

Thermische Lichtbögen hoher Temperatur und niedriger Brennspannung.

Von

G. BUSZ und W. FINKELNBURG.

Mit 12 Figuren im Text.

(Eingegangen am 7. Mai 1954.)

Es wird ein in Argon bzw. Stickstoff von Atmosphärendruck bei Stromstärken bis 500 Amp zwischen gekühlten Metallelektroden frei brennender Lichtbogen elektrisch und spektroskopisch untersucht. Bei Gleichstrombetrieb wurden Stromspannungs-Charakteristiken bei verschiedenen Bogenlängen gemessen und Werte für die Summe von Kathoden- und Anodenfall extrapoliert. Bei Wechselstrombetrieb wurde ein ausgesprochener Gleichrichtereffekt festgestellt. Im Einklang mit der Beobachtung von Linien des zwei- und dreifach ionisierten Trägergases ergaben spektroskopische Temperaturmessungen für die Plasmatemperatur in der Säulenachse je nach den Bedingungen Werte zwischen 18000 und 30000° K. Aus der sehr geringen Bogenbrennspannung, deren Mindestwert mit 7,5 V noch weit unter der Anregungsspannung des Trägergases liegt, und der hohen Plasmatemperatur wird geschlossen, daß die Ionisation im gesamten Bogen rein thermisch erfolgt. Auf dieser Grundlage wird der Bogenmechanismus im einzelnen diskutiert.

1. Einleitung.

Wir haben kürzlich ohne Angabe von Einzelheiten mitgeteilt, daß wir an einem in Argon von Atmosphärendruck bei Stromstärken oberhalb 100 Amp zwischen gut gekühlten Metallelektroden brennenden thermischen Lichtbogen eine minimale Brennspannung gemessen haben, die mit 7,5 V noch um mehrere Volt unter der ersten Anregungsspannung des Trägergases liegt [1]. Da auch die spektroskopisch gemessene Plasmatemperatur dieses freibrennenden Bogens von maximal 30000° K bisher nur in künstlich eingeschnürten Bögen wesentlich höherer Brennspannung bekannt war, sollen im folgenden unsere Behauptungen über diesen neuartigen Bogen belegt und unsere Vorstellungen über seinen Mechanismus behandelt werden.

2. Experimentelles.

Der von uns untersuchte Bogen entspricht im wesentlichen dem in der Technik benutzten Schutzgas-Schweißbogen mit der entscheidenden Ausnahme, daß als Anode eine gut wassergekühlte Kupferplatte oder Kupferkalotte verwendet wird. Gemäß Fig. 1 brennt der mit Gleichspannung betriebene Bogen, dessen Länge zwischen 0,5 und mehr als 20 mm variiert werden kann, zwischen einem als Kathode geschalteten angespitzten Wolframstab von 3 bis 5 mm Durchmesser und der gut

gekühlten Kupferanode. Der Wolframstab ist nur an seinem oberen Ende durch Wasser gekühlt und erreicht dadurch an seiner Brennspitze zwar Weißglut, ohne aber nach Ausweis des Spektrums merkbar zu verdampfen. Aus der den kathodischen Wolframstab umgebenden Ringdüse strömt technisches Schweißargon (Verunreinigung etwa 1%) oder ein anderes zu untersuchendes Gas, wobei sich ein Gasstrom von etwas über 0,1 l/sec als günstig erwiesen hat. Das die dünne anodische Kupferkalotte kühlende Wasser strömt aus dem vertikalen Rohr von unten direkt gegen die anodische Ansatzstelle des Bogens. Durch diese gute Kühlung wird

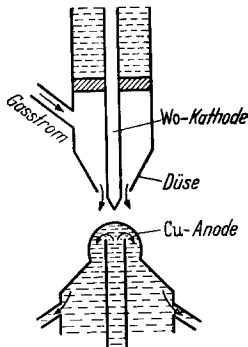


Fig. 1. Schematischer Aufbau des Hochtemperaturbogens.

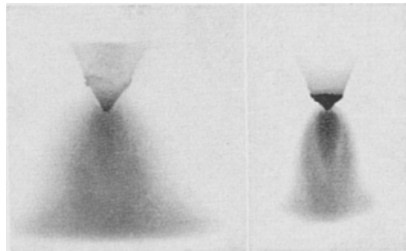


Fig. 2. Aufnahmen des Bogens: Links 500 Amp-Argonbogen, rechts 200 Amp-Stickstoffbogen.

eine Verdampfung des Anodenmetalls vermieden. Gezündet wurde der Bogen durch kurzzeitiges Überbrücken des Elektrodenzwischenraumes mit einem Wolframstab. Fig. 2 zeigt Aufnahmen des 500 Amp-Argonbogens und des 200 Amp-Stickstoffbogens bei 10 mm Bogenlänge und gibt eine Vorstellung von der Geometrie des Bogenplasmas. Erscheinung, Spektrum und elektrische Daten des Gleichstrombogens ändern sich nicht merklich, wenn man die Kupferanode durch eine entsprechend großflächige Kohleanode ersetzt.

3. Strom-Spannungscharakteristik und andere elektrische Daten des Bogens.

Fig. 3 zeigt eine nach der üblichen Methode bei einer Bogenlänge von 2 mm gemessene Strom-Spannungscharakteristik des Argon-Hochstrombogens. Mit zunehmender Stromstärke sinkt die Brennspannung zunächst in der von allen freibrennenden Bögen her bekannten Weise bis zu einem bei etwa 150 Amp liegenden Minimum, um bei größeren

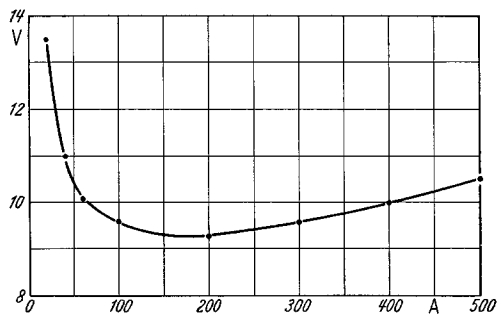


Fig. 3. Strom-Spannungscharakteristik des 2 mm-Argonbogens.

