem Gefäss in Luft mit einer relativen Feuchtigkeit von etwa 70%. Der Lichtbogen brennt während 14 Halbwellen, seine Löschung erfolgt nicht innerhalb des Glaskolbens, sondern durch Ausschalten eines davorliegenden Oelschalters. Der Ausschaltweg im Glaskolben betrug 5,6 cm, die mittlere Ausschaltgeschwindigkeit 115 cm/s, der Strom hatte bei den meisten Versuchen (vergleiche Oszillogramme) einen Wert von 9 A, die wiederkehrende Spannung lag bei 2000 V. Versuch *b* wurde unter den gleichen Bedingungen durchgeführt, jedoch ist in den Glaskolben Wasser bis zum Flüssigkeitsstand $a = -3$ cm eingefüllt worden. Man erkennt, dass gegenüber *a* die Lichtbogenspannung bei kleinem Elektrodenabstand

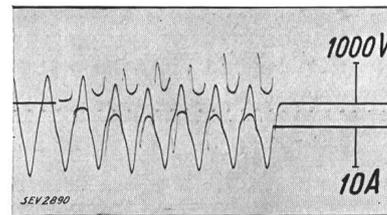
etwas grösser geworden ist. Bei Versuch *c* wurde das Wasser soweit angeheizt, dass sich eine ganz leichte Dampfentwicklung bemerkbar machte. Das



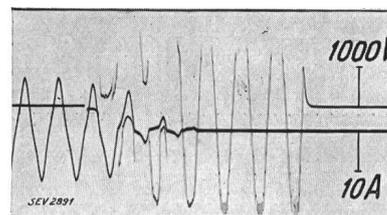
Versuch a.
Gefäss offen; Luft von 70% relativer Feuchtigkeit.



Versuch b.
Gefäss offen, bis $a = 3$ cm mit Wasser gefüllt.



Versuch c.
Wie b, Wasser jedoch erwärmt (leichte Dampfentwicklung).



Versuch d.
Wie b, Wasser zum Sieden gebracht.

Fig. 6.

Oszillogramme von Abschaltungen in Luft und Wasserdampf.

Oszillogramm *c* zeigt, dass die Lichtbogenspannung, insbesondere die Zündspannung, wesentlich grösser geworden ist. Auch bemerkt man deutlich eine Deformation der Stromwellen. Bei Versuch *d* wurde durch stärkere Heizung das Wasser zum kräftigen Sieden gebracht. Das Oszillogramm unterscheidet sich von den bisherigen vor allem dadurch, dass nun der Lichtbogen innerhalb des Glaskolbens zum Erlöschen gelangt, und zwar nach 7 Halbwellen. Es erscheint dann zwischen den Elektroden die EMK e als sogenannte «wiederkehrende Spannung». Die Stromwellen zeigen eine sehr starke Deformation, die Lichtbogenspannung erreicht annähernd den Maximalwert der EMK e . Führt man die Versuche unter den gleichen Bedingungen, jedoch bei geschlossenem Gefäss durch, so lassen sich keinerlei Unterschiede feststellen, obwohl der Druck natürlich bei Versuch *d* im Mittel höher ist.

Die eigenartige Deformation der Stromkurve lässt auf eine starke, durch das Hinzukommen des

Wasserdampfes bedingte Entionisierung schliessen. Einer Unterhaltung mit R. Holm verdanke ich die Anregung zu den nachstehenden Versuchen, bei denen der Glaskolben mit Wasserstoff gefüllt wurde. Ein Vergleich der Oszillogramme *e* und *f* (Fig. 7) mit *d* zeigt deutlich, dass das Erlöschen des Wechselstromlichtbogens weniger an das Vorhandensein von Wasserdampf gebunden ist, sondern vielmehr durch die Einwirkung von Wasserstoff erfolgt. Wir prüften dann noch den Einfluss von Joddampf auf das Erlöschen des Lichtbogens, da

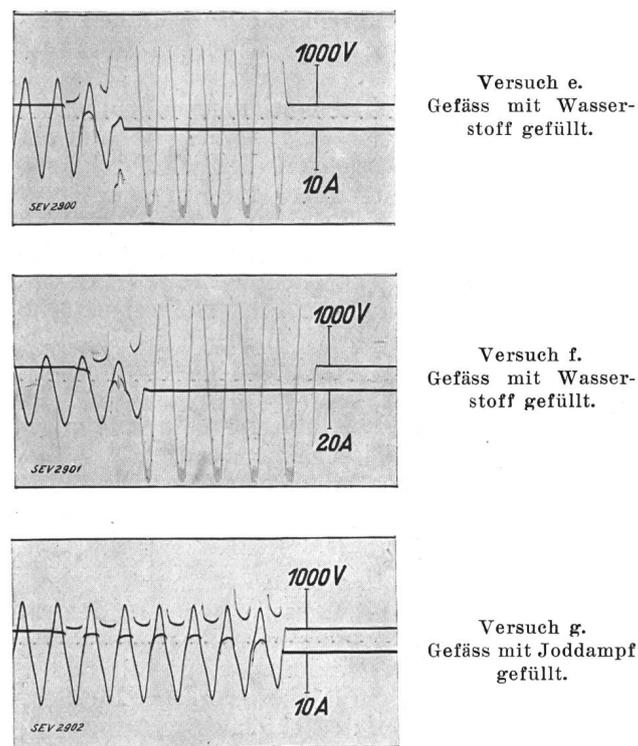


Fig. 7.

Oszillogramme von Abschaltungen in Wasserstoff und Joddampf.

die Halogene nach der bisherigen Anschauung eine ziemlich starke elektronenbindende Wirkung aufweisen sollten. Oszillogramm *g* zeigt jedoch, dass Joddampf sich hinsichtlich seiner lichtbogenlöschenden Wirkung in keiner Weise von trockener Luft (Oszillogramm *a*) unterscheidet.

Fig. 8 illustriert den Einfluss der Höhe des Wasserspiegels, und zwar war das Wasser bei den Versuchen *h* bis *k* auf Siedetemperatur erhitzt. Man erkennt, dass die Lichtbogenlöschung bei Versuch *h*, bei welchem der Wasserspiegel noch 11 mm unter den Elektroden sich befand, in Uebereinstimmung steht mit den Versuchen *d* bis *f*. Die Löschung ist an die Bildung von Wasserstoff aus dem Wasserdampf gebunden. Beim Wasserstand $a = 0$ — d. h. der Spiegel befand sich auf Höhe der Achse der Elektroden — sowie beim Wasserstand $a = +12$ mm erfolgt die Lichtbogenlöschung in weniger als einer Halbwelle, ohne die geringste Deformation des Stromes. Die Auswertung ergibt

bei Versuch *i* eine Lichtbogenlänge von 3 mm, bei Versuch *k* von 9 mm. Bei kaltem Wasser erlischt der Lichtbogen nicht, sofern $a < 0$; bei $a \geq 0$ sind die Lichtbogenlängen praktisch gleich wie bei Versuch *i* und *k*.

Diese Feststellung, deren Tragweite wir früher nicht in dem Ausmasse erkannt haben, sagt klar aus, dass der Abstand der Flüssigkeitsoberfläche von der Lichtbogenachse von ausserordentlicher Bedeutung für die Löschung ist. Aber auch aus einem anderen Grunde sind diese Versuche von

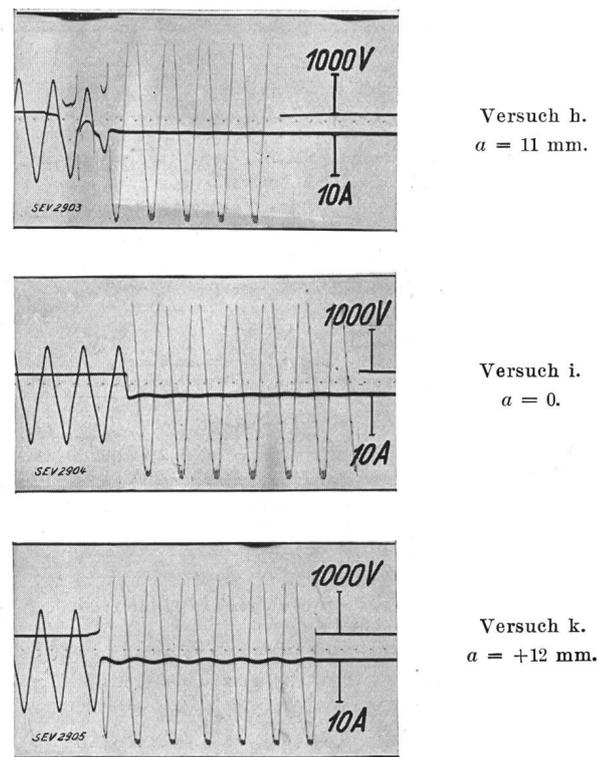


Fig. 8.

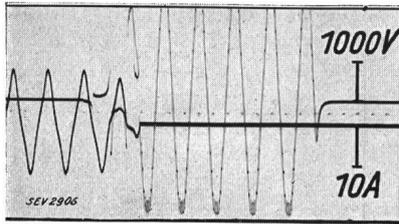
Oszillogramme von Abschaltungen bei verschiedenem Wasserstand (Wasser siedet).

prinzipieller Bedeutung: der Lichtbogen brennt dabei in einer kleinen, kugelförmigen Dampfblase, in welcher bestimmt *keinerlei gerichtete Strömungen* auftreten. Trotzdem erfolgt die Löschung bei überraschend kleiner Lichtbogenlänge.

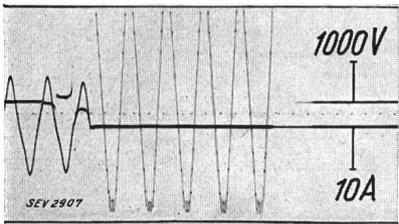
2. Versuche mit Druckentlastung.

Zur willkürlichen Herbeiführung einer Druckentlastung wurde die Elektrode 3 (Fig. 5) hohl ausgeführt; sie erhielt etwa 1 cm hinter der Abrennkuppe 3 Löcher in radialer Richtung, weitere Löcher befanden sich im eingeschalteten Zustand im Gebiete der Labyrinthdichtung. Sowie diese Löcher aus der Dichtung herauskamen, konnte sich der Druck im Innern des Glaskolbens durch die Hohlelektrode hindurch ausgleichen. Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 9 niedergelegt. Oszillogramm *l* zeigt zum Vergleich nochmals die Abschaltung ohne Druckentlastung, jedoch bei starker Dampfentwicklung; Versuch *m* wurde bei mässiger,

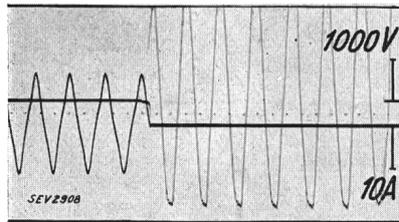
Versuch *n* bei starker Druckentlastung ausgeführt, indem der Ausgangsüberdruck einmal 1,5, das andere Mal etwa 3 kg/cm² betrug. Man erkennt in Oszillogramm *l* die typische Wasserstofflöschung



Versuch *l*.
Keine Druckentlastung, aber starke Dampfentwicklung.



Versuch *m*.
Mässige Druckentlastung (Ausgangsüberdruck: 1,5 kg/cm²).



Versuch *n*.
Starke Druckentlastung (Ausgangsüberdruck: 3 kg/cm²).

Fig. 9.
Oszillogramme von Abschaltungen (bei expandierendem Wasserdampf).

mit Degeneration der Stromkurve; Versuch *m* zeigt den Uebergang zur Expansionslöschung, der Strom ist nur noch wenig deformiert. Bei Versuch *n* erfolgt die Löschung nach einer Halbwelle ohne irgendwelche Deformationen der Stromkurve. Wir befinden uns bereits im Gebiete der Expansionslöschung.

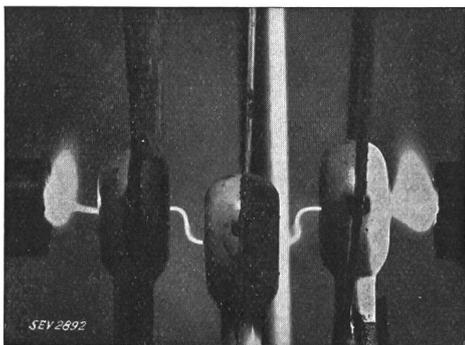


Fig. 10.
Forschungsversuch von Lotz. Einengung des Lichtbogens durch Blenden mit Wasserschleier.

Zum Schluss soll noch ein Versuch angeführt werden, der in unserem Forschungslaboratorium von *A. Lotz* durchgeführt wurde. Ein Wechsel-

stromlichtbogen wurde mittels Blenden, deren Innenbegrenzung dauernd von einem Wasserschleier überzogen war, eingengt. Dabei zeigte sich, dass der Lichtbogen nicht etwa erlosch, sondern durch Einspielen auf viel höhere Temperatur — es wurden bis zu 15 000° gemessen — reagierte. Eine Abquetschung eines Lichtbogens bietet ungeheure Schwierigkeiten, weil es kein Material gibt, das den dabei auftretenden enormen Temperaturen widerstehen kann. Interessant ist noch, dass sich der Lichtbogen trapezförmig verschieben lässt, sofern die mittlere Blende nach oben oder unten bewegt wird (Fig. 10).

Fasst man diese experimentell ermittelten Tatsachen zusammen, so ergibt sich etwa folgendes Bild:

Die Abreisslänge eines Wechselstromlichtbogens ist in hohem Masse vom umgebenden Medium abhängig. Wasserstoff verringert die Lichtbogenlänge auf etwa $\frac{1}{10}$, expandierender Dampf in einer mehrstufigen elastischen Expansionskammer auf $\frac{1}{100}$ desjenigen Wertes, der sich in trockener Luft einstellt. Von sehr grosser Bedeutung für den Löschvorgang ist der Abstand der Flüssigkeitsoberfläche von der Lichtbogenachse. Zwischen isolierender Flüssigkeit (Öel) und mässig leitender Flüssigkeit (Wasser) zeigen sich nur geringe Unterschiede. Ein Einschnüren des Lichtbogens führt im allgemeinen nicht zum Erlöschen, sondern nur zu höherer Brennspannung und damit zu höherer Temperatur.