Stromstärken wieder langsam anzusteigen. Die Charakteristik des Stickstoffbogens zeigt das gleiche Verhalten, doch liegt das Brennspannungsminimum hier zwischen 200 und 300 Amp. In beiden Fällen verschiebt sich das Minimum mit zunehmender Bogenlänge zu kleineren Stromstärken. Auf die Deutung des Spannungsanstieges im Bereich großer Stromstärken kommen wir unten zurück.

Bis herunter zu 0,5 mm behält der Bogen seine axialsymmetrische Form zwischen den beiden Elektroden unverändert bei und erst bei noch kleinerer Bogenlänge wird die verbleibende Restsäule seitlich aus der Achse der beiden Elektroden abgedrängt. Die Brennspannung hängt

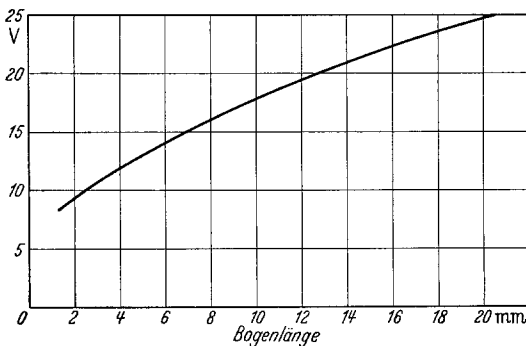


Fig. 4. Abhängigkeit der Brennspannung des 200 Amp-Argonbogens von der Bogenlänge.

nach unseren Untersuchungen nicht nur vom Ausmaß der Anodenkühlung, sondern anscheinend auch vom Betrag der Verunreinigung des Argons ab. Die bei 0,5 mm Bogenlänge, guter Anodenkühlung und ziemlich reinem Argon gemessene minimale Brennspannung beträgt beim Argonbogen 7,5 V. Da bei der angegebenen Bogenlänge von 0,5 mm immer noch ein von größeren Bogenlängen her extrapolierter Spannungsabfall von der Größenordnung eines Volt über dem verbleibenden Säulenrest liegen dürfte, folgt aus der gemessenen Brennspannung für die Summe von Kathoden- und Anodenfall dieses extrem kurzen Bogens ein Wert von $6,5 \pm 0,5$ V. Beim etwa 2 mm langen Stickstoffbogen lag die geringste gemessene Brennspannung mit 14 V zwar merklich höher als in Argon, aber noch eindeutig unter der Ionisierungsspannung des Trägergases. Messungen bei sehr kurzem Bogen waren durch lokales Schmelzen der Anode bei der hohen Stromdichte dieses Bogens erschwert. Aus einer Abschätzung des Säulengradienten folgt für die Summe von Kathoden- und Anodenfall ein Minimalwert von etwa 12 V. Diese liegt also eindeutig höher als bei dem entsprechenden Bogen in Argon.

Fig. 4 zeigt die Abhängigkeit der Brennspannung des Argonbogens von dessen Länge für die konstant gehaltene Stromstärke von 200 Amp. Man erkennt, daß die Extrapolation auf die Bogenlänge Null vom Verlauf des Gradienten im letzten Millimeter vor der Kathode abhängt, aber etwa auf den oben für die Summe von Kathoden- und Anodenfall gefundenen Wert hinführt. Aus Fig. 4 folgt ferner, daß die Bogenspannung auch bei größeren Bogenlängen ungewöhnlich niedrig bleibt, und

erst bei einer Länge von 7 mm den Wert der Ionisierungsspannung des Trägergases erreicht. Leider ist es nicht ohne weiteres möglich, aus Fig. 4 auf den Gradienten der Bogensäule zu schließen, weil wir Grund zu der Annahme haben, daß der Anodenfall von der Bogenlänge nicht unabhängig ist. Immerhin ist der Säulengradient in den kathodennahen Gebieten großer Stromdichte erwartungsgemäß höher als in den anodennahen Gebieten geringerer Stromdichte. Versuche, den Potentialverlauf zwischen den Elektroden in der von einem von uns früher verwendeten Weise mit Sonden abzutasten [2], haben bisher zu keinem schlüssigen Ergebnis geführt, da die Potentialdifferenz zwischen Sonde und Plasma in ihrer Temperaturabhängigkeit noch nicht sicher erfaßt werden konnte. Die

Potentialsondenmessungen haben aber zweifelsfrei ergeben, daß der Potentialverlauf zwischen den Elektroden monoton ist, wie man es für einen thermischen Bogen erwarten sollte und nicht etwa Maxima und Minima zeigt.

Über die Stromdichte haben wir bisher nur relativ grobe Abschätzungen auf Grund spektroskopischer Durchmesserbestimmungen ausgeführt. Danach haben wir 4 mm unter der Kathode (Gebiet höchster Temperatur) mit einer Stromdichte von etwa 2000 Amp/cm² zu rechnen. Zur Anode hin fällt die Stromdichte ab und erreicht an ihr bei sehr kurzem Bogen etwa 1000 Amp/cm², um beim 10 mm-Bogen auf Werte von einigen 100 Amp/cm² an der Anode abzufallen. Diese Daten sollen durch eine in der Entwicklung befindliche verbesserte Sondenmethode noch geprüft und erweitert werden.

4. Spektroskopische Analyse des Bogens.

In dem hauptsächlich untersuchten Stromstärkebereich oberhalb 100 Amp werden nur in den Außenbezirken die Linien des neutralen Argons emittiert, während in der Bogenachse und im gesamten kathodennahen Bereich von etwa 4 mm Ausdehnung nur die Linien des einfach und zweifach ionisierten Argons erscheinen (Fig. 5). Linien des dreifach ionisierten Argons sind in dem erfaßten Spektralbereich nicht bekannt, wohl dagegen Linien des dreifach ionisierten Stickstoffs, und diese wurden im 200 Amp-Stickstoffbogen auch gefunden. Bei diesen Angaben ist natürlich berücksichtigt, daß auf den Spektrographenspalt stets

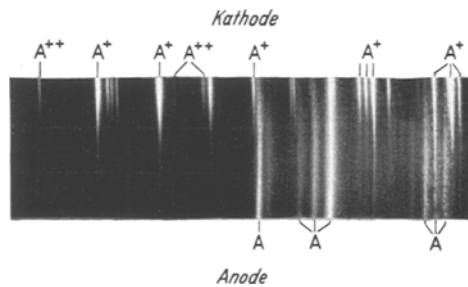


Fig. 5. Ausschnitt aus dem Spektrum des Argonbogens, aufgenommen bei zur Bogenachse parallelem Spektrographenspalt.

Zonen verschiedener Temperatur projiziert werden und deshalb die spektralphotometrisch erfaßte Intensitätsverteilung über den Bogen mittels der ABELSchen Integralgleichung auf die wirkliche radiale Verteilung umgerechnet werden muß. Spektrallinien des Wolframs ebenso wie des Kupfers konnten im Spektrum des stabil brennenden Argonbogens nicht nachgewiesen werden. Die starke Emission der Linien des ein- und zwei fach ionisierten Argons deutet auf eine sehr hohe Bogen-temperatur hin; auf die quantitative Auswertung der Spektren zur Temperaturmessung kommen wir unten zurück. Auffallend ist das verschiedene Aussehen der verschiedenen Argonlinien. Sämtliche Linien des neutralen Argons wie Stickstoffs sind stark einseitig verbreitert

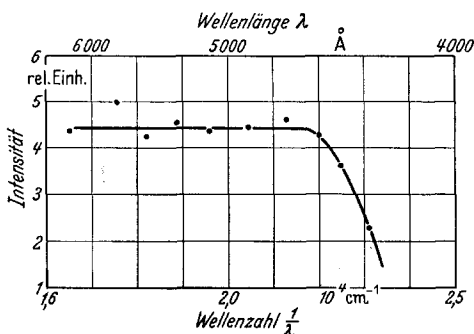


Fig. 6. Relative Intensitätsverteilung des Argon-Kontinuums bezogen auf gleiche Wellenzahlbereiche.

(Halbwertsbreite etwa 2 Å) und zeigen eine scharfe Kante auf der violetten Seite. Demgegenüber zeigen die Linien des A^+ und A^{++} wie die des N^+ , N^{++} und N^{+++} eine völlig symmetrische Verbreiterung. Den Linien überlagert ist ein intensives Kontinuum, dessen Intensitätsverteilung für Argon durch Anschluß an ein Strahlungsnormal (Homogenkohlebogenkrater) ausgemessen

wurde. Gemäß Fig. 6 ist die auf gleiche Wellenzahlbereiche bezogene Intensität I_ν dieses Kontinuums vom langwelligen Ende bis 4300 Å konstant, um dann nach kürzeren Wellen zu scharf abzufallen. Das Kontinuum zeigt also ein Verhalten, wie man es für ein Elektronenbremskontinuum geringer optischer Dicke zu erwarten hat [3]. Die Intensitätsverteilung dieses Kontinuums ist nahe der Kathode und nahe der Anode annähernd gleich, obwohl die Achsentemperatur bei langem Bogen von der Kathode zur Anode hin stark abnimmt (30000 \rightarrow 18000° K). Eine deutlich sichtbare blaue Färbung des Bogenkernes unterhalb der Kathode, die sich mit zunehmender Stromstärke in Richtung Anode ausbreitet, ist durch die Verschiedenheit des Linienspektrums bedingt: Im heißesten Säulengebiet kurz unterhalb der Kathode fehlen die Linien des neutralen Argons vollständig, und dort werden ausschließlich die bevorzugt im blauen Spektralgebiet liegenden Linien der verschiedenen Ionisationsstufen des Argons emittiert, während mit zunehmendem Abstand von der Kathode die Intensität dieser Linien abklingt und die des neutralen Argons die weißliche Bogenfarbe zu bestimmen beginnen.

5. Die Bestimmung der Temperatur in den verschiedenen Bogengebieten.

Die Temperaturmessungen beruhen auf der unten noch zu begründenden, unseres Erachtens durch unsere Ergebnisse bestätigten Annahme des lokalen thermischen Gleichgewichts und damit rein thermischer Anregung im gesamten Bogen. Mittels der bekannten Werte der Ionisierungsspannung des Argons und seiner höheren Ionisationsstufen wurde daher aus dem üblichen System von SAHA-Gleichungen die Zusammensetzung des Argonplasmas als Funktion der absoluten Temperatur berechnet [4]. Nach der so erhaltenen Fig. 7 ist das Auftreten intensiver Linien des A^{++} nur möglich, wenn die Temperatur in dem emittierenden Bereich weit über der für frei brennende Bögen bisher gefundenen Maximaltemperatur von etwa 12000°K liegt. Die Messung hat diesen Schluß bestätigt. Hierzu wurde der senkrecht stehende Bogen in verschiedenen Abständen von der Kathode auf dem horizontalen Spalt eines stigmatisch abbildenden $5,5\text{ m}$ Gitters von 120000 Strichen abgebildet und der Intensitätsverlauf von einer Anzahl Linien des A und A^{+}