II.

In diesem Abschnitt wollen wir nun versuchen, die experimentell ermittelten Tatsachen zu deuten. Einen elektrischen Lichtbogen stellt man sich im allgemeinen als eine sehr heisse Säule mit relativ hoher elektrischer Leitfähigkeit vor. Im Interesse einer möglichst klaren und eindeutigen Ausdrucksweise ist es zweckmässig, den eigentlichen Lichtbogen und seine Umgebung in Zonen aufzuteilen, die zwar nicht scharf voneinander getrennt sind, deren vorherrschende Zustandsbedingungen sich

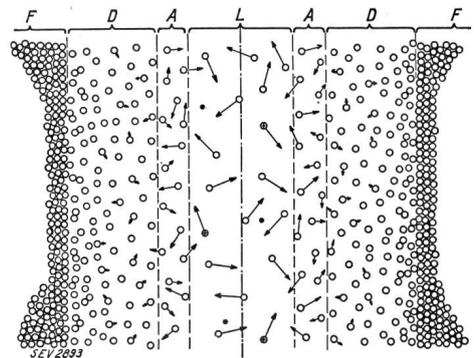


Fig. 11.
Schematische Darstellung des Lichtbogens in einer Flüssigkeit.
L Lichtbogen. *D* Dampfzone.
A Abkühlungszone. *F* Flüssigkeitszone.

jedoch grundsätzlich unterscheiden. Den Versuch einer derartigen Darstellung zeigt Fig. 11. Darin

bedeutet *L* die eigentliche Lichtbogenzone, in welcher die Stromübertragung erfolgt. In diesem Gebiet herrscht die höchste Temperatur. Die ungeordnete Bewegung von Gasatomen, Molekülen und Ionen erfolgt mit grosser Geschwindigkeit, die Gasdichte ist jedoch verhältnismässig gering. Das Gebiet *L* ist der Sitz der freien Elektronen, deren gaskinetische Geschwindigkeit noch um zwei oder mehr Grössenordnungen höher liegt als diejenige der Gasmoleküle. An den eigentlichen Lichtbogen schliesst sich nun die Abkühlungszone *A* an, in der sich Moleküle und Atome bereits langsamer bewegen. In diesem Gebiet ist die Anzahl der Ladungsträger pro Volumeneinheit bereits viel kleiner. Es folgt dann der Dampfraum *D*, dem sich schliesslich die Flüssigkeitszone *F* anschliesst. Betrachtet man lediglich die ungeladenen Teilchen, so ergibt sich folgendes Bild: In *L* herrscht der atomare Zustand des betreffenden Löschmittels vor, in *A* überwiegen bereits die Moleküle, in *D* befinden sich neben den Molekülen, deren kinetische Energie schon sehr gering geworden ist, auch Molekülgruppen, in *F* ist das Löschmedium im flüssigen Zustand vorhanden, wobei die Oberfläche auf die dem herrschenden Druck entsprechende Siedetemperatur erwärmt ist.

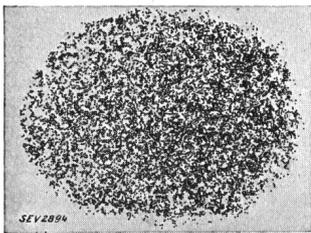


Fig. 12.
Dichte der Ladungsträger im Lichtbogen von ca. 100 A in grobschematischer Darstellung.
(Man hat sich vorzustellen, dass von den 10000 Punkten nur einige wenige Ladungsträger sind).

Infolge der guten Leitfähigkeit des elektrischen Lichtbogens ist man versucht zu glauben, dass in der Zone *L* die elektrischen Ladungsträger in überwiegender Anzahl vorhanden sind. Dass bei einem Lichtbogen von etwa 100 A Stromstärke dies nicht zutrifft, zeigt Fig. 12 in grob schematischer, aber recht anschaulicher Form. Man hat sich dabei vorzustellen, dass von den 10 000 Punkten in diesem Bild nur einige wenige als Ladungsträger anzusehen sind. Daraus geht hervor, dass bei Wechselstrom, insbesondere zur Zeit des Stromnulldurchgangs, d. h. bei kleinen Werten der Stromstärke, die ungeladenen Teilchen bei weitem überwiegen, so dass ein Elektron, bevor es sich mit einem Ion vereinigen kann, sicherlich eine sehr grosse Zahl von Stössen gegen Moleküle oder Atome ausführen muss.

Was man sich unter der Temperatur des Lichtbogens vorzustellen hat, sagt Fig. 11 klar aus. Es ist dies die Temperatur des Gases in der Zone *L*, welche gegeben ist durch die mittlere kinetische Energie der Gasmoleküle. Daneben hat man noch den Begriff der Elektronentemperatur eingeführt. Diese Temperatur ist bestimmt durch die mittlere kinetische Energie der Elektronen.

Die zur Zeit wohl sicherste Bestimmung der Lichtbogentemperatur, d. h. der Temperatur des Gases in der Zone *L*, wurde von *v. Engel* und *Steenbeck* ²⁾ ausgeführt. Die dazu benutzte Apparatur zeigt Fig. 13. Die Dichte des Gases in der Zone *L*

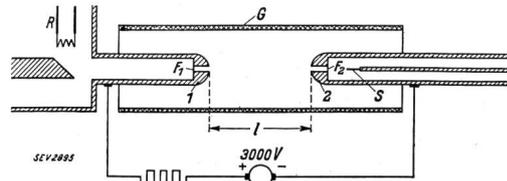


Fig. 13.
Versuchsapparatur zur Bestimmung der Lichtbogentemperatur.

- R* Röntgenrohr.
- F*₁, *F*₂ Aluminiumfolien (7 μ).
- S* Spitzenzähler.
- 1, 2 Bogenelektroden.
- G* Glasrohr.
- l* Lichtbogenlänge.

wurde durch Absorption von Röntgenstrahlen bestimmt. Man kommt so zu Temperaturen in der Lichtbogensäule in der Grössenordnung von 5000 bis 6000° K.

Ueber Durchmesser der Zone *L* und Breite der Abkühlungszone *A* geben die in Fig. 14 dargestellten Messresultate einen ungefähren Anhaltspunkt. Mit Hilfe einer Zeitlupe wurde der Durchmesser *d* der Zone *L* in Abhängigkeit vom Momentanwert des Wechselstromes bestimmt. Bei den Versuchen war der Lichtbogen durch einen Luftwirbel stabilisiert. Man erkennt, dass der Lichtbogendurchmesser zunächst mit steigender Stromstärke rasch zunimmt, bei 20 bis 30 A biegt die Kurve scharf ab, von da an nimmt der Lichtbogendurchmesser wieder ungefähr linear, jedoch viel langsamer zu. Bei einem Momentanwert des Wechselstromes von 1500 A wurde ein Lichtbogendurchmesser in der Nähe der Elektrode von etwa 5 mm gemessen. Es muss jedoch erwähnt werden, dass diese Messungen keinen Anspruch auf Genauigkeit machen, denn in grösserem Abstand von den Elektroden bewegt

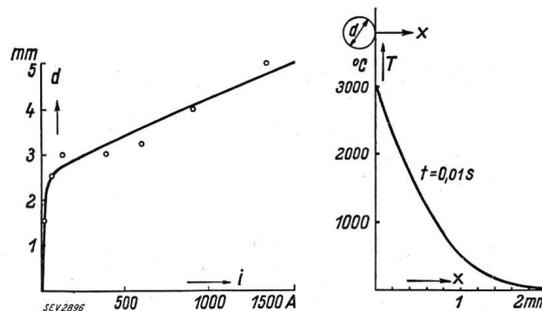


Fig. 14.
Durchmesser und Temperaturabfall im elektrischen Lichtbogen.

sich der Lichtbogen trotz Stabilisierungsmassnahmen noch mit ungeheurer Geschwindigkeit. Auch bei einer Belichtungszeit von nur $1/100\,000$ s konnten

²⁾ Wiss. Veröff. aus d. Siemens-Konzern, X. Bd., Heft 2, 1931, S. 155.

bei grösseren Stromstärken keine scharfen Bilder mehr erzielt werden.

Die Abkühlungszone A ist bei einem Wechselstromlichtbogen sicherlich nur sehr schmal, denn die Wärmeleitfähigkeit der Gase ist sehr klein und die Anheizdauer beträgt bei 50periodigem Wechselstrom nur $1/100$ s. Unmittelbar nach dem Stromnulldurchgang darf man in Annäherung annehmen, dass die während des Brennens des Lichtbogens herrschende Temperaturverteilung wieder ziemlich ausgeglichen ist. Aber selbst wenn diese Annahme nicht zulässig wäre, so muss berücksichtigt werden, dass die Brenndauer eines Schalterlichtbogens selten länger als einige Halbwellen ist. Das Ergebnis einer überschlägigen Rechnung, wobei angenommen wurde, dass der Lichtbogen nur während einer Halbwelle gebrannt hat, ist in Fig. 14 rechts aufgetragen. Man erkennt, dass die Umgebungstemperatur, d. h. in unserem Falle die Dampf Temperatur, schon in einem Abstand von etwa 2 mm von der Zone L (Fig. 11) erreicht ist. Diese Berechnung deckt sich mit den Ueberlegungen von Grotrian³⁾ und Mache⁴⁾.

Die wesentlichste Aufgabe bei der Erforschung der Lösbedingungen eines Wechselstromlichtbogens besteht darin, die zeitliche Änderung der Temperatur in der Zone L zu bestimmen. Da unsere umfangreichen experimentellen Untersuchungen in dieser Richtung noch nicht zum Abschluss gekommen sind, soll im nachstehenden nur kurz angedeutet werden, wie dieser Temperaturverlauf vermutlich aussehen wird. Bei dieser überschlägigen Betrachtung nehmen wir zunächst an, dass man den Lichtbogen als kreisförmigen Stromleiter mit dem konstanten Durchmesser d ansehen darf. Wir betrachten ein Element dieses Lichtbogens von 1 cm Länge. Bedeutet j die Stromdichte in A/cm², ρ den spezifischen Widerstand in $\Omega \cdot \text{cm}$, F den Querschnitt des Lichtbogens in cm², c die mittlere spezifische Wärme des Gases, in dem der Lichtbogen brennt, in $\text{Ws/cm}^3 \cdot ^\circ \text{C}$, μ eine noch nicht näher definierte Wärmeübergangszahl, T die Temperatur, so erhält man durch Anwendung des Energiesatzes nachstehende Beziehung:

$$j^2 \rho F dt = c F \frac{dT}{dt} dt + \pi d f[\mu, (T^k - T_0^k)] \quad (1)$$

Unsere bisherigen Untersuchungen über Kühlung der Zone L haben ergeben, dass man die Funktion f durch eine endliche Reihe darstellen kann. Es wird somit

$$f[\mu, (T^k - T_0^k)] = \sum \mu_k \cdot (T^k - T_0^k)^5 \quad (2)$$

Für Lichtbögen in Luft erhält man gute Übereinstimmung mit den Versuchen bei einem Wert von $k = 2$. Bei dieser Annahme ist die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit durch Dissoziation von Sauerstoff und die geringe Dissoziation von Stickstoff berücksichtigt.

³⁾ Ann. d. Phys., Bd. 47, 1915, Nr. 10, S. 141 bis 196.

⁴⁾ Handbuch der Physik, v. Geiger u. Scheel, Bd. XI, Anwendung der Thermodynamik, 1926, Springer, S. 343/44.

⁵⁾ Vergl. auch J. Langmuir, GER, Bd. XXIX, 1926, S. 153.

Führt man die Lichtbogenleistung P pro cm Länge ein und drückt man den Lichtbogenquerschnitt durch den Durchmesser der Zone L aus, so erhält man:

$$c \frac{dT}{dt} = \frac{4}{\pi d^2} P(t) - \frac{4}{d} \sum \mu_k (T^k - T_0^k) \quad (3)$$

In dem speziellen Fall des Luftlichtbogens ergibt sich:

$$c \frac{dT}{dt} = \frac{4}{\pi d^2} P(t) - \frac{4}{d} \mu (T^2 - T_0^2) \quad (4)$$

Diese Gleichung gestattet nun, einige interessante Schlussfolgerungen zu ziehen. Die spezifische Wärme c von Gasen, z. B. von Luft, ist, wie die nachfolgenden Zahlen zeigen, im Verhältnis zu Metall ausserordentlich klein:

$$\begin{aligned} c \text{ von Luft} &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ws/cm}^3 \cdot ^\circ \text{C} \\ c \text{ von Wolfram} &= 2,7 \text{ Ws/cm}^3 \cdot ^\circ \text{C} \end{aligned}$$

Es ist somit in erster Annäherung gestattet, die linke Seite der Differentialgleichung (3) gleich Null zu setzen. Damit erhält man dann für den Temperaturverlauf folgende Beziehung:

$$\sum \mu_k (T^k - T_0^k) = \frac{P(t)}{\pi d} \approx \frac{P_{\max} \sin 2\omega t}{\pi d} \quad (5)$$

Aus (5) folgt, dass die Temperatur bei gleichbleibender Lichtbogenleistung um so kleiner wird, je grösser der Durchmesser des Lichtbogens ist. Dies steht in Übereinstimmung mit der Erfahrung, denn bekanntlich kann man durch Erhöhung des Druckes den Lichtbogendurchmesser verringern, wobei sich die Temperatur erhöht. Das gleiche bestätigt auch der in Fig. 10 gezeigte Versuch von A. Lotz. Die Einschnürung des Lichtbogens bewirkt auch hier eine Durchmesserverringern und damit eine Temperaturerhöhung. Es wird nun verständlich, dass eine Druckerhöhung das Erlöschen eines Wechselstromlichtbogens nicht begünstigen kann. Wir berechnen nun aus (5) durch Differentiation das Temperaturgefälle

$$\begin{aligned} \sum \mu_k k T^{k-1} \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{\pi d} \frac{dP(t)}{dt} \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{\pi d \sum \mu_k \cdot k T^{k-1}} \cdot \frac{dP(t)}{dt} \quad (6) \end{aligned}$$

Zur Zeit des Stromnulldurchganges erhält man

$$\left(\frac{dT}{dt} \right)_{i=0} = \frac{1}{\pi d \sum \mu_k \cdot k T_0^{k-1}} \left(\frac{dP}{dt} \right)_{i=0} = K \cdot \left(\frac{dP}{dt} \right)_{i=0} \quad (7)$$

$$\text{Für } k = 2 \text{ wird: } \left(\frac{dT}{dt} \right)_{i=0} \approx \frac{\omega P_{\max}}{\pi d \mu T_0} = K_1 \omega P_{\max} \quad (8)$$

Aus (8) geht hervor, dass sich das Temperaturgefälle darstellen lässt als Produkt aus der Kreisfrequenz ω und dem Maximalwert P_{\max} der Lichtbogenleistung multipliziert mit einem Faktor, welcher charakteristisch ist für die Art des Wärmeverlustes.