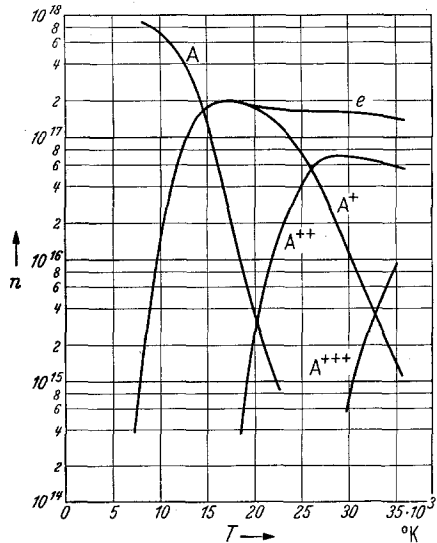


Fig. 7. Zusammensetzung des Argonplasmas bei Atmosphärendruck als Funktion der absoluten Temperatur.

über den Bogendurchmesser photometriert und mittels der ABELSchen Integralgleichung auf radialen Verlauf der Emission umgerechnet. Die Temperaturverteilung läßt sich dann nach einem den Astrophysikern schon lange bekannten, von LARENZ und BARTELS in die Bogenphysik eingeführten Verfahren [5] ermitteln. Man kann nämlich unter Benutzung der zur Berechnung der Fig. 7 verwendeten Formeln und der bekannten Anregungsspannung je einer Spektrallinie des A und A^{+} (bzw. N und N^{+}) deren relativen Verlauf der Emissionsintensität mit der Temperatur berechnen und erhält die in Fig. 8 gezeigten Kurven. Dabei geht die Anregungsspannung der Linie so wenig ein, daß sich das Intensitätsmaximum im ganzen Bereich der möglichen Anregungsspannungen um höchstens $\pm 300^{\circ}$ verschieben kann. Die Kurven in Fig. 8 gelten also für alle gemessenen Linien. Ihr Verlauf kommt qualitativ dadurch zustande, daß zunächst mit steigender Temperatur die Zahl der angeregten Atome zunimmt, während jenseits einer charakteristischen, dem Intensitätsmaximum entsprechenden Temperatur die

Linienintensität dadurch abnimmt, daß infolge Ionisierung der emittierenden Atome oder Ionen deren Zahl wieder abnimmt. In unserem Bogen

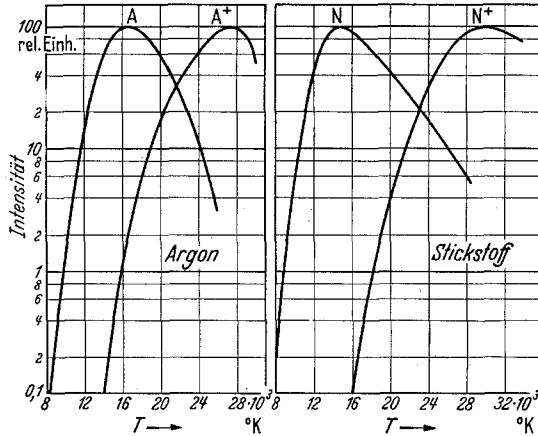


Fig. 8. Relative Abhängigkeit der Linienintensitäten von neutralem und einfach ionisiertem Argon sowie von neutralem und einfach ionisiertem Stickstoff von der absoluten Temperatur.

zeigte nun der radiale Intensitätsverlauf der Linien des neutralen Argons tatsächlich ein Maximum, das in einer kathodennahen Ebene etwa

1,5 mm, an der Anode 3 bis

3,5 mm von der Säulenachse

entfernt lag. Nach Fig. 8 herrscht

in dieser Zone also die Temperatur

von 16000° K. Für die Linien

des A^+ ergab sich bei 500 Amp

Bogenstromstärke nahe der Kathode

ein Intensitätsmaximum

wenige Zehntel Millimeter von

der Bogenachse. Aus der Tatsache,

daß dieser Zone nach Fig. 9

eine Temperatur von 28000° K

entspricht, schließen wir auf eine

Achsentemperatur von 30000° K,

die wegen der Nähe zu der charakteristischen,

genau bestimmbaren

Temperatur von 28000° K auf

wenige Prozent genau sein dürfte.

Beim 200 Amp-Bogen fehlt an

dieser Stelle das Maximum der

A^+ -Linien, doch schließen wir aus dem unten zu besprechenden

radialen Temperaturverlauf, daß die Achsentemperatur bei 25000° K

liegen muß. Beim Stickstoff-Hochstrombogen liegen die Temperaturen in der gleichen

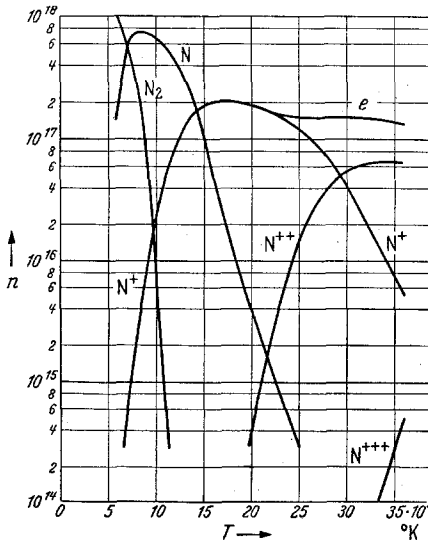


Fig. 9. Zusammensetzung des Stickstoffplasmas bei Atmosphärendruck als Funktion der absoluten Temperatur

liegen muß. Beim Stickstoff-Hochstrombogen liegen die Temperaturen in der gleichen

Höhe, wie ihre Bestimmung mit Hilfe zweier Linien ergab, deren relativen Intensitätsverlauf Fig. 8 zeigt. Beim 500 Amp-Stickstoffbogen z. B. liegt das 30000°-Maximum der N^+ -Linie 3437 Å etwa 0,2 mm von der Säulenachse entfernt. Fig. 9 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Zusammensetzung des Stickstoffplasmas.

Mit der geschilderten Methode haben wir die 16000° K-Isotherme im 200 Amp-Argonbogen ziemlich genau festgelegt. Der Verlauf der Isothermen zwischen 16000 und 13000° K konnte aus der Messung der Halbwertsbreiten der Linien des neutralen Argons ermittelt werden. Bei der hohen Elektronen- und Ionendichte des Plasmas sind diese Linien nämlich wegen des quadratischen STARK-Effekts verbreitert, und diese Verbreiterung infolge der Wirkung des räumlich und zeitlich inhomogenen elektrischen Feldes, das die umgebenden Elektronen und Ionen am Ort des emittierenden Atoms erzeugen, ist bei großer Elektronendichte wesentlich größer als die normale Stoßverbreiterung. Nach der Theorie ist die photometrisch direkt meßbare Halbwertsbreite proportional der $4/3$ ten Potenz der Elektronendichte im Plasma, die ihrerseits wieder nach Fig. 7 eine eindeutige bekannte Funktion der Temperatur ist [6]. Aus der gemessenen Halbwertsbreite unserer Argonlinien in den verschiedenen Bogengebieten können wir also die Temperatur dieser Bogengebiete bestimmen, nachdem wir die Methode geeicht haben. Nun folgt aus Fig. 7, daß die Elektronendichte oberhalb 16000° K praktisch konstant ist, und die 16000°-Isotherme haben wir aus dem Intensitätsmaximum der Ar-Linien bestimmt. Wir ordnen demgemäß die in der 16000°-Zone gemessene Halbwertsbreite von 2,4 Å dieser Temperatur zu und erhalten dann für alle kleineren Breiten die entsprechenden Temperaturwerte. Die Methode ist bis herab zu etwa 13000° K anwendbar; ihre untere Temperaturgrenze ist dadurch bestimmt, daß die normale Stoßverbreiterung relativ zur STARK-Effektverbreiterung eine merkliche Rolle zu spielen beginnt.

Über den Temperaturverlauf in den Außenzonen des Bogens haben wir mit einer völlig anderen Methode Aufschluß zu erhalten versucht. Röntgenblitzaufnahmen des Bogens, die Herr Dipl.-Phys. HERMANN im Werkstoffhauptlaboratorium der Siemens und Halske AG. in Berlin durchgeführt hat, gestatten nämlich, da die Absorption der verwendeten weichen Röntgenstrahlung von der Argongasdichte abhängt, den radialen Dichteverlauf des Argons in den Außenzonen des Bogens zu bestimmen und daraus die entsprechenden Temperaturwerte zu berechnen. Die Ergebnisse sämtlicher geschilderten Temperaturmeßmethoden sind in Fig. 10 zusammengestellt, in der das Temperaturfeld des 200 Amp-Argon-Hochstrombogens im Bereich unter 16000° K gezeichnet ist.

Der Verlauf der 12000° K-Isotherme im Bogen ist von besonderer Bedeutung, weil die Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit des

Plasmas als Funktion der Temperatur (Fig. 11) ergeben hat, daß die Leitfähigkeit unterhalb 12000°K gegenüber der oberhalb 12000°K in größter Näherung vernachlässigt werden kann. Wir glauben also, daß der wesentliche Teil des elektrischen Stromes innerhalb des durch die 12000° -Isotherme begrenzten Bogengebietes fließt. Dementsprechend bezeichnen wir den Durchmesser der 12000° -Isotherme als den effektiven elektrischen Durchmesser des Bogens und bestimmen aus diesem interpolierten Wert und der bekannten Stromstärke die Stromdichtewerte, die wir vorne bereits angegeben haben.

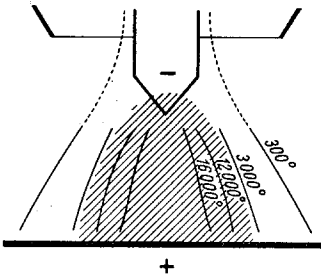


Fig. 10. Temperaturfeld des 200 Amp-Argonbogens von 10 mm Länge.

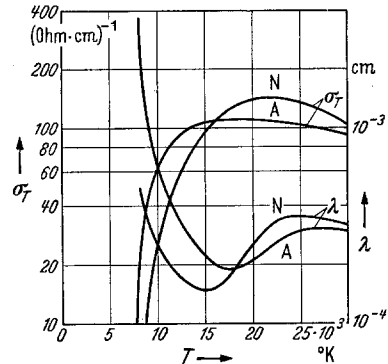


Fig. 11. Temperaturabhängigkeit der freien Elektronenweglänge λ_e und der elektrischen Leitfähigkeit σ für Argon und Stickstoff bei Atmosphärendruck.

Wie extrem die Plasmaverhältnisse im heißesten Punkt des 500 Amp-Bogens liegen, erkennt man, wenn man aus Fig. 7 die Zusammensetzung des Argonplasmas bei der gemessenen Maximaltemperatur von 30000°K entnimmt. Bei dieser Temperatur haben wir im Plasma je cm^3 $1,6 \cdot 10^{17}$ freie Elektronen, $7 \cdot 10^{16}$ A^{++} -Ionen, $1,1 \cdot 10^{16}$ A^{+} -Ionen und $1 \cdot 10^{15}$ A^{+++} -Ionen, während die Zahl der neutralen Argonatome je cm^3 um etwa eine Größenordnung geringer ist. 66% aller Plasmateilchen sind bei dieser Temperatur also freie Elektronen, 29% sind doppelt ionisierte Argonatome, 4,6% A^{+} -Ionen und praktisch der Rest A^{+++} -Ionen. Wir haben es hier also mit Verhältnissen zu tun, die im stationären Gleichgewicht sonst nur in stark eingeschnürten Bögen [4] sowie unter der Photosphäre von Fixsternen zu finden sind.