Führt man die Rechnung strenger durch, indem die spezifische Wärme nicht mehr vernachlässigt wird, wobei es allerdings notwendig wird, sich auf kleine Amplituden der Temperaturschwankung zu beschränken, so kommt man zu analogen Gesetzen⁶⁾. Insbesondere lässt sich auch in diesem Fall das Temperaturgefälle zur Zeit des Stromnulldurchgangs als Produkt aus ω und P_{max} darstellen.

Interessant ist noch folgende Beziehung, welche die Phasenverschiebung zwischen Lichtbogenleistung und Temperatur angibt:

$$\text{tg } \varphi \approx K_2 \omega c \rho d \quad (9)$$

Man erkennt daraus, dass ein grosser Wert der spezifischen Wärme c auch eine grosse Phasenverschiebung bedingt, während bei verschwindendem c Lichtbogenleistung und Temperatur in Phase sind.

Als wesentlichstes Ergebnis unserer überschlägigen Rechnung halten wir nur das eine fest:

Das Temperaturgefälle eines frei in einer Gasdampf-Atmosphäre brennenden Wechselstromlichtbogens ist zur Zeit des Stromnulldurchganges im wesentlichen bedingt durch das Produkt aus Frequenz und Maximalwert der Leistungsschwingung.

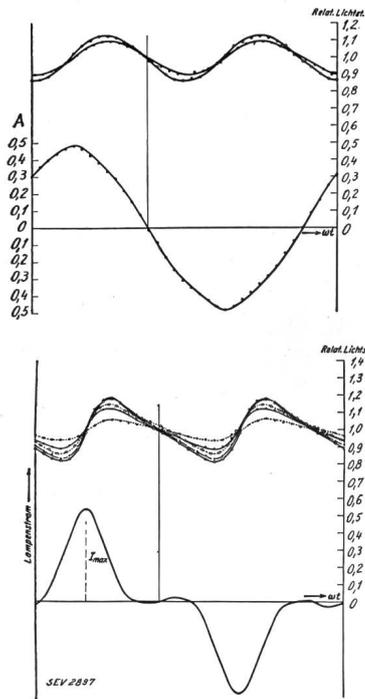


Fig. 15.
Temperaturverlauf eines Wolframfadens in gasgefüllter Glühlampe.

Daraus geht hervor, dass diese Annahme, welche bereits in einer früheren Arbeit⁷⁾ gemacht wurde, nicht willkürlich war, sondern durch den Mechanismus der Abkühlung des Lichtbogens selbst begründet ist, wobei es jedoch nicht notwendig ist, spezielle Kenntnisse über die besondere Art des Wärmeverlustes zu besitzen. Selbstverständlich wird infolge der vielen Vernachlässigungen dieses Resultat nur in erster Annäherung zutreffen. Dass man jedoch auf dieser Grundlage die experimen-

tellen Ergebnisse, welche zur Zeit mit wesentlich verbesserten Apparaturen aufgenommen werden, gut darstellen kann, wird demnächst gezeigt werden.

In Fig. 15 ist der Temperaturverlauf eines Wolframfadens in einer gasgefüllten Glühlampe aufgetragen. Aus Gleichung (8) folgt, dass in diesem Falle die Phasenverschiebung zwischen Temperaturschwankung und Leistungsschwankung gross sein muss. Dies wird bestätigt durch Fig. 15, denn man erkennt, dass zwischen Temperatur und Leistung eine Phasenverschiebung von annähernd 90° besteht. Die untere Figur veranschaulicht die Verhältnisse bei verschiedenartigsten Lampen, wobei dieselben mit verzerrtem Strom gespeist wurden. Auch in diesem Fall erkennt man, dass die Phasenverschiebung φ praktisch gleich 90° ist.

Beim Lichtbogen liegen in Uebereinstimmung mit unserer Näherungsrechnung die Verhältnisse wesentlich anders. Aus Fig. 16, in der Strom, Lichtbogenspannung und Strahlungsintensität, welche mit Hilfe einer Photozelle aufgenommen wurde, wiedergegeben sind, geht hervor, dass Stromnulldurchgang und niedrigster Wert der Strahlungsintensität fast zusammenfallen. Die Phasenverschiebung ist nur noch sehr gering, als Mittelwert aus einer Anzahl von Messungen ergeben sich 12°. Wenn auch diese Messung keine unmittelbaren Schlüsse auf die Temperatur des Gases in der Zone L (Fig. 11) zulässt, so zeigt sich doch, dass unsere Voraussetzung über die spezifische Wärme im wesentlichen zutrifft.

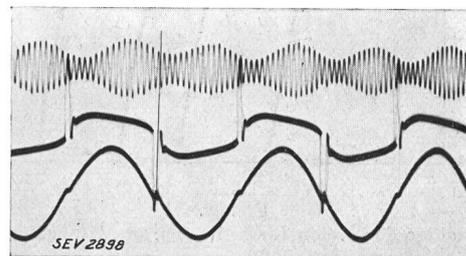


Fig. 16.
Oszillogramm von Strom, Lichtbogenspannung und Strahlungsintensität.

Es bleibt uns nun nur noch übrig, zu untersuchen, welche Faktoren massgeblichen Einfluss auf das Erlöschen eines Wechselstromlichtbogens ausüben. Bei Betrachtung der Fig. 11 kommt man zu folgendem Ergebnis: Es ist sicherlich notwendig, die Temperatur des Gases in der Zone L abzusenkten, denn daraus resultieren die nachstehenden Vorteile. Die Zusammenstösse der Atome und Moleküle werden schwächer und die dadurch bedingte Ionisation kleiner. Die Dichte des Gases wächst und damit erhöht sich seine elektrische Durchschlagsfestigkeit.

Andererseits ist es aber unbedingt notwendig, die Leitfähigkeit der Gasstrecke herabzusetzen, und dies ist nur möglich, wenn man die Elektronendichte verringert. Letzteres könnte nun durch direkte Wiedervereinigung von Ion und Elektron

⁶⁾ Corbino, Phys. Z., Bd. 11, S. 413; J. Kurth, A. f. E., Bd. 23, S. 124.

⁷⁾ Kesselring, ETZ 1930, S. 499.

in der Zone L geschehen. Dies wird jedoch nach den heutigen Kenntnissen über die Gasentladungen als recht unwahrscheinlich angesehen. Vielleicht spielt die Wiedervereinigung am Rande der Zone L wenigstens im ersten Moment, solange die Dichte der Ionen noch relativ gross ist, eine gewisse Rolle⁸⁾. Ein grosser Teil der Elektronen geht durch Diffusion aus der Zone L verloren. Mit dem Abwandern dieser Elektronen aus der heissen Gaszone kommen sie in die unmittelbar anliegenden kühleren Gebiete mit grösserer Gasdichte. Hier spielt nun sicherlich die gegenseitige Anziehung zwischen Molekül und Elektron eine grosse Rolle, denn insbesondere in dem Dampfgebiet ist die Zahl der Moleküle pro Volumeneinheit N sehr gross und damit, wie aus nachstehender Formel hervorgeht, die Abnahme der freien Elektronen infolge des Klebeffektes sehr stark:

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma N n^-$$

Kommt nun ein Elektron zum Kleben, so ist es für die erneute Ionisierung, welche die wiederkehrende Spannung herbeiführt, unwirksam geworden, da die Masse des so gebildeten Ions zu gross ist. Auf Grund von Messungen amerikanischer Forscher,

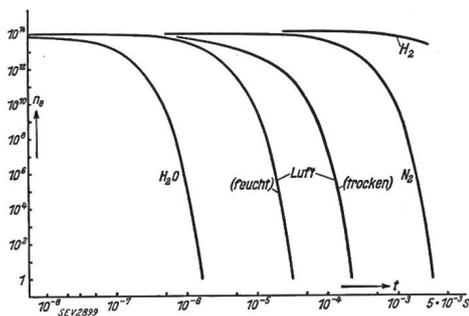


Fig. 17.
Abnahme der freien Ionen infolge des Klebeffektes.

welche durch Untersuchungen in unserem Laboratorium ergänzt wurden, erhielt man für die Abnahme der freien Elektronen infolge des Klebeffektes die in Fig. 17 dargestellten Verhältnisse. Da die Klebekoeffizienten bei mässigen Temperaturen bestimmt wurden, könnte man einwenden, dass ein Kleben in der Zone L überhaupt undenkbar sei. Es ist aber zu berücksichtigen, dass die Zone L kurz vor dem Stromnulldurchgang nur noch einen Durchmesser von 1 mm oder weniger aufweist. Infolge der abnehmenden Lichtbogenleistung fällt auch der Druck in der Zone L und die Dampf Atmosphäre dringt daher von allen Seiten gegen die Zone L vor. Nach unseren neuesten Messungen ist

⁸⁾ Der Verlust elektrischer Ladungsträger lässt sich bekanntlich durch nachstehendes Gesetz darstellen:

$$-\frac{dn}{dt} = \beta n^+ \cdot n^-$$

Die Abnahme ist daher nur für grosse Werte von n^+ von Bedeutung.

es als vollkommen gesichert anzusehen, dass zur Zeit des Stromnulldurchgangs die Dampf Atmosphäre praktisch bis zur Lichtbogenachse sich ausbreitet. Dies ist auch ohne weiteres verständlich, denn selbst bei sehr hohem Spannungsanstieg wären nur Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Dampfzone von etwa 50 m/s erforderlich.

Bei Betrachtung der Fig. 17 fällt besonders das gänzlich verschiedene Verhalten von Wasserstoff und Wasserdampf auf. Bei Wasserdampf kommen in etwa 10^{-6} s fast alle Elektronen zum Kleben, während in Wasserstoff der Klebeffekt äusserst gering ist. Dies steht insofern mit unserer experimentell gewonnenen Erfahrung in Uebereinstimmung, denn wir haben ja festgestellt, dass die Löschwirkung in Wasserstoff und Wasserdampf grundsätzlich verschiedenen Charakter hat. Die Lichtbogenlänge strebt bei Wasserstoff mit zunehmendem Strom einem Grenzwert zu, während sie in Wasserdampf mit zunehmender Stromstärke dauernd abnimmt.

Zusammenfassend ergibt sich somit folgende Deutung der durch das Experiment gegebenen Tatsachen.

Beim *Luftlichtbogen* ist die Kühlung infolge der geringen Wärmeleitfähigkeit der Luft klein, ebenso spielt der Klebeffekt infolge des Vorherrschens von Stickstoff nur eine untergeordnete Rolle. Es ist somit verständlich, dass grosse Lichtbogenlängen auftreten.

Wird der *Lichtbogen unter Oel oder Wasser* gezogen, so entsteht, insbesondere bei höheren Spannungen, eine grosse Gasblase. Die Flüssigkeitsoberfläche ist verhältnismässig weit von der Zone L entfernt. Es wird nun aus dem Flüssigkeitsdampf durch Dissoziation Wasserstoff gebildet, wodurch infolge der hohen Wärmeleitfähigkeit eine starke Kühlung entsteht. Diese Kühlung muss vor allem bei kleineren Stromstärken, d. h. bei relativ kleiner Lichtbogenleistung pro cm Länge eine ausschlaggebende Rolle spielen. Da der Abstand zur Flüssigkeitsoberfläche gross ist und da bei höherer Spannung der Lichtbogen an sich ziemlich lange brennt, folgt daraus, dass die Abkühlungszone A (Fig. 11) breiter wird. Die Druckschwankungen sind bei gegebener Lichtbogenleistung in einer grossen Gasblase viel kleiner. Es ist somit verständlich, dass in diesem Fall die Dampf Atmosphäre nicht bis zur Lichtbogenachse vordringen kann.

Bei kleiner Dampfblase ist hingegen die Flüssigkeitsoberfläche nahe an der Zone L . Bei abfallendem Strom dringt infolge des Druckgefälles der Dampf bis zur unmittelbaren Nähe der Lichtbogenachse vor; die Dichte-Unterschiede werden sehr gross, wodurch die Diffusion der Elektronen aus der Zone L beschleunigt wird. Im Dampf liegen günstige Vorbedingungen für das Auftreten des Klebeffektes vor. Unter Umständen spielt auch die Anwesenheit von Flüssigkeitskügelchen eine grosse Rolle, da durch sie die Oberfläche, an der eine Wiedervereinigung möglich ist, ungeheuer vergrössert wird.

V. Referat

gehalten von Dr. A. Roth, technischer Direktor der

Ateliers de Constructions Electriques de Delle, Lyon (ACED).

Nach kurzer Erörterung des Beanspruchungsgrades der Schalter je nach dem Aufstellungsort im Netz werden die Grundlagen der Entwicklung eines Druckluftschalters dargestellt; der Schalter, seine Wirkungsweise und Eigenschaften werden beschrieben, wobei auch die Frage der Schalldämpfung gestreift wird.

Après un bref exposé sur la sollicitation des interrupteurs suivant leur emplacement dans un réseau, l'auteur décrit le développement d'un interrupteur à air comprimé, son fonctionnement et ses propriétés, en touchant rapidement à la question de l'amortissement des bruits qu'il engendre en fonctionnant.