6. Beweis für thermisches Gleichgewicht im Bogen.

Mit den zur Ermittlung der hohen Achsentemperatur benutzten spektroskopischen Methoden erfassen wir genau genommen nur die Elektronentemperatur und müssen daher jetzt diskutieren, welchen Beweis wir für die Existenz echten thermodynamischen Gleichgewichts in den einzelnen Bogengebieten haben. Der Gedankengang ist der folgende: Bei der Temperatur T führen die Elektronen eine ungeordnete Wärme-

bewegung mit der mittleren Geschwindigkeit

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3 \hbar T}{m}}$$

aus, wobei sie jeweils nach der aus der Plasmazusammensetzung (Fig. 7) und den bekannten Wirkungsquerschnitten der positiven Ionen [7] berechenbaren mittleren freien Weglänge λ_e mit einem anderen Plasmateilchen zusammenstoßen. Fig. 10 zeigt die berechnete Temperaturabhängigkeit der freien Elektronenweglängen und der spezifischen Leitfähigkeiten in Argon und Stickstoff. Diesen ungeordneten thermischen

Tabelle 1. Charakteristische Daten für das Argon- und Stickstoffplasma.
(Für die Zeilen 1 bis 6 stimmen die Daten für Stickstoff mit denen für Argon praktisch überein.)

	Argon		
Temperatur	30000° K	18000° K	12000° K
Mittlere thermische Energie in eV	4	2,4	1,6
Mittlere thermische Elektronengeschwindigkeit v_{th} in cm/sec	$1,2 \cdot 10^8$	$7,8 \cdot 10^7$	$6,3 \cdot 10^7$
Mittlere Elektronendriftgeschwindigkeit in Feldrichtung v_E in cm/sec	$1,3 \cdot 10^5$	$4,2 \cdot 10^4$	$6,5 \cdot 10^4$
Mittlere freie Elektronenweglänge λ_e in cm	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Mittlere Stoßzahl je Elektron und sec.	$4 \cdot 10^{11}$	$3,9 \cdot 10^{11}$	$4,2 \cdot 10^{11}$
	Argon	Stickstoff	
Massenverhältnis Elektron/Atom	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	
Ionisierungsspannung in eV			
$A \rightarrow A^+$ bzw. $N \rightarrow N^+$	15,76	14,15	
$A^+ \rightarrow A^{++}$ bzw. $N^+ \rightarrow N^{++}$	27,64	29,41	
$A^{++} \rightarrow A^{+++}$ bzw. $N^{++} \rightarrow N^{+++}$	40,94	47,36	

Bewegungen überlagert ist eine Driftbewegung im elektrischen Feld E , deren Geschwindigkeit aus der ebenfalls berechenbaren Elektronenbeweglichkeit b_e zu

$$v_E = b_e E$$

folgt. Aus den in Tabelle 1 angegebenen Daten ergibt sich, daß die thermische Geschwindigkeit der Elektronen bei 30000° K rund 1000mal größer ist als ihre Driftgeschwindigkeit im elektrischen Feld. Um also in Feldrichtung die Strecke λ_e vorzurücken und dabei aus dem Feld die Energie $\lambda_e eE$ zu entnehmen, muß ein Elektron im Mittel 1000 Zusammenstöße erleiden. Nun kann es bei jedem Stoß mit einem Argonatom bzw. -ion nach den Stoßgesetzen den Bruchteil $2m_e/M_A = 2,8 \cdot 10^{-5}$ seiner Energie übertragen. Thermisches Gleichgewicht muß also dann vorliegen, wenn das Elektron in diesen 1000 Stößen mehr Energie auf die schweren Plasmateilchen zu übertragen vermag, als es in der gleichen

Zeit aus dem Feld entnimmt. Aus Tabelle 1 ersieht man, daß ein Elektron bei der Temperatur von $30\,000^\circ\text{K}$ im Mittel in jedem Stoß $1,1 \cdot 10^{-4}\text{eV}$ auf ein schweres Plasmateilchen übertragen kann, bei 1000 Stößen also $0,11\text{eV}$. Da es in der gleichen Zeit im Mittel um eine freie Weglänge $\lambda_e = 3 \cdot 10^{-4}\text{cm}$ in Feldrichtung vorrückt, und dabei aus dem Feld den Energiebetrag $e\lambda_e E$ entnimmt, haben wir thermisches Gleichgewicht zu erwarten, solange in unserem Bogen

$$e\lambda_e E < 0,11\text{eV},$$

d.h. die Feldstärke kleiner als 350V/cm ist. An der Anode mit $T = 18\,000^\circ\text{K}$ ergibt die gleiche Abschätzung eine Grenzfeldstärke von 600V/cm . Diese Bedingungen sind offensichtlich im gesamten Bogen mit Ausnahme höchstens der letzten freien Weglänge vor den beiden Elektroden mit Sicherheit erfüllt. Nun könnte man gegen diese Rechnung einwenden, daß ihr die unter der Annahme des thermischen Gleichgewichts berechnete Plasmazusammensetzung (Fig. 7) zugrunde gelegt worden ist. Sollten aber Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht vorhanden sein, so könnten diese bei gegebener Elektronentemperatur nur in Richtung geringerer Gastemperatur, d.h. größerer Argondichte und damit kleinerer freier Weglängen λ_e liegen. Dadurch aber würde die Zahl der den thermischen Ausgleich bewirkenden Elektronenstöße mit Argonteilchen relativ zu der obigen Rechnung noch vergrößert, und der Ausgleich zwischen Elektronen- und Gastemperatur noch besser werden. Die unserer ganzen Arbeit zugrunde liegende Annahme der Existenz lokalen thermischen Gleichgewichts im Bogen ist also sicher berechtigt.

7. Verhalten des Argon-Hochstrombogens bei Wechselstrom. Gleichrichtereigenschaft des Bogens.

Alle bisher behandelten Untersuchungen am Argon-Hochstrombogen beziehen sich auf den mit Gleichspannung betriebenen Bogen, weil nur in ihm die verschiedenen Bogengebiete klar getrennt im stationären Gleichgewicht beobachtet werden können. Der Bogen brennt aber auch mit Wechselstrom, vorausgesetzt, daß die Stromstärke oberhalb eines von der Bogenlänge abhängigen Mindestwertes bleibt, der für einige Millimeter Bogenlänge bei etwa 50Amp liegt. Die spektroskopische Untersuchung dieses Wechselstrombogens ergab, daß die Plasmazusammensetzung von der des Gleichstrombogens nicht wesentlich verschieden ist. Erwartungsgemäß zeigt der Bogen einen sehr ausgeprägten Gleichrichtereffekt, indem er nur in der Wechselstromhalbperiode wieder zündet, in der die glühende Wolframspitze Kathode ist, während er in der jeweils anderen Halbperiode wegen der intensiven Kühlung der Kupferanode bei nicht zu hoher Spannung bzw. nicht zu kurzem Bogen

nicht zünden kann. Die am Bogen liegende Wechselspannung zeigt daher den in Fig. 12 gezeigten Verlauf. Da der Bogen bei einer angelegten Wechselspannung von 220 V in der Brennperiode mit einer Spannung von wenig über 8 V brennt, stellt er einen Gleichrichter dar, dessen Wirkungsgrad über 96% liegt und die Gleichrichtung von Leistungen bis über 100 kW (beispielsweise 380 V 300 Amp) ermöglicht.

8. Zum Mechanismus des Hochtemperaturbogens niedriger Brennspannung.

Wir haben nun noch zu untersuchen, was man zur Zeit über den Mechanismus des beschriebenen Hochstrombogens sehr hoher Temperatur und sehr geringer Brennspannung aussagen kann. Wir glauben, daß die hohe Temperatur und die niedrige Brennspannung ursächlich miteinander verknüpft sind und wir diesen Bogen als einen bisher noch nicht diskutierten Extremfall eines thermischen Bogens ansehen müssen.

Der Ersatz der durch Abwanderung und Rekombination verlorengehenden Ladungsträger muß durch thermische Ionisation erfolgen, weil bei den gemessenen Brennspannungen die Potentialdifferenzen über eine freie Weglänge auch in den Fallgebieten weit unter der ersten Anregungsspannung liegen und darum an keiner Stelle im Bogen Feldionisation (auch nichtstufenweise) eintreten kann. Aus der mittleren thermischen Energie der Elektronen von 4 eV im Gebiet höchster Temperatur aber folgt unter Berücksichtigung der MAXWELL-Verteilung, daß 2% aller Elektronen eine kinetische Energie besitzen, die die Ionisierungsenergie des neutralen Argons übersteigt, und jedes dieser Elektronen führt beim Fortschreiten in Feldrichtung je Millimeter $6 \cdot 10^5$ Stöße mit Argon-Atomen bzw. Ionen aus, so daß selbst bei der Annahme, daß der gesamte radiale Energieverlust von einer Trägerdiffusion herrührt, die Stoßzahl zur Erhaltung der Trägerdichte ausreicht. Der Bogenmechanismus muß lediglich dafür sorgen, daß die hohe Temperatur auch erhalten bleibt. Die radial aus der Bogensäule abströmende Energie wird wie üblich (ELENBAAS-HELLER-Theorie) durch die von der Säule aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie ($J \cdot U_s$) ersetzt. Wegen der Drift der Elektronen im elektrischen Feld strömen aber ferner dauernd Elektronen hoher Temperatur aus der Säule in die Anode ein, während von der Kathode solche niedriger Temperatur nachgeliefert werden. Letztere müssen folglich auf die hohe Bogentemperatur aufgeheizt werden, wozu

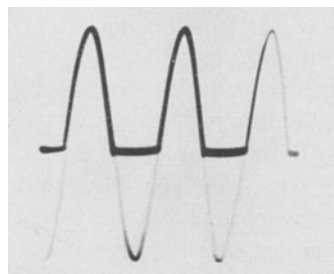


Fig. 12. Oszillogramm der am gleichrichtenden Argon-Wechselstrombogen liegenden 220 V-Spannung. (Die nichtgleichgerichtete Klemmenspannung ist als schwache Kurve überlagert.)

je Elektron die mittlere Energie von 4 eV erforderlich ist. Wir schließen daraus, daß der Kathodenfall mindestens 4 V betragen muß¹, aber auch nicht wesentlich höher zu sein braucht, in Übereinstimmung mit unserem Ergebnis, daß selbst bei sehr kurzem Bogen für die Summe von Kathoden- und Anodenfall etwa 6 V zur Verfügung stehen.

Daß nach dieser Überlegung der Kathodenfall von der Plasmatemperatur vor der Kathode und damit von der Stromstärke abhängen muß, dürfte teilweise den oben erwähnten Befund (Fig. 3) erklären, daß im Bereich größerer Stromstärken die Bogenbrennspannung mit der Stromstärke leicht zunimmt. Für diesen Effekt muß mit verantwortlich sein die aus Fig. 11 hervorgehende geringe Abnahme der elektrischen Plasmaleitfähigkeit bei sehr hoher Temperatur. Sie beruht darauf daß mit zunehmendem Ionisierungsgrad die Elektronenbremsung in zunehmendem Maß durch die Ionen mit ihrem großen Stoßquerschnitt statt durch die neutralen Atome mit ihrem geringen RAMSAUER-Querschnitt erfolgt.