Alle bisherigen Untersuchungen ergaben, dass im Betriebe die meisten Kurzschlussabschaltungen den Schalter weniger beanspruchen als eine Abschaltung mit gleichem Strom und Spannung (Definition des SEV) in der Prüfanlage. Es zeigt sich aber doch, dass im Betriebe Fälle vorkommen, in denen die Beanspruchung ebenso schwer ist, nämlich dann, wenn der unterbrechende Schalter direkt an den Sammelschienen liegt, ohne dass gleichzeitig andere Leitungen an diesen Schienen angeschlossen sind. Es scheint deshalb richtig, für die Beurteilung des Abschaltvermögens eines Schalters immer den Versuch in der Prüfanlage zugrunde zu legen.

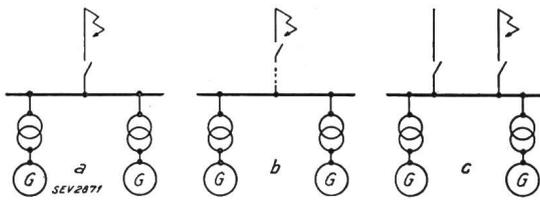


Fig. 1.

Die hinsichtlich Schalterbeanspruchung grundsätzlichen Arten der Schalteraufstellung.

Fig. 1 zeigt die hinsichtlich Schalterbeanspruchung grundsätzlichen Arten der Schalteraufstellung:

- ungünstiger Fall: Schalter an der Sammelschiene, keine anderen Leitungen parallel;
- und c) günstige Fälle: entweder nur eine Leitung, aber Schalter am Ende dieser Leitung, oder Schalter an der Sammelschiene und andere Leitungen parallel.

In den beiden letzten Fällen ist eine zusätzliche Kapazität zu dem unterbrechenden Schalter parallel geschaltet, welche die Eigenfrequenz des Unterbrechungskreises heruntersetzt und damit den Spannungsanstieg $\frac{du}{dt}$ verlangsamt, die Löschung also erleichtert.

Die oben vorgebrachte Ansicht über die Beurteilung der Versuche im Hinblick auf die oft abweichenden Spannungsanstiege im Netz ist wohl kaum allgemein anerkannt. Eine eingehende Diskussion derselben, z. B. an der nächsten Versammlung der «Conférence Internationale des Grands Réseaux» (1933) bzw. im schweizerischen Komitee derselben, entsprechend dem Vorschlag des Autors, wäre sehr wünschbar.

Die von den verschiedenen Firmen heute mitgeteilten Werte für die Eigenschwingungen der Prüfstationen weisen erfreuliche Uebereinstimmung auf. Messungen mit dem Kathodenszillographen ergaben im Laborium der ACED

$$\text{für } 9 \text{ kV } f = 23\,000 \text{ Per./s; } \frac{du}{dt} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ V/s,}$$

$$\text{für } 110 \text{ kV } f = 5\,000 \text{ Per./s; } \frac{du}{dt} = 5,5 \cdot 10^9 \text{ V/s.}$$

Zum Vergleich seien die Werte aus der Praxis für typische 15- und 132-kV-Anlagen angeführt:

Kraftwerk mit einigen km Leitung, 15 kV:

$$3200 \text{ Per./s; } 0,5 \cdot 10^9 \text{ V/s;}$$

Kraftwerk, 132 kV (nach amerikanischen Versuchen)¹⁾:

ohne Leitung:

$$f = 3500 \text{ Per./s; } \frac{du}{dt} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ V/s,}$$

mit 35 km Leitung:

$$f = 880 \text{ Per./s; } \frac{du}{dt} = 0,6 \cdot 10^9 \text{ V/s,}$$

mit 350 km Leitung:

$$f = 400 \text{ Per./s; } \frac{du}{dt} = 0,27 \cdot 10^9 \text{ V/s.}$$

Was die physikalischen Vorgänge beim Abschalten anbelangt, so soll hier auf ein auffallendes Ergebnis der Forschungen an Oel-, Wasser- und Luftschaltern hingewiesen werden, welches von allgemeinem Interesse sein dürfte. Es zeigte sich nämlich, dass sich nie Polaritätserscheinungen des Lichtbogens nachweisen liessen. Besonders auffallend ist dies für Wasser- und Luftschalter, wo jede der beiden Elektroden verschiedene Formen besitzt und durch das Löschmittel verschieden beaufschlagt wird.

Die Tatsache, dass seit einigen Jahren den verschiedenen Firmen Hochleistungsprüffelder zur Verfügung stehen, hat eine wahre Revolution im Schalterbau hervorgebracht. Die Schalterkonstrukteure haben heute das Glück, in einer Periode zu leben, wo sich die Technik ihres Spezialgebietes vollständig umgestaltet, vergleichbar etwa der Periode des Maschinenbaues, wo Generatoren und Motoren zu den heute verwendeten Grundlagen und Formen übergangen. Es darf dabei festgestellt werden, dass der Schalterbau in Europa die nach dem Kriege an Amerika verloren gegangene Führung

¹⁾ Spurck and Strang, JAIEE, Bd. 50, 1931, S. 746.

darauf eingegangen werden. Ein interessantes Forschungsergebnis mag indessen gestreift werden, nämlich die Existenz des Lichtbogens ohne glühende Kathode. Fig. 4 zeigt in der Tat einen Lichtbogen, wo einmal die Kathode und einmal die Anode aus Wasser besteht.

Schalter mit Löschung durch Druckluft

zeigen bei eingehender Betrachtung eine Reihe von Eigenschaften, welche die Verwendung dieses Prinzips in Schaltern als ganz besonders aussichtsreich erscheinen lassen. Dazu gehört auch, dass der Lichtbogen im Luftstrom mit einfachen Mitteln leicht beeinflusst werden kann. Die Forschungen führen in dieser Beziehung zu immer neuen Ueberraschungen. Dazu zeigt die neueste Entwicklung der Apparate, von denen Bilder leider noch nicht vorliegen, eine Präzision in Form und Zeitablauf des Lichtbogens, welche wohl nur mit derjenigen des Bogens im Gleichrichter vergleichbar ist.

Das für die Entwicklung der Schalter gesteckte Ziel war folgendes: Es soll ein Schalter geschaffen werden, welcher weder Brand- noch Explosionsgefahr aufweist; der Schalter soll mit möglichst wenig Geräusch arbeiten, kleine Abmessungen besitzen und mit einem Minimum von Luftverbrauch auskommen. Er soll eine grosse Zahl von Kurzschlüssen ohne jede Revision aushalten.

Die Entwicklung ist auf einer Reihe von Grundideen aufgebaut, welche im folgenden dargelegt werden sollen.

1. *Grundidee.* Die vom Lichtbogen entwickelte Energie (Schalterarbeit)²⁾ erschwert im allgemeinen den Abschaltvorgang, da sie mit ihren verschiedenen Auswirkungen (Ionisierung der Luft, Steigerung der Temperatur, Steigerung des Druckes, Dissoziation von Gas) im Sinne der Aufrechterhaltung des Lichtbogens wirkt.

Es muss also vor allem versucht werden, diese Energie klein zu halten, was zur Folge hat, dass der Energieaufwand, welcher für die Unterbrechung des Bogens notwendig ist, ebenfalls klein wird.

Diese Erkenntnis der Wichtigkeit der Energieabgabe im Lichtbogen ist ausserordentlich fruchtbar gewesen, nicht nur bei der Entwicklung der Luftschalter, sondern auch gewisser Oel- und Wasserschalter.

2. *Grundidee.* Im Augenblick des Nulldurchganges muss die Festigkeit des Dielektrikums eines Schalters rascher ansteigen als die dasselbe beanspruchende Spannung. Der Anstieg ist von L und C des Unterbrechnungskreises abhängig³⁾.

3. *Grundidee.* Basierend auf der eben erwähnten Erkenntnis wird ein Hilfsmittel angewendet, um den Anstieg dieser Spannung zu verlangsamen und zu steuern: die Unterbrechung in zwei Stufen. Auf der ersten Stufe wird dabei ein Widerstand in den Kreis eingeschaltet, auf der zweiten wird der

Strom, welcher durch diesen Widerstand begrenzt ist, abgeschaltet, und zwar unter günstigem $\cos \varphi$, da der Widerstand so gewählt ist, dass für grosse Leistungen sein Wert denjenigen der Reaktanz übertrifft.

Dieses Hilfsmittel ist seit langem bei Oelschaltern bekannt. Es bietet aber beim Luftschalter ganz neue Vorteile, da die Einschaltung durch den Luftstrom, also ohne jedes mechanische Hilfsmittel, erreicht werden kann.

Sehr wesentlich für die Unterbrechung grösserer Ströme ist die Druckentlastung des Unterbrechungsraumes während derjenigen Zeit, in der die Stromstärke im Lichtbogen gross ist. Für die Unterbrechung selbst kommt allerdings nur die Zeit unmittelbar vor und nach dem Nulldurchgang des Stromes in Frage. Während der vorhergehenden Zeit hat aber der Bogen, entsprechend seiner grossen Stromstärke, einen Teil der Luft ionisiert und erhitzt. Es muss verhindert werden, dass diese Erhitzung eine Drucksteigerung hervorbringt, denn diese würde ihrerseits den Spannungsabfall im Bogen, d. h. die Energieabgabe erhöhen, was wiederum Drucksteigerung zur Folge hätte usw. Die

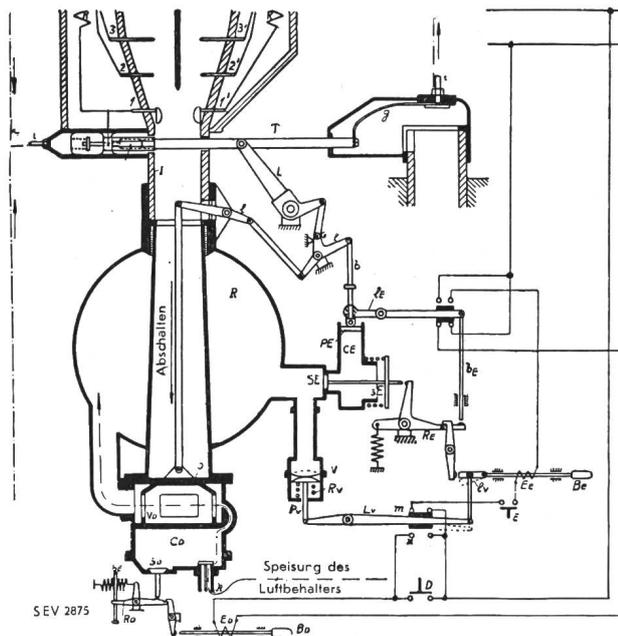


Fig. 5.

Schematische Darstellung des mechanischen Teils eines Druckluftschalters.

- C Fester Kontakt.
- T Beweglicher Kontakt.
- R Luftbehälter.
- CE Einschaltkolben.
- CD Ausschaltkolben.
- BE Einschaltdruckknopf.
- BO Ausschaltdruckknopf.
- PV Verriegelung.
- E Einschaltmagnet.
- ED Auslösemagnet.

Löschung im Nullmoment würde so verunmöglicht. Die Druckentlastung verringert also die Energieabgabe und ermöglicht, dass der Bogen im Augenblick des Nulldurchganges, d. h. bei Beginn des Löschvorganges, von reiner Luft unter Atmosphä-

²⁾ Bauer, Bull. SEV 1915, S. 157.

³⁾ Roth, Hochspannungstechnik, S. 385; Kesselring, ETZ 1929, S. 1010; Kopeliowitsch, Bull. SEV 1928, S. 552; Biermanns, ETZ 1929, S. 1077.

rendruck umgeben ist. Diese Ideen sind zum grossen Teil von Clerc entwickelt worden⁴⁾.

Fig. 5 zeigt den pneumatischen Teil des Schalters. Ein- und Ausschaltbewegung werden durch Druckluft bewirkt, derart, dass Zwangsläufigkeit für Kontaktbewegung und Lichtbogenlöschung gesichert ist. Der Schalter besitzt die üblichen Signalkontakte und Auslösespulen für Ein- und Abschaltung. Das Reservoir *R* enthält die für eine Abschaltung nötige Druckluft. Die Druckluft wird für Einzelschalter durch eine normale automatische Pumpe mit Reservoir für sechs Ein- und Abschaltungen geliefert.

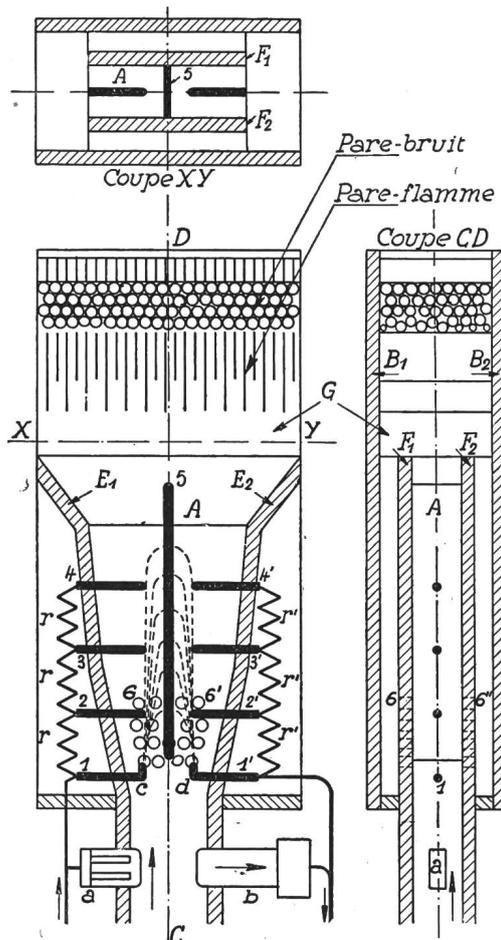


Fig. 6.

Schematische Darstellung des elektrischen Teils eines Druckluftschalters.

- a, b Hauptkontakte.
- c, d Funkenkontakte.
- r, r' Widerstände.
- C Luftstrom.
- A Leitende Trennwand.
- E₁, E₂, F₁, F₂, B₁, B₂ Isolierkamin mit Ausdehnungskammer.
- D Gaskühler und Schalldämpfer.
- 6 Löcher für Druckentlastung und Gasabfuhr.

Fig. 6 zeigt den elektrischen Teil (Hauptkontakte *a b*, Funkenkontakte *c d*, Widerstände *r* und *r'*).

Der Abschaltvorgang soll nun anhand der Fig. 9 verfolgt werden. Die Hauptkontakte öffnen sich in einem beliebigen Moment, also bei einem

⁴⁾ Clerc, Bull. SFE 1932, S. 73.

beliebigen Stromwert. Unmittelbar nachher setzt die Blasing ein. Der Luftdruck von 2 kg/cm² dient nur dazu, der Luft die nötige Geschwindigkeit von ungefähr 200 m/s zu geben. Der Lichtbogen selbst befindet sich andauernd unter Atmosphärendruck. Die Luft treibt den Lichtbogen sofort auf die Abtrennkontakte *c d*, wo er vorläufig verbleibt und annähernd eine Gerade zwischen den beiden Kontakten bildet. In den Bildern sind die ionisierten Gase zu sehen, welche vom eigentlichen Lichtbogen weggeblasen werden.

Hier beginnt die Anwendung der ersten Grundidee: Für die völlig unnütze Periode vor dem Nulldurchgang soll der Lichtbogen möglichst wenig Energie abgeben, also ja nicht unnötig verlängert werden, da jedem cm Lichtbogenlänge ein gewisser Spannungsabfall und damit eine Energieumsetzung entspricht. Der Abstand der beiden Kontakte *c d* wird infolgedessen nur wenig grösser gewählt als derjenige, welcher zur Vermeidung des Uberschlages in reiner Luft unter dem Einfluss der Spannung nach dem Abschalten nötig ist (ungefähr 3 cm für 10 kV_{eff}). Der Lichtbogen behält seine kleine Länge bis zu dem Augenblick, in dem die Stromstärke unter einen Wert von der Grössenord-

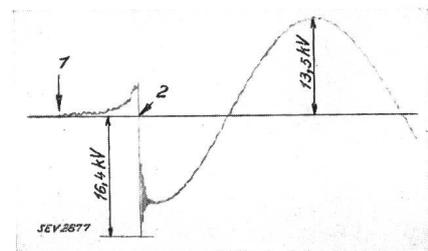


Fig. 7.

Kathodenstrahloszillogramm des Spannungsverlaufs im Augenblick der Stromunterbrechung.

$I = 2200 \text{ A}$ $U = 9500 \text{ V}_{\text{eff}}$ $f_0 = 10\,000 \text{ Per./s.}$

- 1 Trennung der Kontakte.
- 2 Stromunterbrechung.

nung 4000 A sinkt, d. h. also z. B. bei Unterbrechung von 10 000 A_{eff} bis $\frac{1}{1000}$ s vor dem Nulldurchgang. Dies erklärt sich dadurch, dass erst bei kleinem Werte des Stromes die Blasluft genügende Energie besitzt, um den Bogen zu verlängern. Der Vorgang kann angenähert mit demjenigen verglichen werden, der auftritt, wenn ein Wasserstrahl aus einem Wendrohr bei starkem Seitenwind austritt. Der Strahl wird erst dann vom Wind beeinflusst, wenn das Wasser beinahe abgestellt wird.

Unmittelbar vor dem Nulldurchgang ist also der Lichtbogen verlängert und auf die Kontakte 4 4' getrieben worden. Der Spannungsanstieg unmittelbar nach dem Nulldurchgang, zwischen den Kontakten 4 und 4', erfolgt äusserst rasch, entsprechend *L* und *C* des Netzes (zweite Grundidee).

Fig. 7 zeigt ein Kathodenstrahloszillogramm dieses Spannungsanstieges in einem Falle ohne Wiederzündungen (kleine Stromstärke). Im allgemeinen erfolgt unter dem Einfluss dieses raschen Spannungsanstieges sofort Wiederzündungen des Lichtbogens zwischen 4 und 4' (Fig. 9, Bild 11).

Zwischen 1 und 4 bzw. 1' und 4' steigt dagegen die Spannung nur sehr langsam an, da diese Elektroden ja unter sich durch einen niederohmigen Widerstand verbunden sind. Dieser Spannungsanstieg ist gleich $\frac{du}{dt} = U \cdot \sqrt{2} \cdot \frac{R}{L}$ V/s, die Stromamplitude $i_{max} \sim \frac{U\sqrt{2}}{R}$. Für eine Unterbrechung von beispielsweise 15 000 A bei 9000 V_{eff} Phasenspannung steht also eine Zeit von $\frac{1}{200}$ s zur Verfügung, um an jedem der beiden Widerstandspakete 1 bis 4 und 1' und 4' eine Festigkeit gleich der Hälfte dieser Spannung, d. h. $\frac{4500}{\sqrt{2}}$ V wieder herzustellen. Bei der Luftgeschwindigkeit von 200 m/s ist dies leicht zu bewerkstelligen.

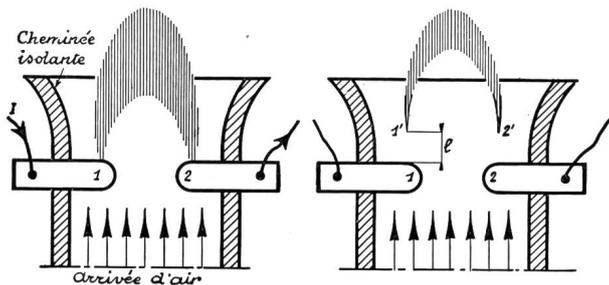


Fig. 8.

Schematische Darstellung der Blaswirkung im Luftschalter.

Nach $\frac{1}{4}$ Welle setzt dann ein neuer Nulldurchgang des Stromes ein und damit die endgültige Abschaltung. Unter Anwendung der zweiten Grundidee finden wir nämlich, dass auch hier wieder die Luftfestigkeit rascher zunehmen muss als der Spannungsanstieg. Der Strom ist jetzt in Phase mit der Spannung, der Spannungsanstieg im Nullmoment also ausserordentlich langsam, $\frac{du}{dt} = 2\pi$

$\cdot fU\sqrt{2}$ V/s, worin f die Betriebsfrequenz bedeutet. Schematisch wird der Vorgang durch Fig. 8 wiedergegeben: die beiden Enden der ionisierten Gasstrecke entfernen sich von den Elektroden und die in reiner Luft verbleibenden beiden Ueberschlagswege werden proportional mit Zeit und Luftgeschwindigkeit vergrössert (s. Fig. 9, Filmbild 21). Gewisse Feststellungen scheinen zu zeigen, dass die Erhöhung der dielektrischen Festigkeit der ionisierten Luftstrecke selbst unter dem Einfluss der Blasluft ebenfalls eine Rolle spielt, bei gewissen Anordnungen vielleicht sogar massgebend ist.

Es zeigt sich also, dass die Anwendung des Widerstandes eine Verlangsamung des Spannungsanstieges $\frac{du}{dt}$, sowohl auf der ersten als auch auf der zweiten Abschaltstufe ergibt, und damit die Löschung ganz wesentlich erleichtert. Diese Feststellung bezieht sich auf grosse Ströme. Bei kleinen Strömen ist die Verlangsamung auf der zweiten Stufe unwesentlich, da ja ωL grösser wird als R , der $\cos \varphi$ also ungünstig bleibt. Hier geht indessen wegen der kleinen Stromstärke im Bogen die Löschung ohnehin leicht vor sich; sie findet schon in der ersten Halbwelle unter Einschaltung des Widerstandes statt.

Die Verwendung des Widerstandes hat auch den Vorteil, die Abschaltung von der Kapazität C des Netzes unabhängig zu machen, da ja $\frac{du}{dt}$ nicht von C , sondern nur noch von L des Netzes und R des verwendeten Widerstandes abhängig ist. Für diese Schalter ist also die Abschaltleistung eindeutig durch U und I bestimmt und vom Aufstellungsort unabhängig.

Der heutige Stand der Entwicklung⁵⁾ möge durch einige Zahlen gekennzeichnet werden. Die

⁵⁾ Anfang 1932.

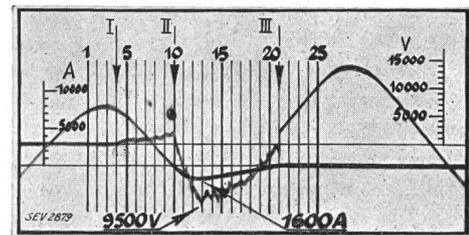
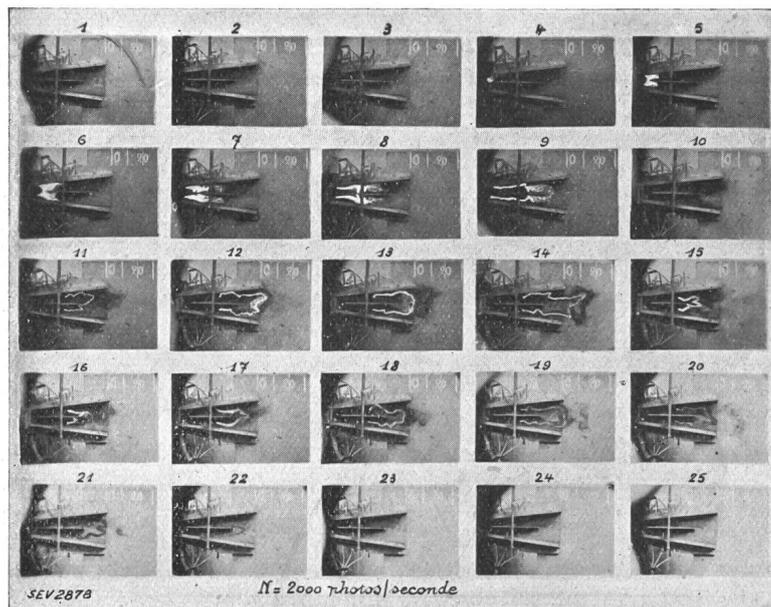


Fig. 9a (Bild links).

Zeitlupenaufnahme einer Abschaltung von 5800 A_{eff} bei 9600 V_{eff} Phasenspannung mit Luftschalter.

Fig. 9b (Bild oben).

Oszillogramm der Abschaltung Fig. 9a.

- I Trennung der Kontakte.
- II Nulldurchgang.
- III Löschung des Lichtbogens.

Schalter wurden bis 15000 V entwickelt und erlauben, 12000 A, d. h. 300000 kVA (Definition SEV) zu unterbrechen. Natürlich wurden die Kontakte so

infolgedessen die Schwierigkeit auf, welche allerdings in vielen Fällen mit Erfolg gelöst wurde, für jede Stromstärke die für ihre Löschung genügende Menge des Löschmittels zu erzeugen bzw. einzuspritzen, welche Menge ja ebenfalls eine Funktion, aber eine andere, der Stromstärke ist. Für den Luftschalter ist demgegenüber die Aufgabe wesentlich vereinfacht, indem die verfügbare Luftmenge konstant ist.

Es soll auch noch das Problem der Schallbekämpfung erwähnt werden, welches im Anfange gewisse Schwierigkeiten bot. Wenn auch der niedrige Druck die Aufgabe wesentlich erleichterte, so war der Knall doch ganz unzulässig. Es wurden deshalb Schalldämpfer in jedes der drei Kamme eingebaut, welche die Lautstärke auf $\frac{1}{70}$ reduzierten. Fig. 10 und Fig. 11 zeigen Aufnahmen der Schallstärke mit und ohne

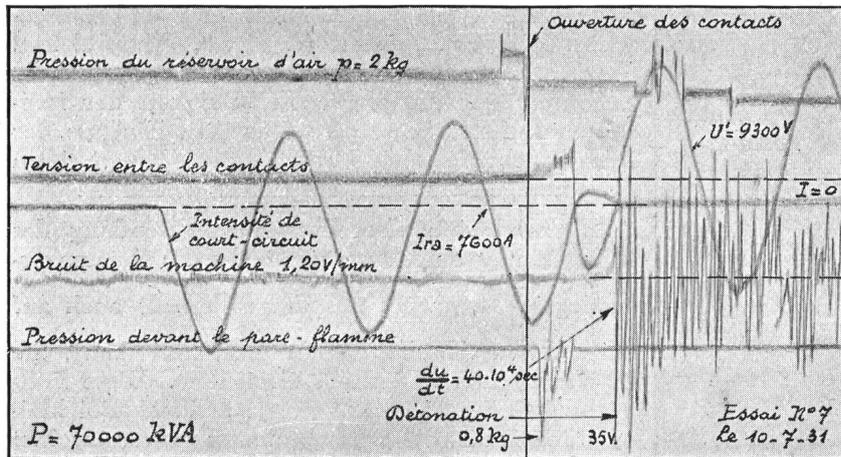


Fig. 10.

Schallstärke des Luftschalters ohne Schalldämpfer bei Unterbrechung von 210 000 kVA bei 15 kV.

durchgebildet, dass auf Kurzschluss eingeschaltet werden kann (60 000 A Scheitelwert). Erfolgreiche Versuche wurden bis 35 000 A Abschaltstrom bei 2500 V gemacht.

Besonders interessant sind die Werte, welche die Energieabgabe kennzeichnen: während diese für die erwähnte Abschaltleistung bei den besten Oelschaltern der beiden gebräuchlichen Typen (ohne und mit Löschkammer) mindestens 700 kW pro Pol erreicht, beträgt sie für den Luftschalter 35 kW, d. h. $\frac{1}{20}$. Dazu kommen 25 kW, welche im Widerstand verbraucht werden. Diese Erscheinung findet auch in der kleinen Lichtbogenspannung ihren Ausdruck, welche nur noch 200 V beträgt gegenüber etwa 3000 V bei Oelschaltern.

Die Schalter arbeiten mit 2 kg/cm² Ueberdruck der Betriebsluft. Versuche zeigen, dass dieser Wert für kleinere Leistungen auch auf 0,6 kg/cm² verringert werden kann. Der Luftverbrauch beträgt bei diesem geringen Druck 25 l pro Abschaltung, eine Luftmenge, welche ungefähr $\frac{2}{5}$ derjenigen beträgt, welche in einem Automobilreifen enthalten ist. Die gesamte Abschaltdauer beträgt 0,1 s, wovon im Maximum $\frac{2}{100}$ s auf die Lichtbogendauer entfallen.

Beiläufig soll ein Vorteil dieser oder ähnlicher Schalter erwähnt werden: die bisherigen Schalter arbeiteten in der Weise, dass die Menge und räumliche Verteilung des in den Bogen eingespritzten Löschmittels (Oel, Wasser, Gas, Dampf usw.) von der Stromstärke im Lichtbogen abhängt. Es trat

Schalldämpfer, welche mit Mikrophon und Oszillograph aufgenommen wurden. Man beachte dabei, dass die Schallstärke dem Produkt aus u und du/dt entspricht.

Fig. 12 zeigt die Durchbildung des pneumatischen Teiles eines Luftschalters, Fig. 13a diejenige des ganzen Schalters in teilweise geöffnetem und Fig. 13b in betriebsmäßigem Zustand.

Es soll zum Schlusse darauf hingewiesen werden, dass die Gefahrlosigkeit verschiedener dieser neuen

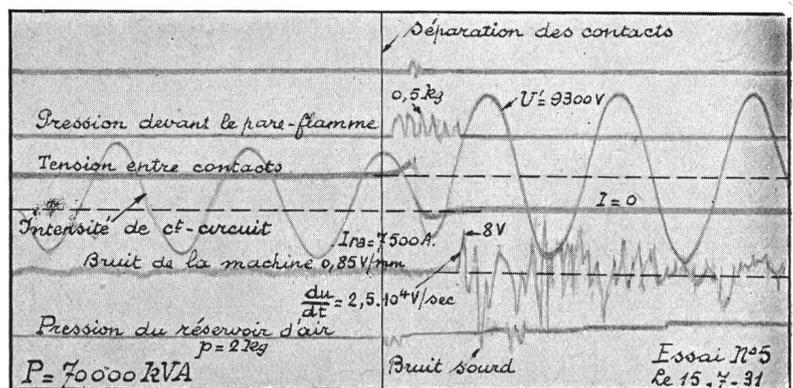


Fig. 11.

Schallstärke des Luftschalters mit Schalldämpfer bei Unterbrechung von 210 000 kVA bei 15 kV.

Schalter, übrigens auch die freiere Wahl in der räumlichen Anordnung der Zu- und Ableitungen, von Einfluss auf die Gestaltung der Schaltanlage sein wird. Der Erbauer wird freier, kann an Raum sparen und vermutlich auch andere Gesichtspunkte in die Disposition hineinbringen.

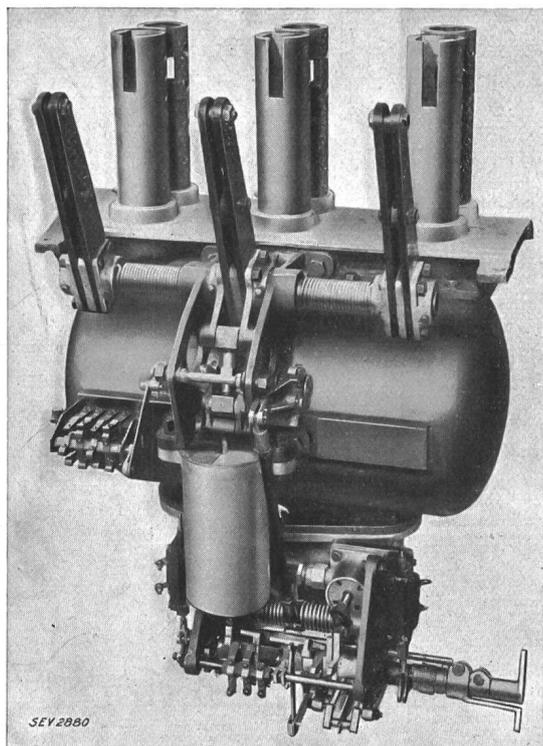


Fig. 12.

Mechanischer Teil des Luftschalters Fig. 13: Luftkammer, Antrieb und Ventile.

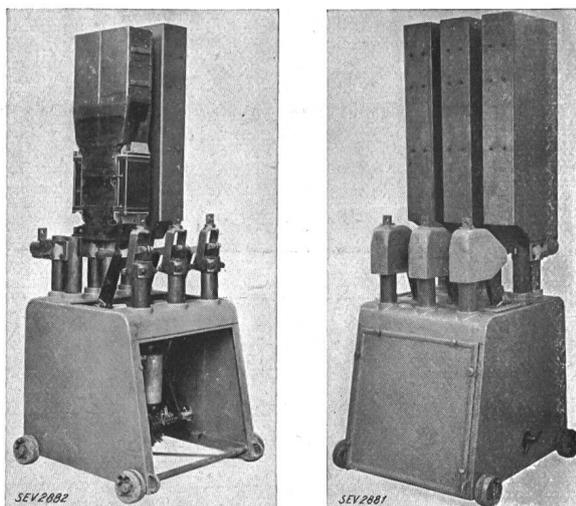


Fig. 13.

Druckluftschalter für 15 kV Nennspannung, 500 A Normalstrom und 300 MVA Abschaltleistung, a teilweise geöffnet, b im Betriebszustand.

Diskussion.

(Unter Mitwirkung der Diskussionsredner zusammengetellt von F. G. Ruegg, Dipl.-Ing., Assistent an der ETH, Zürich).

Prof. Dr. B. Bauer dankt den Referenten für die sehr interessanten und aufschlussreichen Ausführungen im Namen aller Anwesenden und besonders im Namen der elektrotechnischen Abteilung der Eidgenössischen Technischen Hochschule und eröffnet die allgemeine Diskussion.

1. Votum Dr. K. Berger, Ingenieur beim Schweizerischen Elektrotechnischen Verein.

Wenn ich in Ihrer akademischen Diskussionsversammlung das Wort ergreife, so ist es, um nach den interessantesten, reichlich theoretischen Erörterungen die Diskussion überzuleiten auf die in elektrischen Anlagen gewonnenen Erfahrungen mit Oelschaltern. In den Referaten wurde uns mitgeteilt, dass die Gefahr des Neuzündens des Schalterlichtbogens darin begründet ist, dass die an den Schalterpolen wiederkehrende Spannung rascher ansteigt, als die beim Stromnulldurchgang erloschene Lichtbogenstrecke ihre elektrische Festigkeit wieder gewinnt. Der Wettlauf der Wiedergewinnung der elektrischen Festigkeit des sich abkühlenden oder entionisierenden Lichtbogens mit der wiederkehrenden Netzspannung entscheidet darüber, ob der beim Nulldurchgang des Schalterstromes verschwindende Lichtbogen definitiv gelöscht bleibt oder ob er neu zündet. Im letzten Fall kommt es zu verlängerter Lichtbogendauer, grösserer Schalterarbeit und allen Folgeerscheinungen. Bei gleichem Abschaltstrom und gleicher Abschaltspannung ist die Abschaltung um so schwieriger, je rascher die Spannung an den Schalterpolen wiederkehrt. Da im kritischen Moment stets die Eigenschwingung des Netzes entsteht, kommt es vor allem auf die Eigenfrequenz der Stromkreise auf beiden Schalterseiten an. Am gefährlichsten ist nach Fig. 1, S. 619, wenn der Schalter unmittelbar bei den Generatorklemmen steht, weil sich für den Generator mit den kleinen Zuleitungskapazitäten bis zum Schalter eine sehr hohe Eigenfrequenz ergibt. Dieser

Fall ist zugleich der in den Schalterprüffeldern nachgeahmte. Am wenigsten gefährlich ist nach derselben Figur die Abschaltung eines Kurzschlusses durch einen Schalter am Ende der Leitung, weil der Generator mit der gesamten Leitungskapazität nur langsam schwingt und demgemäss die Spannung an den Schalterpolen langsam wiederkehrt.

Ich möchte Ihnen nun einige mit dem Kathodenstrahl-oszillographen gewonnene Oszillogramme zeigen, die bei diesem für die Abschaltung als günstig bezeichneten Schema im 132-kV-Netz der Schweizerischen Bundesbahnen aufgenommen wurden. Bei Kurzschlussversuchen, die Herr Ing. Habich in diesem Netz durchführte, hatten sich unerwartete Ueberspannungen ergeben, die mit dem Schleifenoszillographen nicht erfasst und nicht erklärt werden konnten. Der Kathodenstrahl-oszillograph zeigte, dass im Verlaufe der Kurzschlussabschaltung durch den Versuchsschalter am Leitungsende des Netzes (siehe Schema der Versuchsanlage im Bull. SEV 1929, Nr. 20, S. 682, Fig. 1) sehr steile Spannungssprünge auftraten, welche in bestimmter Weise das Netz auf unerträgliche Ueberspannungen aufschaukelten, bis irgendwo Ueberschläge entstanden. Einige Beispiele von Oszillogrammen mögen Ihnen Höhe und Steilheit dieser Spannungssprünge am Schalter illustrieren (Fig. 1 bis 4).

Daraus ist ersichtlich, dass die quasi-stationäre Eigenschwingung des Netzes beim Versuch sehr tiefe Eigenfrequenz von der Grössenordnung 100 Per./s aufwies. Im Verlauf der Abschaltung traten aber innerhalb jeder Halbwelle der Betriebsfrequenz mehrfache Unterbrechungen und neue Zündungen des Schalterlichtbogens auf, wobei die letzteren deutlich durch steile Spannungsschüsse verursacht sind. Die nähere Untersuchung an Hand der Oszillogramme ergab, dass der Kurzschlussstrom und der wellenmässige Entladestrom der Leitung gleicher Grössenordnung sind. Das begünstigt ein frühzeitiges Löschen des Schalterlichtbogens.

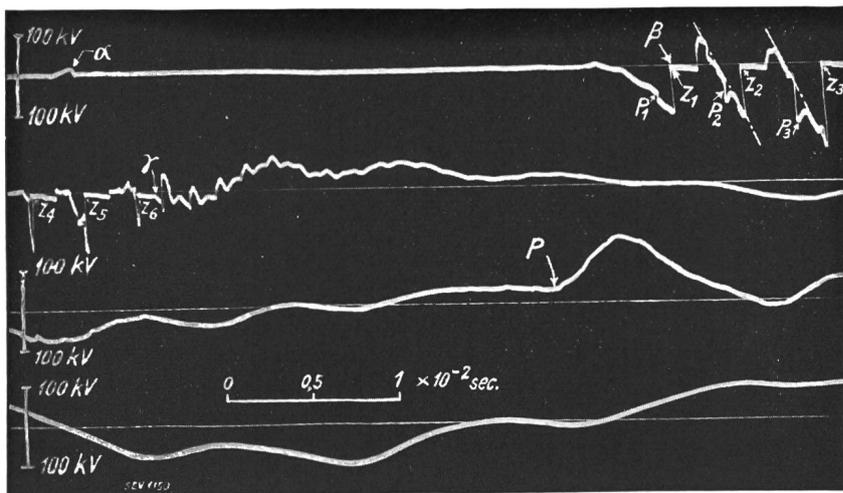


Fig. 1.
Abschalten eines
zweipoligen Kurz-
schlusses nach Erde.
Kathodenstrahl-
oszillogramm

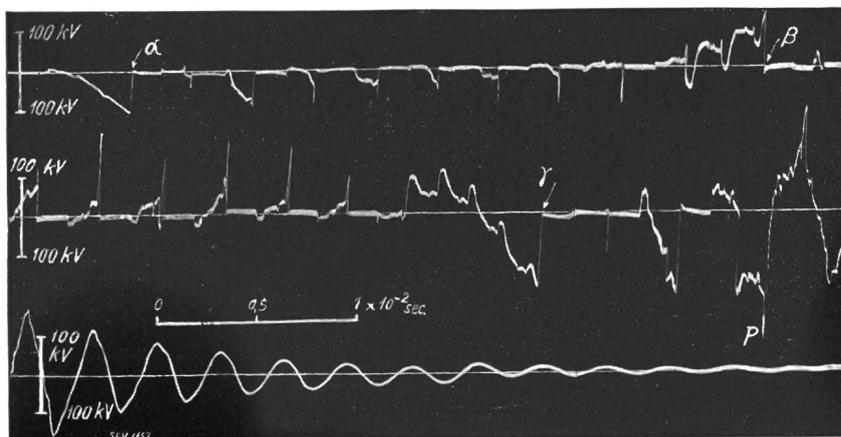


Fig. 2.
Abschalten eines
zweipoligen Kurz-
schlusses nach Erde.
Kathodenstrahl-
oszillogramm.

Fig. 3.
Abschalten eines
zweipoligen Kurz-
schlusses ohne Erde.
Kathodenstrahl-
oszillogramm.

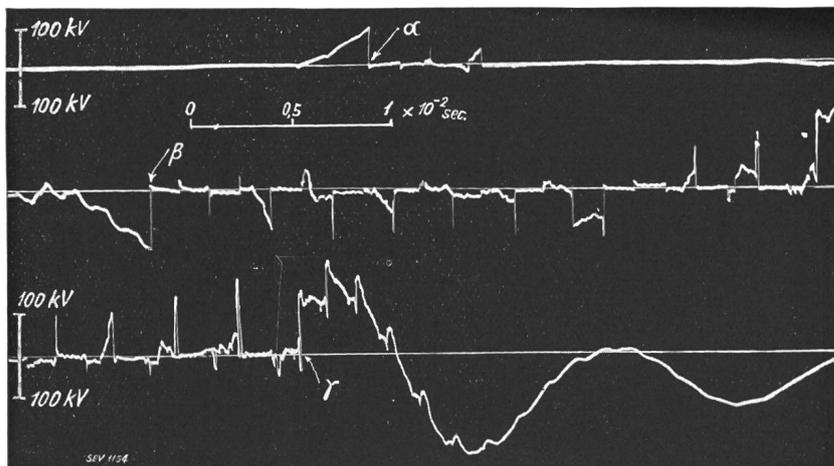
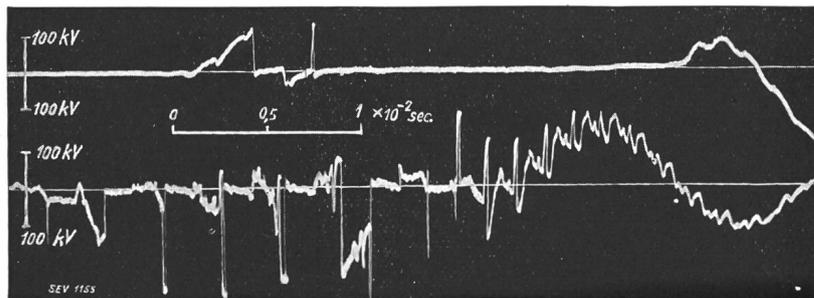


Fig. 4.
Abschalten eines
zweipoligen Kurz-
schlusses ohne Erde.
Kathodenstrahl-
oszillogramm.



Weil sich nämlich der Schalterstrom aus dem Wellenstrom und einem Anteil des am Leitungsanfang aufgedrückten Transformatorstroms zusammensetzt, so kann er kurz nach einer erfolgten Rückzündung wieder zu Null werden, wodurch der Lichtbogen verschwindet. Nach doppelter Laufzeit der Löschwelle über die Leitung tritt dann am Schalter die stets ersichtliche steile Spannungswelle auf, welche oft dessen Rückzündung veranlasst. Die Wiederholung dieses Vorganges ist schuld an den sich aufschaukelnden Ueberspannungen und den Ueberschlägen der Anlagen längs der Leitung. Die Erscheinung lässt sich vergleichen mit den «Wasserschlägen» in einer elastischen Druckleitung, die am Anfang aus einer trägen Druckleitung (Transformator) gespiesen wird und die sich am Ende durch ein Spezialventil (Schalter) entleeren kann, wobei letzteres schlagartig entweder sich öffnet oder vollständig schliesst.

Mit diesem Betriebsbeispiel möchte ich zeigen, dass es stets schwierig ist, Prüffeldversuche zu verallgemeinern. In den Anlagen und Netzen können unvorhergesehene Ausgleichsvorgänge vorkommen, die sogar mit dem Schleifoszillographen, auch wo dieser bei Netzversuchen bereits angewendet wurde, nicht sicher erfasst werden können. Gerade in dem als harmlos zu erwartenden Fall traten die beschriebenen Schwierigkeiten auf. Diese bestanden, wie sich auch aus dem Vergleich mit entsprechenden im Prüffeld gewonnenen Werten ergab, nicht in abnormal grossen Lichtbogenlängen und Schalterarbeiten, sondern in der Erzeugung unzulässig hoher Ueberspannungen durch den Abschaltvorgang. Die Herren aus den Schalterprüffeldern werden vielleicht sagen, das Netz sei an den Ueberspannungen schuld und der Schalter selber sei gar nicht überbeansprucht worden. Nun, es ist eine wertlose Frage, ob Schalter oder Netz an den Ueberspannungen schuld sind, denn es gehören beide dazu. Dem Betriebsleiter ist damit nicht gedient, dass wohl der Schalter für sich heil aus der Abschaltung hervorgeht, der Ueberschlag aber an einer anderen Netzstelle auftritt, auch damit nicht, dass gesagt wird, es handle sich um einen Spezialfall. Der Betriebsleiter möchte, dass das ganze Netz durch die Abschaltung nicht übermässig beansprucht wird. Damit das nicht eintritt, ist aus den Versuchen als zweite Folgerung ersichtlich, dass die möglichst rasche Wiedergewinnung der elektrischen Festigkeit der Durchschlagsstrecke im Schalter, sei es nun infolge der Entionisierung oder, nach O. Mayr, infolge Abkühlens, in gewissen Fällen auch für Anlageteile ausser dem Schalter von direktem praktischen Interesse sein kann.

2. Votum Dr. Kopeliowitsch, BBC.

Die für die Schalter ungünstige Netzkonfiguration, wenn ein Kraftwerk nur eine abgehende Leitung besitzt, wie auch Dr. A. Roth erläuterte, muss eine besondere Beachtung finden. Es ist aber nicht anzunehmen, dass ein leistungsfähiges Kraftwerk von einigen 100 MW über eine oder zwei Leitungen mit dem Netz verbunden sein wird. Ist dagegen die Kraftwerksleistung nicht so gross, dann hat meistens die Eigenfrequenz des Kurzschlusskreises auch im ungünstigsten Falle einer einzigen abgehenden Leitung nur mässige Werte. Bei der Wahl des Schalters und bei der Festlegung der Bedingungen, welche er zu erfüllen hat, darf die wirtschaftliche Seite des Problem nicht ausser acht gelassen werden: übertriebene Anforderungen bei den Prüfungen müssen unvermeidlich zu unnützlichen Mehrausgaben führen.

Die von Dr. K. Berger angeführte Untersuchung an einer 216 km langen 132-kV-Freileitung, welche beim Abschalten von Kurzschlüssen am Ende der Leitung zu hohen Ueberspannungen Veranlassung gegeben hat, zeigt nur, dass die Wanderwellenvorgänge verwickelter sein können, als man es allgemein auf Grund vereinfachter Schwingungskreise und einfacher Ueberlegungen annimmt. Auch in verzweigten Netzen liegen die Bedingungen für die Ausgleichsschwingungen nicht so eindeutig vor, dass man nur eine bestimmte Eigenfrequenz erwarten darf. Das Kathodenstrahloszillogramm (Fig. 5) zeigt die wiederkehrende Spannung an einer letzlöschenden Phase beim Abschalten des dreiphasigen Kurzschlusses im 8-kV-Fabriknetz in Baden, die zwei Schwingungen gleichzeitig mit Frequenzen von 1900 Per./s und 3800 Per./s aufweist. Ähnlich sind die Feststellungen,

welche auch bei andern Netzversuchen, z. B. im Kraftwerk Philo, gemacht wurden. Diese Netzversuche bestätigen aber die in meinem Vortrag niedergelegten Schlussfolgerungen. Bei den von Dr. Berger geschilderten Abschaltungen waren die Lichtbogenlängen in Schaltern, infolge tiefer Eigenfrequenz der Ausgleichsschwingungen, kleiner als im Prüffeld, und dies trotz der hohen Ueberspannungen, worauf seinerzeit im Bull. SEV 1930, S. 152, in einem Briefwechsel hingewiesen wurde. Die dabei festgestellten Ueberschläge an den Freileitungsisolatoren zeigen, dass es wichtig und zweckmässig ist, den Isolationsgrad des Schalters höher als denjenigen des Netzes zu wählen. Im übrigen muss man auch diese Frage von der wirtschaftlichen Seite aus betrachten.

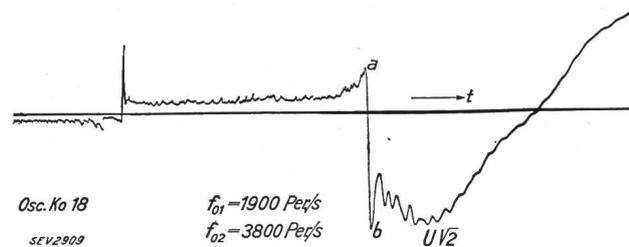


Fig. 5.

Die Forderung einer höheren Prüfspannung, als die Normen sonst vorschreiben, mit Rücksicht auf die Isolation des übrigen Netzes, kann beispielsweise dadurch entbehrlich gemacht werden, dass, zur Vermeidung von Ueberschlägen an Schalterklemmen, schwache Stellen an benachbarten, gegen die Wirkungen des Lichtbogens mit Schutzarmaturen versehenen Isolatoren geschaffen werden. Die Betriebssicherheit wird durch diese Massnahme, die öfters ebenfalls zum Schutze der Schaltanlagen gegen Ueberspannungen angewendet wird, nicht geschwächt, eher umgekehrt.

Zu den Ausführungen von Prof. Biermanns, wonach die Eigenfrequenz der Reaktanzspulen ausserordentlich hohe Werte erreicht und im Betriebe die Wirkungsweise der Schalter gefährden kann, ist zu bemerken, dass auch bei BBC an einer Reaktanzspule von 1,4 Ohm bei 50 Per./s eine Eigenschwingungszahl von 120 000 Per./s bereits vor einigen Jahren mit dem Kathodenstrahloszillographen festgestellt wurde. Es hat sich aber gezeigt, dass schon ein sehr kurzer Leiter, angeschlossen an den Klemmen der Spule, was ja in der Praxis fast immer der Fall ist, die Eigenfrequenz stark herabsetzt. Eine Ausnahme bilden in dieser Beziehung Fälle, wo die Schalter unmittelbar vor den Klemmen der Wicklungen angeordnet sind, Fälle, die beim zweckmässigen Projektieren der Schaltanlagen leicht vermieden werden können, wenn man zum vorneherein weiss, dass diese Disposition beim Abschalten der Kurzschlüsse unter Umständen sich ungünstig auswirkt. Schematisch dargestellt, muss der Kreis, bestehend aus L und c der Fig. 11, Seite 573, durch beidseitigen Anschluss der Anlagekapazität C (Kabel, Sammelschienen) so weit belastet werden, dass die Eigenfrequenz des Kreises auf einen kleinen Bruchteil des ursprünglichen Wertes sinkt. Da die Wicklungskapazität c ganz besonders bei Luftdrosselspulen sehr kleine Werte hat, wirken sich bereits kurze Kabelabschnitte sehr stark aus, und zwar um so stärker, je grösser die Induktivität L ist. Auf die Bemerkung von Prof. Biermanns, dass aus diesem Grunde die Schalter bei der Prüfung nicht über ein Kabel gespeist werden sollten, um den Abschaltvorgang nicht im günstigen Sinne zu beeinflussen, muss betont werden, dass z. B. in der BBC-Versuchsanlage diese Erscheinung nicht zum Vorschein kam, da bei 11-kV-Schaltung, trotz der Speisung über Kabel, eine Eigenfrequenz von über 25 000 Per./s gemessen wurde. Nach den vorliegenden Veröffentlichungen gibt es gegenwärtig kein anderes Prüffeld, in dem die Beanspruchung der Schalter bezüglich des Spannungsanstieges $\frac{du}{dt}$ grösser wäre. Dies gilt für die Anlagen von SSW, ACED, Reyrolle usw.; in der AEG-Anlage ist es bestimmt nicht anders, wofür verschiedene Versuche sprechen.

Zu dem von Ing. O. Mayr vertretenen Standpunkt über die Bedeutung der thermischen Ionisation für die Leit-

fähigkeit der Gase im Kern des Lichtbogens ist zu bemerken, dass die Berechnung des Ionisationsgrades nach der Sahaschen Formel beispielsweise für Wasserstoff ($U = 15,9$ V) für 7000°K nur ein ionisiertes Teilchen auf hunderttausend neutraler Atome ergibt. Die Metaldämpfe bilden ihrerseits nur einen Bruchteil der Lichtbogenatmosphäre, höchstens etwa 5 bis 10 %, und 7 % der Atome wären thermisch, d. h. durch Anprall von Atomen, in ionisierten Zustand versetzt, was in beiden Fällen zur Erklärung der hohen Leitfähigkeit der Lichtbogengase nicht ausreicht, es sei denn, dass man mit noch bedeutend höheren Temperaturen im Lichtbogen rechnet¹⁾. Zu dieser Annahme fehlen allerdings noch experimentelle Anhaltspunkte. Die grössere Elektronenausbeute scheint durch Elektronenstoss (Stossionisation) möglich zu sein.

Die Betrachtung von Ing. O. Mayr, welche als Ausgangspunkt seiner Erörterungen in ETZ²⁾ dient, ist nicht ohne weiteres annehmbar. Darnach sollte die unter der Einwirkung des elektrischen Feldes im Lichtbogen (30 V/cm) von einem Elektron über eine mittlere freie Weglänge aufgespeicherte Energie (0,036 V) gegenüber derjenigen, welche infolge der hohen Temperatur (6000°K) jedem Teilchen im Mittel zugeordnet werden muss (0,75 V), so klein sein, dass auch ihre Auswirkung im Ionisationsvorgang nur eine untergeordnete Rolle spielen könnte.

Diese beiden Werte dürfen jedoch miteinander nicht verglichen werden und lassen die angeführte Schlussfolgerung nicht zu. Denn ein Ladungsträger wird im elektrischen Feld fortwährend und über mehrere freie Weglängen auf immer grössere Geschwindigkeit gebracht, solange die Zusammenstösse elastisch, d. h. nicht anregend und nicht ionisierend bleiben, bis die im Elektron aufgespeicherte Energie für einen anregenden oder für einen ionisierenden Stoss ausreicht. Erst dann verliert das Elektron seine Energie, welche zur Anregung bzw. Ionisierung des neutralen angestossenen Teilchens verwendet wird. Die gaskinetische Temperaturgeschwindigkeit erhält dagegen keine Zunahme, während ein neutrales Teilchen eine freie Weglänge durchläuft, und eine Akkumulierung der Energie bis zur Ionisationsenergie bei nacheinanderfolgenden Stössen ist weniger wahrscheinlich, wie dies die Sahasche Formel zeigt. Im übrigen, auch bei einem Durchschlag in kalter Luft unter Atmosphärendruck, hat man im homogenen Feld einen Gradienten von 30 kV/cm und pro mittlere freie Weglänge ($0,6 \cdot 10^{-4}$ cm) eine Spannung von 1,8 V, bei einer Glimmentladung z. B. im Vakuum noch bedeutend weniger (etwa 0,2 V). In beiden Fällen wird der Durchschlag nach den heute noch gültigen Anschauungen auf die Stossionisation zurückgeführt, trotzdem man, wenn mit der mittleren freien Weglänge gerechnet wird, scheinbar weit von der Ionisationsspannung entfernt bleibt. Die Erklärung dieser Diskrepanz muss einerseits in der starken Abweichung der berechneten mittleren freien Weglänge von den einzelnen tatsächlich auftretenden Weglängen und andererseits in der bereits erläuterten, über mehrere freie Weglängen andauernden Akkumulierung der Energie, unter Einwirkung des elektrischen Feldes liegen.

3. *Votum Ing. O. Mayr, AEG.*

Zu den Ausführungen von Dr. Kopeliowitsch habe ich folgendes zu erwidern: Zur Erklärung der im Lichtbogen beobachteten elektrischen Leitfähigkeit muss, wie auch Herr Dr. Kesselring richtig festgestellt hat, unter je 10 000 neutralen Molekülen rund ein freies Elektron vorhanden sein. Nimmt man, wie auch Herr Dr. Kopeliowitsch angibt, an, dass bei etwa 6000°K 7 % der vorhandenen Metallatome ionisiert sind, so genügt es, wenn die Metaldämpfe ihrerseits nur 0,14 Volumprozent ausmachen, d. i. ein Wert, der weit unter den 5 bis 10 % liegt, die auch Herr Dr. Kopeliowitsch für möglich hält.

Zu den Ueberlegungen über die längs einer freien Weglänge durchlaufenen Spannung ist zu sagen, dass denn doch der für den Lichtbogen geltende Wert von 0,036 V von der Ionisierungsspannung 50mal mehr abweicht als der für den

elektrischen Durchschlag in kalter Luft zutreffende Wert von 1,8 V und dass diese grosse Abweichung doch auch irgendwie erklärt werden müsste. Die von Herrn Dr. Kopeliowitsch angeführten Faktoren machen sich, selbst wenn man sie als richtig unterstellt, im Lichtbogen und beim Durchschlag gleich stark bemerkbar. Der für Glimmentladungen genannte Wert von 0,2 Volt pro freie Weglänge kann wohl nur für Edelgase zutreffen.

4. *Votum Ing. Risch, BBC.*

Wenn man darüber spricht, ob irgendwo thermische oder elektrische Ionisation auftritt, so muss man sich vor allem darüber klar sein, was man unter thermischer und was man unter elektrischer Ionisation zu verstehen hat.

Die Ionisierung eines Gases ist eine Abspaltung von Elektronen von Molekülen. Bei beiden Ionisationsarten erfolgt eine solche Abspaltung bei einem genügend heftigen Zusammenstoss eines Moleküls mit einem anderen Partikel. Sie unterscheiden sich jedoch voneinander dadurch, dass bei der thermischen Ionisation diese andern Partikel andere Moleküle und bei der elektrischen Ionisation Elektronen sind.

Es gibt nun zwei Gründe, die dafür sprechen, dass in einem Lichtbogen die Ionisation hauptsächlich durch Elektronenstösse und nicht durch Molekülstösse hervorgerufen wird.

Erstens wird in Bögen stets gefunden, dass die Energie der translatorischen Bewegung, d. h. die Temperatur der Elektronen, viel höher ist als diejenige der Moleküle. Auf Grund der bis jetzt veröffentlichten Messungen muss die Energie der Elektronen in einem Bogen in Luft bei Atmosphärendruck auf rund $20\,000^\circ$ geschätzt werden. Die grosse Uebertemperatur der Elektronen in einem Lichtbogen gegenüber dem Gas kommt dadurch zustande, dass die Elektronen durch das elektrische Feld beschleunigt, d. h. erwärmt werden, ihrerseits jedoch die Moleküle bei Zusammenstössen mit diesen nur sehr wenig erwärmen. Die Temperaturübertragung von Elektronen auf die Moleküle erfolgt nämlich vermittels elastischer Stösse, und bei solchen wird wegen der Kleinheit der Masse der Elektronen im Vergleich zu derjenigen der Moleküle ein nur sehr kleiner Teil der Energie des Elektrons auf das Molekül übertragen. Der Bruchteil der übertragenen Energie ist gleich dem Doppelten des Verhältnisses der Masse des Elektrons zu derjenigen des Moleküls, d. h. gleich 1 zu einigen Tausend. Wegen der viel grösseren Masse der Moleküle prallen die Elektronen bei elastischen Zusammenstössen mit Molekülen an diesen fast ohne Energieverlust wie an einer festen Wand ab. Die höhere Temperatur der Elektronen macht nun aber die Elektronen für die Ionisierung geeigneter als die Moleküle, weil ein ionisierender Stoss im allgemeinen um so leichter zustande kommt, je grösser die Energie des stossenden Teilchens ist.

Zweitens ist bekannt, dass sogar bei der gleichen Energie die Elektronen viel besser ionisieren als die Moleküle und die ionisierende Wirkung der Moleküle erst dann mit derjenigen der Elektronen vergleichbar wird, wenn ihre Geschwindigkeit gleich derjenigen der Elektronen wird. Da jedoch die Energie der translatorischen Bewegung proportional der Masse und proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit ist und die Masse bei Molekülen viele tausend Mal grösser ist als bei den Elektronen, so folgt aus der ungefähren Gleichheit der Geschwindigkeiten bei der gleichen ionisierenden Wirkung, dass die Moleküle eine viele tausend Mal grössere Energie besitzen müssen als die Elektronen, um gleich gut ionisieren zu können. Im Lichtbogen ist aber, wie oben gesagt, gerade das Umgekehrte der Fall: die Moleküle sind kälter als die Elektronen. Die charakteristische Eigenschaft der Elektronen als stossende Teilchen ist eben im Gegensatz zu den Molekülen die, dass sie Gase gut ionisieren und schlecht erwärmen.

Ich möchte noch eine Bemerkung machen zu den Ausführungen von Ing. O. Mayr über die Beschleunigung der Abkühlung des Gases nach Erlöschen des Bogens durch die Dissoziation des Gases. Die für die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit hauptsächlich in Frage kommende Wirkung der Dissoziation ist die Erhöhung der Energie, die pro Molekül aus der alten Lichtbogenstrecke in die umgebenden kälteren

¹⁾ Bei 2000 bis 3000 A/cm² und 15 V/cm Spannungsabfall müssen aber nach überschlägiger Rechnung 5 bis 7 auf 100 Teilchen ionisiert werden und nicht 1 auf 10000 wie Dr. Kesselring allerdings für andere Verhältnisse angibt.

²⁾ ETZ 1932, S. 76.

Gebiete übertragen wird. Ausser der kinetischen Energie (Temperaturenergie) wird pro Molekül auch noch die Dissoziationsenergie übertragen. Die im Lichtbogen enthaltene Energie ist aber mit Dissoziation ebenfalls höher als ohne Dissoziation, und zwar um ebensoviel, wie die Leitfähigkeit durch die Dissoziation vergrössert wird. Ausser der kinetischen Energie ist auch hier noch die Dissoziationsenergie enthalten. Die abzuführende Wärme wird somit durch die Dissoziation in gleichem Masse vergrössert wie die Wärmeleitfähigkeit. Dadurch wird der Einfluss der Dissoziation auf die Geschwindigkeit der Abkühlung des Bogens, roh betrachtet, aufgehoben. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass oberhalb des oberen Knies der Dissoziationskurve die Dissoziation die Abkühlung tatsächlich beschleunigt, unterhalb des Knies jedoch im Gegenteil verlangsamt.

5. *Votum Ing. O. Mayr, AEG.*

Zum *Votum* von Ing. Risch ist folgendes zu sagen: Der Begriff der Thermoionisierung hat sich für den bei hohen Temperaturen vorhandenen Zerfall der Moleküle in positive Ionen und freie Elektronen eingeführt, welcher sich analog der Dissoziation der Gase mit Hilfe des Nernstschen Wärmetheorems berechnen lässt. Dieser Begriff enthält keinerlei Festlegung auf die molekularen Vorgänge und schliesst nicht aus, dass lediglich die freien Elektronen die Ionisierung aufrecht erhalten. Ich bin selbst auch der Ansicht, dass die Ionisierung vor allem durch Elektronenstösse erfolgt. Wesentlich ist, dass die Elektronen nicht wie im Vakuum oder beim Durchschlagen in kalter Luft ihre Geschwindigkeit während des Durchfallens einer oder mehrerer Weglängen in Richtung des elektrischen Feldes erhalten, sondern dass vielmehr die Richtung der Elektronenbewegung gänzlich ungeordnet ist.

Meine Ansicht hinsichtlich der verstärkten Abkühlung des Lichtbogens unter dem Einfluss der Dissoziation geht dahin, dass sich das Schicksal des Lichtbogens bei der Temperatur entscheidet, wo die Ionisierung der Metaldämpfe aufhört. Diese liegt bei allen Gasen mit Ausnahme des Stickstoffes über dem oberen Knie der Dissoziationskurve. Die Erhöhung der im Lichtbogen enthaltenen Energie macht bei Ueberschreitung der Dissoziationsgrenze das 3- bis 10fache der unterhalb der Dissoziationsgrenze vorhandenen Energie aus, während die Wärmeleitfähigkeit auf das 30- bis 100fache derjenigen an der unteren Dissoziationsgrenze ansteigt und demzufolge die durch die Dissoziation bedingte scheinbare Erhöhung der Wärmekapazität des Lichtbogens weit überwiegt.

6. *Votum Dir. W. Trüb, EWZ.*

Nachdem nun heute so viel theoretisch-wissenschaftliche Fragen erörtert wurden, interessiert nun vor allem den Betriebsmann die wirtschaftliche Seite, d. h. die Frage, unter welchen Bedingungen der öllose Schalter mit dem Oelschalter in Konkurrenz treten kann. Dabei ist es wohl unnötig, zu sagen, wie sehr die Praxis den einfachen, betriebssicheren,

öllosen Schalter für den Bau und Betrieb elektrischer Schaltanlagen erwartet.

7. *Votum Dr. F. Kesselring, SSW.*

Als die SSW mit dem Bau des öllosen Schalters begannen, glaubte man zunächst, dass dieser in fabrikatorischer Hinsicht im Gestehtungspreis wesentlich billiger gegenüber dem Oelschalter sein werde. Die Erfahrung lehrte nun aber, dass dem nicht so sei. Es ist aber zu hoffen, dass mit der weiteren Entwicklung des öllosen Schalters und seiner steigenden Verwendung in elektrischen Schaltanlagen dennoch der öllose Schalter im Fabrikationspreis gleich oder billiger als der Oelschalter gehalten werden kann.

8. *Votum Dr. A. Roth, ACED.*

Was die wirtschaftliche Seite der Frage der neuen Schalterkonstruktionen anbelangt, so möchte ich darauf hinweisen, dass die vollständige Gefährlosigkeit gewisser neuer Schaltersysteme einen grossen Einfluss haben kann.

Die Gefährlichkeit der modernen, d. h. vervollkommenen Oelschalter besteht hauptsächlich noch darin, dass durch unvorhergesehene Netzerweiterungen oder Kupplungen die garantierte Abschaltleistung überschritten wird, und das oft um sehr erhebliche Beträge. Von diesem Moment an wird also ein Gefährfaktor in die Anlage eingeführt.

Zum Verständnis der folgenden Ausführungen muss man sich vergegenwärtigen, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Kurzschlüssen, welche die für den betreffenden Ort errechnete Maximalleistung erreichen, ganz ausserordentlich gering ist. Tatsächlich müssen ja, wenn diese Maximalleistung auftreten soll, eine ganze Reihe von Faktoren zusammenwirken: alle Generatoren im Betriebe, Kurzschluss in Schalternähe, alle Transformatoren im Betriebe, kurze Auslösezeit der Relais usw. Daher rührt es, dass bei errechneter ungenügender Schaltleistung der Apparate schwerste Explosionen wohl vorkommen, aber nicht häufig sind.

Die Auswirkungen dieses Gefährfaktors sind aber vollständig verschieden für Oelschalter einerseits, für die gefährlosen modernen Schalter andererseits.

Für die Oelschalter sind die Folgen einer eventuellen Fehlschaltung, begleitet von Explosion und Feuersbrunst, so schwer, dass sie trotz der geringen Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens nicht mehr in Kauf genommen werden können.

Bei der neuen Art von Schaltern sind dagegen die Folgen einer Fehlschaltung infolge überschrittener Garantieleistung wohl unangenehm, sie bergen aber keinerlei Gefahren für das Personal oder für die Anlage in sich. Infolgedessen kann eher die sehr kleine Wahrscheinlichkeit des Ueberschreitens der garantierten Schalterleistung in Kauf genommen werden. Ein beschädigter Schalter kann ausserdem in kürzester Zeit durch einen Ersatzapparat ausgewechselt werden.

Entladungsröhren als Lichtquellen.

Bei Anlass der ersten Zürcher Lichtwoche (1. bis 9. Oktober 1932) wurde zwischen Schlieren und Altstetten ein etwa 1 km langes Strassenstück mit einer Ueberlandstrassenbeleuchtung ausgerüstet, die Entladungslampen mit Natriumdampffüllung als Lichtquellen benützt. Diese neue Beleuchtung fand grosse Beachtung, weshalb wir die ausführende Firma, die Philips-Lampen-A.G., Zürich, um eine Beschreibung dieser Anlage ersuchten. Im folgenden veröffentlichen wir diese Beschreibung, die auch auf grundsätzliche Fragen des Natriumdampflichtes eingeht.

Anschliessend geben wir einem Artikel von anderer Seite (Osram A.-G.) Raum, der allgemein den technischen Stand der verschiedenen Entladungslampen als praktisch brauchbare Lichtquellen behandelt. (Red.)

A l'occasion de la première semaine de la lumière zurichoise, un tronçon de route de 1 km environ, entre Schlieren et Altstetten, fut muni d'un système d'éclairage utilisant comme sources lumineuses des lampes à décharge à remplissage de vapeur de sodium. Ce nouveau système fut fortement remarqué, ce qui nous engagea à en demander une description à la maison Philips-Lampes A.-G., à Zurich, qui a exécuté l'installation. Nous publions ci-dessous cette description qui contient également une étude des questions fondamentales touchant la lumière produite par la vapeur de sodium.

Immédiatement après, nous publions une étude d'une autre maison (Osram S. A.) qui traite en général de l'état actuel des diverses lampes à décharge en tant que sources lumineuses pratiquement utilisables. (Red.)