Über die Verhältnisse an der Kathode wissen wir zunächst aus der Beobachtung, daß wir es mit einem brennflecklosen Bogen zu tun haben, bei dem nach ECKER und BAUER [8] die Wolframkathode in der Lage ist, die erforderliche Elektronenstromdichte von maximal 10^4 Amp/cm² thermisch zu emittieren. Die dazu erforderliche Aufheizung der Kathode auf eine Temperatur von knapp 3000° K erfolgt im allgemeinen durch die am kathodenseitigen Ende der Säule thermisch erzeugten positiven Ionen, die im Kathodenfall beschleunigt werden und dann an der Kathode ihre kinetische und potentielle Energie abgeben. Die Energiebilanz zeigt für diesen Fall, daß im Kathodenfallgebiet etwa 20% des Stromes (beim 200 Amp-Bogen also 40 Amp) durch Ionen getragen werden, der Rest durch Elektronen. Die am kathodenseitigen Ende der Säule für die Erzeugung der Ionen aufzuwendende Leistung von rund 800 W wird also durch die Ionen zur Kathode transportiert und deckt dort die Austrittsarbeit für den thermischen Elektronenstrom von 160 Amp. Bei dieser Rechnung wird angenommen, daß die sonstigen Verluste der glühenden Kathode (Strahlung und Wärmeleitung) durch andere Mittel als die Ionen, insbesondere durch Strahlung aus der Säule, gedeckt werden. Dieser übliche Kathodenmechanismus des thermischen Bogens (ebenso wie der Anodenmechanismus) wird nun beim Hochtemperaturbogen dadurch modifiziert, daß beide Fallgebieten von schnellen thermischen Elektronen aus den benachbarten Säulengebieten

¹ Eine ähnliche Abschätzung des Kathodenfalls für eine Niederdruckentladung hoher Elektronentemperatur, aber niedriger Gastemperatur ist in einer älteren, aus äußeren Gründen erst demnächst zur Veröffentlichung gelangenden Arbeit von K. SIEBERTZ durchgeführt worden. Vgl. auch die neue Arbeit von BRONDI, M.: Phys. Rev. **93**, 1136 (1954).

sozusagen überschwemmt werden. Dieser bei gewöhnlichen Bögen vernachlässigbare Effekt muß hier eine entscheidende Rolle spielen, weil die Spannungsabfälle in den beiden Fallgebieten kleiner oder von der gleichen Größenordnung sind wie die mittlere thermische Energie der Elektronen. Durch diese Überschwemmung der Fallgebiete mit thermischen Elektronen werden einerseits die Raumladungsverhältnisse in den Fallgebieten wesentlich verändert (insbesondere die positive Raumladung im Kathodenfallgebiet verkleinert), und andererseits wird durch klassische Wärmeleitung der Elektronen hoher Temperatur den beiden Elektroden zusätzlich Energie zugeführt. Dieser letztere Effekt ist besonders an der Kathode interessant und neu, wo eine große Zahl der energiereichsten thermischen Elektronen gegen das Feld des Kathodenfalles anlaufend in diesen eindringen und mit zum Teil erheblicher Energie die Kathode treffen können. Leider sind die Verhältnisse quantitativ noch schwer zu übersehen, weil sie entscheidend von der noch unbekanntem Temperatur des Plasmas dicht vor den Elektroden abhängen, wo es Wärmeleitungsgebiete geben muß, in denen die Temperatur von den hohen Werten der Säule auf die relativ sehr niedrigen der Elektroden abfällt. Als Ursache für die hohe Temperatur kann anscheinend nur ein äußerst geringes Wärmeleitvermögen des Plasmas, wenigstens in einem gewissen Temperaturbereich, angesehen werden. Darauf deutet auch die Tatsache, daß in wasserstabilisierten Bögen [4] zur Erzielung dieser Temperatur der 40 bis 50fache Energieumsatz je cm^3 erforderlich ist. Wir hoffen, in einer späteren Mitteilung auf das Problem der Wärmeleitung in den Randgebieten, d. h. vor den Elektroden ebenso wie zur umgebenden kühlen Atmosphäre hin, näher einzugehen und dann auch eine quantitativere Diskussion des Mechanismus unseres Hochtemperaturbogens liefern zu können.

Für Hilfe bei den der Arbeit zugrunde liegenden Messungen, Aufnahmen und Auswertungen danken wir Fräulein B. MIETH, für aufschlußreiche Diskussionen den Herren Dr. MAECKER, Dr. MÜLLER und Dr. PETERS.

Literatur.

- [1] BUSZ, G., u. W. FINKELNBURG: *Naturwiss.* **21**, 550 (1953). — [2] FINKELNBURG, W., and S. M. SEGAL: *Phys. Rev.* **80**, 2, 258. — [3] HAHN, O. TH., u. W. FINKELNBURG: *Z. Physik* **122**, 36 (1944). — MAECKER, H., u. T. PETERS: Erscheint demnächst in *Z. Physik*. — [4] BURHORN, F., H. MAECKER u. T. PETERS: *Z. Physik* **131**, 28 (1953). — [5] LARENZ, R. W.: *Z. Physik* **129**, 315, 327 (1953). — [6] UNSÖLD, A.: *Physik der Sternatmosphären*. Berlin 1938. — [7] MAECKER, H., u. T. PETERS: *Z. phys. Chem.* **198**, H. 5/6 (1951). — [8] BAUER, A.: *Z. Physik* **138**, 35 (1954). — ECKER, G.: *Z. Physik* **136**, 556 (1954).

Erlangen, Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG.