

THERMISCHE UNTERSUCHUNG EINES ELEKTRISCHEN HOCHSTROMLICHTBOGENS MIT PORÖSER, GASGEKÜHLTER ANODE*

ERNST R. G. ECKERT, PETER A. SCHOECK und EDGAR R. F. WINTER

Heat Transfer Laboratory, University of Minnesota

(Received 13 November 1961)

Zusammenfassung—An einem in Argon brennenden Hochstromlichtbogen mit Wolframkathode und gasgekühlter poröser Graphitanode wurden die folgenden Grössen gemessen: Strom und Spannung Kühlgasmenge (Argon), Oberflächentemperatur der Anode und des Anodenhalters und Temperaturprofil in drei Querschnitten der Lichtbogensäule. Die letztgenannten Werte wurden aus spektrographischen Aufnahmen gewonnen. Aus den Messwerten konnten der Wärmefluss in der Anodenoberfläche, der Wärmeverlust der Anode durch Strahlung und Leitung und die regenerativ durch das Kühlgas in den Brennraum zurückgeführte Wärmemenge berechnet und eine Wärmebilanz der Anode aufgestellt werden. Es ergab sich, dass durch Schwitzkühlung der Anodenverlust, der beim freibrennenden Bogen rund 80 Prozent der Bogenleistung beträgt, auf 20 Prozent verringert werden kann. Die die Energieübertragung vom Bogen auf die Anode bewirkenden physikalischen Vorgänge werden qualitativ beschrieben.

FORMELZEICHEN

A_m^u , Übergangswahrscheinlichkeit der Linie;
 E_m , Anregungsenergie der Linie;
 F , Anodenoberfläche;
 F_h , Äussere Oberfläche des Anodenhalters;
 g_m , Statistisches Gewicht des Anregungsterms der Linie;
 h , Planck'sches Wirkungsquantum;
 I , Elektrische Stromstärke;
 I_L , Intensität einer Spektrallinie;
 i_1 , Enthalpie des Kühlgases bei der Brennflecktemperatur T_1 ;
 i_2 , Enthalpie des Kühlgases bei der Anodentemperatur T_2 ;
 i_0 , Enthalpie des Kühlgases bei der Eintrittstemperatur T_0 ;
 k , Boltzmann'sche Konstante;
 L , Schichtdicke des Strahlers;
 \dot{m} , Mengenstrom des Kühlgases (Argon);
 n^- , Teilchendichte der Elektronen;
 n^+ , Teilchendichte der Ionen;
 n , Teilchendichte;
 \dot{n}^- , Teilchenstrom der Elektronen je Flächeneinheit;

\dot{n}^+ , Teilchenstrom der Ionen je Flächeneinheit;
 \dot{n}_s^- , Teilchenstrom der durch Ionisation gebildeten Elektronen je Flächeneinheit;
 Q_a , Wärmestrom vom Lichtbogen zur Anodenoberfläche;
 Q_g , Fühlbare Wärme des Bogenplasmas plus ca. 4 Prozent Kathodenverluste;
 Q_k , Wärmehaufnahme des Kühlgases in der Anode;
 Q_l , Wärmeverlust durch den Anodenhalter;
 Q_0 , Elektrische Lichtbogenleistung;
 Q_s , Strahlungsverluste der Anode;
 r , Radiale Entfernung von der Bogenachse;
 R , Lichtbogenradius;
 s , Dicke der Anode.
 T , Absolute Temperatur;
 T_0 , Zufusstemperatur des Kühlgases zum Anodenhalter;
 T_1 , Oberflächentemperatur des Brennfleckes;
 T_2 , Mittlere Anodenoberflächentemperatur ausserhalb des Brennfleckes;
 U , Elektrischer Spannungsabfall zwischen den Elektroden;
 v^- , Driftgeschwindigkeit der Elektronen;
 v^+ , Driftgeschwindigkeit der Ionen;

* Die Untersuchung wurde mit finanzieller Unterstützung der Aeronautical Research Laboratories, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, durchgeführt.

- \bar{v} , Mittlere Austrittsgeschwindigkeit des Kühlgases aus der Anode (bezogen auf die Anodenoberfläche F);
- x , Verhältnis der Brennfleckfläche zur Anodenoberfläche;
- $Z_0^{(i)}$, Zustandssumme der Anregungen.
- Griechische Symbole
- ϵ , Emissionsvermögen der Anode und des Anodenhalters;
- η , Koordinate (siehe Abb. 13);
- λ , Wärmeleitzahl des Anodenhalters;
- ν , Frequenz der Linie;
- σ , Stefan-Boltzmann'sche Konstante;
- ξ , Abstand von der optischen Achse;
- ζ , Verlustziffer der Anode.

EINLEITUNG

DER elektrische Lichtbogen hat in jüngster Zeit ein neues Anwendungsgebiet gefunden, indem er dazu verwendet wird, Gase auf Temperaturen in der Grössenordnung von 10 000°C zu erhitzen. Bei derartig hohen Temperaturen ist ein Teil der Atome in Elektronen und Ionen aufgespalten, und das Gas ist dadurch elektrisch leitend. Solche als Plasmen bezeichnete Gase werden in Windkanälen entspannt, in denen man die Bedingungen nachzunahmen bestrebt ist, die ein durch die Atmosphäre zurückkehrendes Raumschiff oder ein Raketenflugkörper vorfinden. Ferner werden sie in Raketen zum Antrieb verwendet oder sie dienen dazu, elektrische Energie in Generatoren ohne umlaufende Teile zu erzeugen. Für diese Anwendungen ist man daran interessiert, einen möglichst grossen Bruchteil der im Lichtbogen umgesetzten elektrischen Energie dem erhitzten Gase zuzuführen. In heutigen Anlagen dagegen, die meist mit wassergekühlten Kupferanoden betrieben werden, geht oft mehr als die Hälfte der zugeführten Leistung als Wärme im Kühlwasser der Anode und der Wände des Behälters, in dem der Bogen brennt, verloren. Der erstere Verlust kann dadurch weitgehend reduziert werden, dass man die Anode aus einem porösen Material herstellt und ein Kühlgas durch die Poren in den Brennraum ausströmen lässt. Dieses Kühlverfahren, das für andere Verwendungszwecke unter dem Namen Schwitzkühlung bereits seit mehreren Jahren in der Technik Eingang gefunden hat, wurde unseres Wissens zum ersten Male

von Sheer [1] zur Anodenkühlung verwendet. Die Untersuchung, über die in der vorliegenden Arbeit teilweise berichtet wird, hat sich zum Ziel gesetzt, die thermischen Verhältnisse in einer porösen, gasgekühlten Anode und in der benachbarten Zone des Lichtbogens zu bestimmen, die Wärmebilanz der Anode zu ermitteln und den Mechanismus des Wärmeübergangs an die Anode zu klären. Die Untersuchung befasste sich zunächst mit einem in Argon brennenden Hochstromlichtbogen, um die Zahl der den Vorgang bestimmenden Parameter nicht zu gross werden zu lassen.

VERSUCHSEINRICHTUNG UND MESSPROGRAMM

Abb. 1 zeigt die Versuchseinrichtung in ihren wesentlichen Teilen. Der Lichtbogen brennt zwischen der Kathode (a), einem Stift aus Wolfram von 6 mm Durchmesser, der am oberen Ende in einen Konus mit 45° Öffnungswinkel ausläuft und dessen anderes Ende in einer wassergekühlten Halterung (b) aus Kupfer sitzt, und einer Anode, die aus porösem Graphit, Marke NC 60 der National Carbon Co. (Division of Union Carbide Corporation) USA, gefertigt ist. Die Anode (c) ist scheibenförmig, hat einen Durchmesser von 12,5 mm und eine Dicke von 5 mm bei einer Porosität von 50 Prozent und etwa 30 Micron Porendurchmesser. Die Scheibe ist mit einem Halter (d) aus Graphit an den Anodenkopf (e) aus Kupfer angeschlossen, der gleichzeitig zur Stromzuführung des Kühlgases (Argon) dient. Der Graphithalter ist so entworfen, dass Wärmeverluste durch Ableitung möglichst klein gehalten werden und dass sie sich mit guter Genauigkeit messen lassen. Aus diesem Grunde ist auch die Aluminiumscheibe (f) vorgesehen, die Bogenstrahlung und Konvektionströmungen vom Halter fernhält. Ein langsamer Strom von Argon wird durch einen den Kathodenhalter umgebenden Ringraum (g) eingeblasen. Durch Vorversuche war festgestellt worden, dass dadurch Luft vom Lichtbogen weitgehend ferngehalten wird. Die später zu besprechenden spektrographischen Messungen wurden mit einer ähnlichen Versuchseinrichtung durchgeführt, mit dem Unterschied, dass die Anodenscheibe 12 mm dick war und der Graphithalter durch einen wassergekühlten Kupfer-

ferhalter ersetzt wurde. Letztere Anode mit ihrem Halter ist im oberen Teil der Abb. 1 wiedergegeben. Dieser Halter ist im Betrieb etwas bequemer als der zuerst besprochene. In den Bogenstromkreis war zur Stromregelung ein Vorschaltwiderstand geschaltet, der aus einem wassergekühlten Rohr aus nichtrostendem Stahl mit 1Ω Gesamtwiderstand bestand. An diesem konnte mittels eines Schleifkontaktes der

wirksame Widerstand stufenlos eingeregelt werden. Als Spannungsquelle diente ein 54 kW Trockengleichrichter. Der Bogen wurde jeweils durch einen Hochspannungsschoss gezündet. Abb. 2 zeigt den Lichtbogen im Betrieb, bereit für eine spektrographische Messung. Die Eigenstrahlung des Bogens gelangt durch eine Irisblende, eingelassen im rechts sichtbaren Fenster, auf den Spektrographenspalt. Links vom Bogen erkennt man eine Justierlichtquelle.

Die Abb. 3 bis 5 zeigen photographische Aufnahmen des Lichtbogens bei verschiedenen Kühlgasströmen, Elektrodenabständen und Stromstärken. Zum Vergleich ist in Abb. 6 auch ein Lichtbogen gezeigt, der zwischen einer Wolfram-Kathode und einer wassergekühlten Kupferanode brennt. Die den Lichtbogen umschliessenden magnetischen Kraftlinien und der elektrische Bogenstrom erzeugen elektromagnetische Kräfte (Lorentzkräfte), die in Kathodennähe wegen der konischen Form des Lichtbogens Komponenten in Richtung der Bogenachse haben [2, 3]. Dadurch wird eine Gasströmung erzeugt, die mit beträchtlicher Geschwindigkeit auf die Anode zu gerichtet ist und ihrerseits die Form des Lichtbogens wesentlich beeinflusst. In den Abb. 3 bis 5 trifft dieser Kathodenstrahl auf den aus der porösen Anode austretenden Kühlgasstrom. Die Strömungsverhältnisse sind in Abb. 7 nochmals schematisch durch die vollausgezogenen Linien dargestellt. Auf ihren Einfluss auf die thermischen Verhältnisse in der Anode werden wir später zurückkommen.

Kalorimetrische Messungen

Das Messprogramm erfasste folgende Größen: Oberflächentemperatur der Anode, Kühlgasmenge, Bogenstrom und Bogenspannung und Temperaturen im Bogen. Die Oberflächentemperatur der Anode wurde mit einem optischen Pyrometer gemessen. Es ergab sich, dass der Teil der Anode, durch den die Elektronen eintreten (Anodenbrennfleck), eine praktisch konstante örtliche Temperatur hat. Dieser Anodenbrennfleck füllt im allgemeinen nicht die ganze Anodenoberfläche aus. Ausserhalb des Brennflecks fällt die Temperatur in radialer Richtung ab. Tabelle 1 enthält die Messergebnisse für eine der verschiedenen Versuchsreihen. Die Ergebnisse mehrerer Versuchsreihen sind in [4]

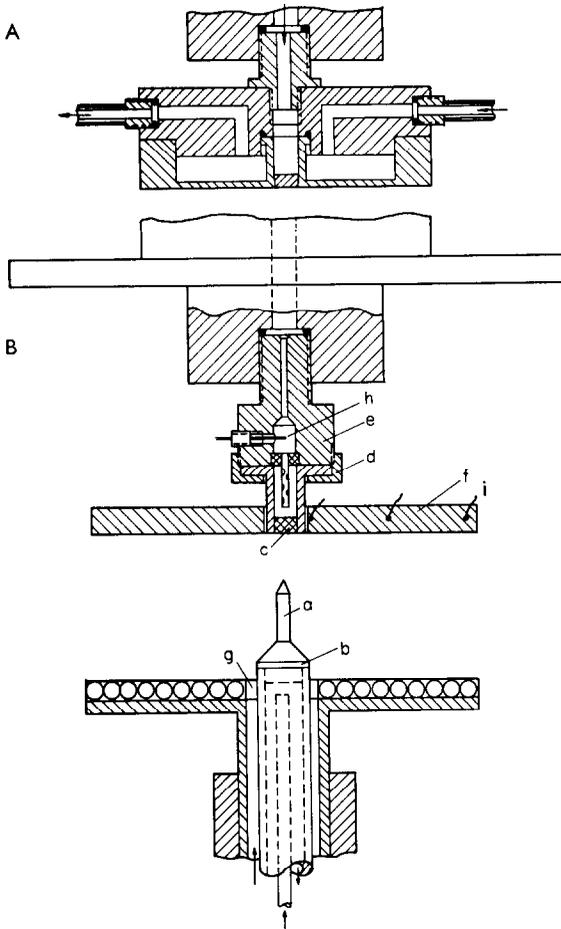


ABB. 1. Lichtbogenapparatur
 A, mit Graphit-Anodenhalter.
 B, mit wassergekühltem Anodenhalter.
 a, Wolframkathode;
 b, Kathodenhalter;
 c, Anode;
 d, Anodenhalter;
 e, Anodenkopf;
 f, Schutzplatte;
 g, Ringkanal;
 h, i, Thermoelemente.

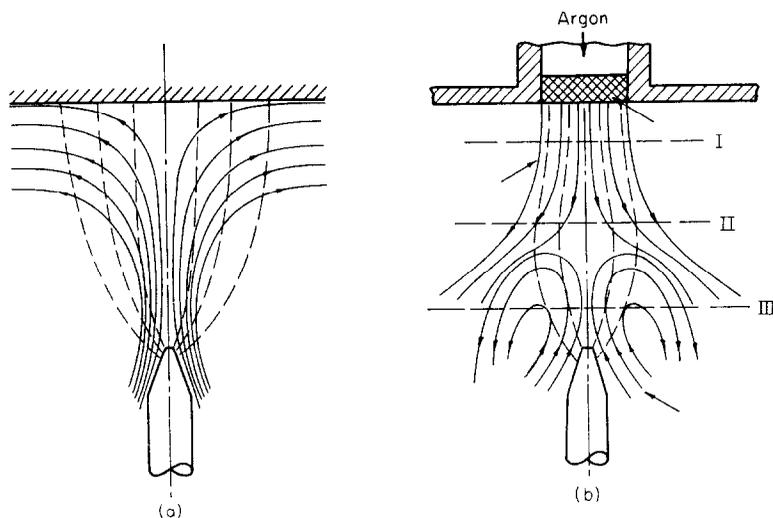


ABB. 7. Massen-Stromlinien und elektrische Feldlinien im Bogen mit wassergekühlter Anode (a) und mit gasgekühlter Anode (b). I, II, III Querschnitte der spektrographischen Temperaturmessung.

mitgeteilt. T_1 ist die Temperatur des Anodenbrennflecks, T_2 die mittlere Temperatur der Anodenoberfläche ausserhalb des Brennflecks. Die Grösse des Anodenbrennflecks wurde visuell bestimmt. Das Verhältnis der Brennfleckfläche zur gesamten Anodenoberfläche ist in Tabelle 1 mit x bezeichnet. Die Temperatur der Aussenfläche des Anodenhalters wurde an mehreren Stellen (siehe Abb. 8), ebenfalls mit dem Pyrometer gemessen. Die Messergebnisse sind in Abb. 8 wiedergegeben. Der Mengenstrom \dot{m} des Kühlgases wurde mit einem Strömungsmesser bestimmt. Er ist in der Tabelle 1 in der ersten Spalte eingetragen. Die zweite Spalte gibt den Mengenstrom je Flächeneinheit \dot{m}/F der Anodenoberfläche an. Die Zufusstemperatur des Kühlgases zur Anode wurde mit einem Thermolement (h) (Abb. 1)

gemessen. Die Temperatur T_0 schwankte bei den Versuchen um etwa ein Grad um den Wert 38°C . Der elektrische Strom I wurde mit einem Amperemeter über einen Nebenschluss gemessen. Er wurde während einer Versuchsserie konstant gehalten. Die Elektrodenspannung wurde mit einem Röhrevoltmeter gemessen (Tabelle 1). Man erkennt eine gewisse Unregelmässigkeit im Verlauf der Spannungswerte. Diese werden durch spontanes Abschmelzen bzw. Verdampfen von Elektrodenmaterial verursacht. Im allgemeinen zeigten Messreihen, die über einen grösseren Bereich des Kühlgasstromes ausgedehnt wurden, ein leichtes Ansteigen der Spannung U mit zunehmender Kühlgasmenge.

Spektrographische Temperaturmessung

Für die Ermittlung der Temperaturen im

Tabelle 1. Kohle-Anoden-Halter ($l = 5 \text{ mm}$ $s = 12,5 \text{ mm}$ $I = 100 \text{ A}$)

\dot{m} (g/s)	\dot{m}/F (g/s cm ²)	U (V)	Q_0 (kW)	T_1 (°K)	T_2 (°K)	x	Q_a (kW)	Q_s (kW)	Q_t (kW)	\bar{v} (m/s)	ζ	Q_0/xF (kW/cm ²)	I/xF (A/cm ²)	$\dot{m}x$ (g/s)
0,4347	0,3444	23,5	2,35	2811	2200	0,9	0,55	0,33	0,250	17,7	0,25	1,10	88,0	0,3912
0,5796	0,4584	26,5	2,65	2811	2200	0,8	0,71	0,31		23,2	0,21	1,30	99,0	0,4637
0,7244	0,5737	25,0	2,50	2756	2200	0,7	0,85	0,27		27,4	0,21	1,60	113,1	0,5071
0,8694	0,6862	31,0	3,10	2589	2089	0,7	0,98	0,21		31,1	0,15	1,68	113,1	0,6086
1,0143	0,8015	22,5	2,25	2700	2144	0,5	1,10	0,21		35,7	0,20	2,56	158,3	0,5071
1,1592	0,9168	22,0	2,20	2756	2256	0,5	1,31	0,23		42,4	0,22	2,92	158,3	0,5796
1,2978	1,0280	22,5	2,25	2756	2200	0,3	1,38	0,19		44,8	0,20	4,95	263,9	0,3893

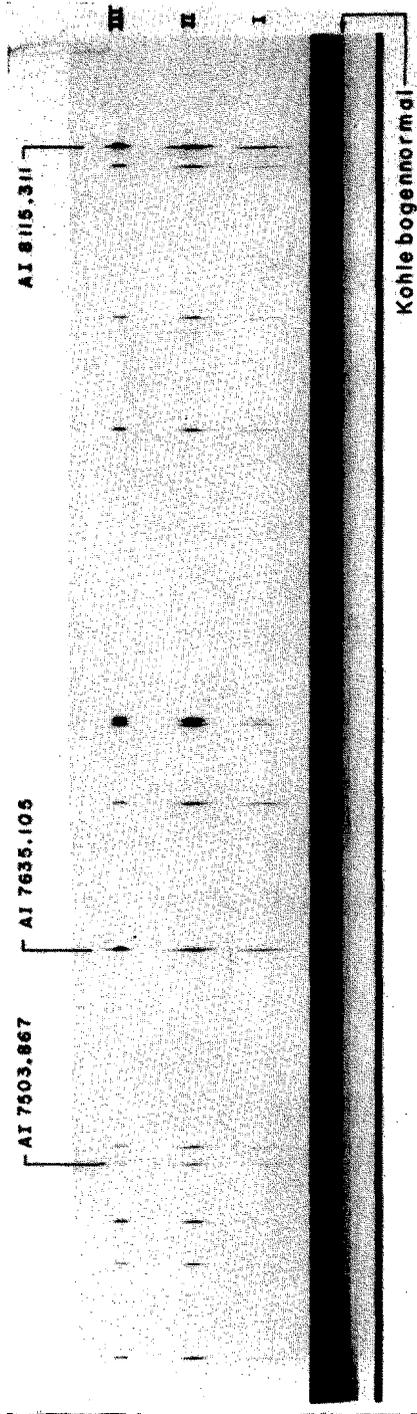


Abb. 10. Querspektren in den Bogenquerschnitten I, II, III und Kohlebogennormal.

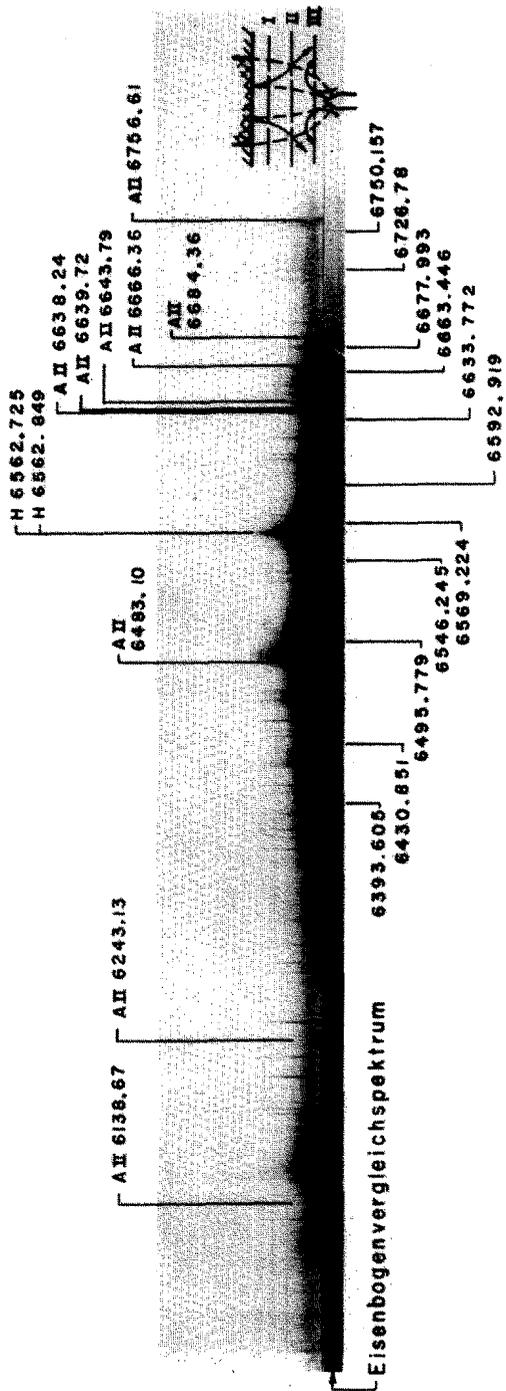


Abb. 11. Längsspektrum aufgenommen mit 50 μ Spaltweite und Eisenbogenvergleichsspektrum.

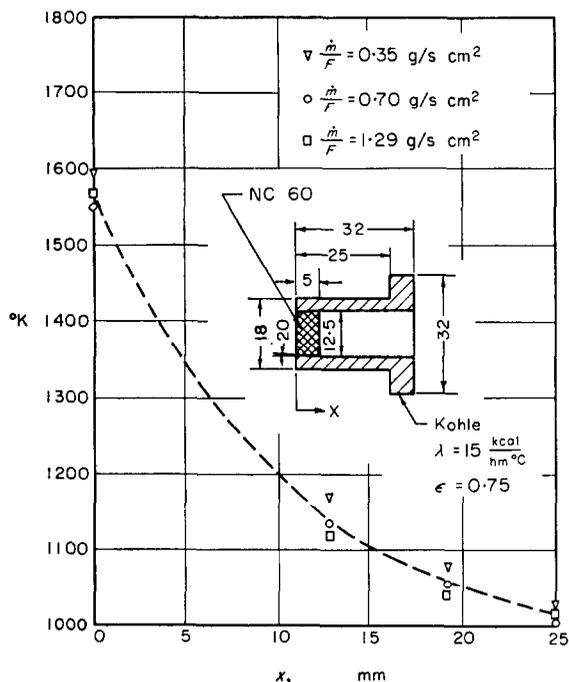


ABB. 8. Oberflächentemperatur am Anodenhalter.

Bogengas wurde die in Abb. 1 oben gezeigte Anordnung mit wassergekühltem Anodenhalter verwendet. Die Auswertung der spektrographischen Aufnahmen setzt Rotationssymmetrie

voraus. Aus mehreren Aufnahmen wurden jene ausgewählt, bei denen diese Bedingung am besten erfüllt war. Die im folgenden mitgeteilten Temperaturen im Lichtbogen wurden bei einer Stromstärke von 200 A, einem Elektrodenabstand von 15 mm und einem Kühlgasstrom von $\dot{m}/F = 1 \text{ g/s cm}^2$ gemessen.

Die spektrographischen Untersuchungen wurden mit einem zwei-Meter Zweigitter-Spektrographen der Firma Bausch und Lomb durchgeführt. Aus abbildungstechnischen Gründen war es notwendig, eines der beiden Gitter auszubauen und das verbleibende in der optischen Achse des Instruments zu montieren. Der senkrecht brennende Lichtbogen wurde mittels eines Achromaten ($f = 400 \text{ mm}$) auf den Spektrographenspalt im Verhältnis 1,1:1 abgebildet. Ein zwischengeschalteter Umkehrspiegel drehte das Bild um 90° , sodass es horizontal auf dem Spalt zu liegen kam. In Abb. 9 ist die optische Versuchsanordnung schematisch dargestellt.

Die Lichtbogenapparatur wurde auf dem Bett einer schweren Schleifmaschine montiert (Abb. 2), sodass der Lichtbogen in drei Dimensionen relativ zur optischen Achse des Spektrographen eingestellt werden konnte. Durch senkrechtes Verstellen der Apparatur wurde das Bild des Lichtbogens seitwärts vor dem Spektrographenspalt verschoben und der zu untersuchende Bogenquerschnitt eingestellt. Im folgenden sind

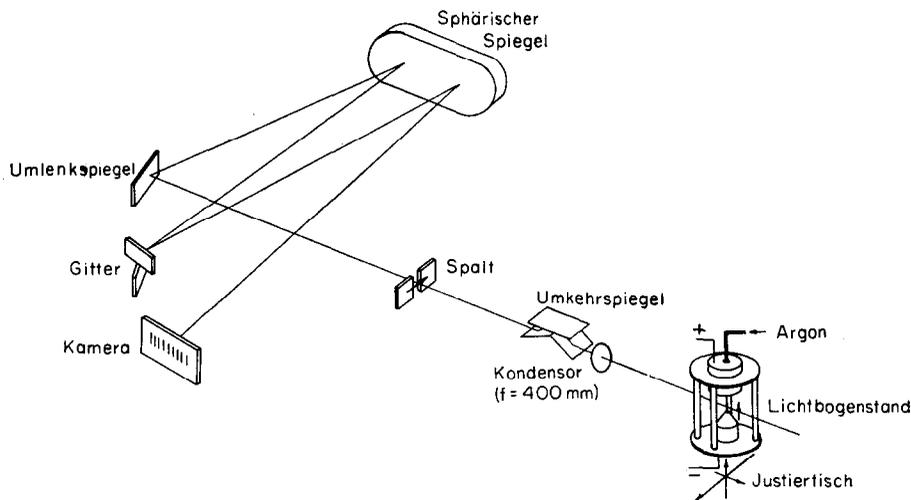


ABB. 9. Schematische Darstellung des Bausch und Lomb Zweigitter-Spektrographen mit Lichtbogenapparat.

die Auswertungsergebnisse für zwei Querschnitte mitgeteilt, die in Abb. 7 angedeutet sind. Der erste Querschnitt (I) liegt 2,5 mm unterhalb der Anodenoberfläche, der zweite (II) in der Mitte zwischen Anode und Kathode.

Für die Aufnahmen wurden KODAK 1 N Spektroplatten verwendet. Die spektrale Empfindlichkeit der benutzten Platten wurde mit Hilfe des von Euler [5] beschriebenen Kohlebogennormals bestimmt, dessen Spektrum durch ein Sieben-Stufenfilter der Firma Jarrel-Ash abgestuft wurde. Abb. 10 zeigt im unteren Teil das Spektrum des Kohlebogennormals. Die gemessenen relativen Intensitäten im Wellenlängenbereich von 7400 Å bis 8200 Å deckten sich mit den tatsächlichen relativen Strahlungsintensitäten des Euler-Bogens, sodass eine Korrektur der aus den Schwärzungen der Platte erhaltenen Linienintensitäten überflüssig wurde. Die günstigsten Belichtungszeiten wurden durch Belichtungsproben zu 1/30 bis 1/40 s ermittelt. Die belichteten Platten wurden mit KODAK D-19 Entwickler bei 20°C Temperatur zwei Minuten lang entwickelt und dann normal weiterbehandelt.

Abb. 10 zeigt ausser dem Kohlebogennormal übereinander drei Argonspektren, die den drei untersuchten Bogenquerschnitten entsprechen. Die für die Auswertung verwendeten Linien sind durch Pfeile gekennzeichnet. Abb. 11 ist eine spektrographische Aufnahme in der Richtung längs zur Bogenachse mit breitem Spalt. Die Schwärzung und Breiterer Atom- und Ionenlinien ist ein Hinweis auf die Temperaturverteilung längs der Bogenachse. Das Auftreten von Ionenlinien weist auf hohe Temperaturen in Kathodennähe hin. In dem Längsspektrum in Abb. 11 sind die charakteristischsten Linien identifiziert. Das Fe-Bogenspektrum dient lediglich zur Identifizierung der unbekanntenen Linien im gasgekühlten Lichtbogenspektrum.

VERSUCHSAUSWERTUNG

Kalorimetrische Versuchsauswertungen

Aus den vorstehend beschriebenen Messungen lassen sich Wärmebilanzen für den Lichtbogen und für die Anode aufstellen. Die im Lichtbogen je Zeiteinheit umgesetzte elektrische Leistung ist

$$Q_0 = UI \quad (1)$$

Die Wärmemenge Q_k , die vom Kühlgas beim Durchströmen der Anode aufgenommen und in den Brennraum zurücktransportiert wird, wurde aus den gemessenen Anodenoberflächentemperaturen und den entsprechenden Gasdurchflussmengen bestimmt. Es wurde angenommen, dass an der Anodenoberfläche die Gastemperatur gleich der Anodentemperatur ist, was wegen des kleinen Porendurchmessers berechtigt ist. Ferner wurde vorausgesetzt, dass der spezifische Massenstrom \dot{m}/F über der ganzen Anodenoberfläche konstant ist. In Wirklichkeit ist er im Brennfleck wegen der dort herrschenden höheren Temperatur (grössere Zähigkeit des Gases) etwas kleiner als in der kühleren, nicht vom Bogenstrom getroffenen Zone. Nach angenäherten Berechnungen bedingt der letztgenannte Einfluss nur einen vernachlässigbaren Fehler von wenigen Prozenten in der errechneten Wärmemenge Q_k . Letztere wurde nach folgender Gleichung ermittelt:

$$Q_k = \dot{m} [x \cdot (i_1 - i_0) + (1 - x) (i_2 - i_0)] \quad (2)$$

Die Indices der Gasenthalpien i weisen auf die entsprechenden Gastemperaturen im Brennfleck, in der Aussenzone der Anode und vor dem Eintritt des Gases in die Anode hin.

Die Wärmestrahlung der porösen Anodenoberfläche beträgt

$$Q_s = \epsilon \cdot \sigma \cdot F [xT_1^4 + (1 - x) T_2^4] \quad (3)$$

wobei mit ϵ das Emissionsverhältnis der Anodenoberfläche, mit σ die Stephan-Boltzmann'sche Konstante und mit F die Anodenoberfläche bezeichnet werden. Das Emissionsverhältnis von Graphit wurde von Sieber [6] zu $\epsilon = 0,78$ bestimmt. Euler [5] fand ähnliche Werte. Der von der Anodenscheibe an den Anodenhalter übergeführte Wärmestrom Q_l wird zum Teil von der äusseren Oberfläche F_h der Anode abgestrahlt, zum Teil durch den ringförmigen Querschnitt des Anodenhalters in achsialer Richtung (Abb. 8) abgeleitet und an den Anodenkopf übertragen. Ein dritter Anteil, den die Innenwand des Anodenhalters an das Kühlgas abführt, wird mit dem Kühlgas in den Brennraum zurücktransportiert und soll nicht mit in Q_l eingeschlossen werden. Der Wärmestrom Q_i ist damit

$$Q_i = \epsilon \cdot \sigma \int T^4 dF_h + \lambda (dT/dx) F_q \quad (4)$$

zwei Spektrallinien des gleichen Teilchens angewendet. Bezeichnet man den für beide Linien gemeinsamen Faktor mit

$$k = \frac{n_0 \cdot h \cdot L}{4\pi Z_0^{(e)}} \quad (9)$$

so ergibt sich durch Logarithmieren und Umformen

$$\log \frac{I_L}{A_n \cdot g_m \cdot \nu} = -\frac{E_m}{k} \cdot \frac{1}{T} + \log k. \quad (10)$$

Bei Verwendung der Gleichung (8) zur Ermittlung der örtlichen Temperatur im Lichtbogen ist zu beachten, dass im vorliegenden Falle die Strahlung der einzelnen Linien aus einem inhomogenen Temperaturfeld kommt. Jeder Strahl, der den Spektrographen durchsetzt, ist aus Strahlung von verschiedenen Zonen des Lichtbogens zusammengesetzt. Dies sei anhand der Abb. 13 besprochen, in der der Kreis einen Querschnitt durch den Lichtbogen darstellt. Ein Lichtstrahl, der in der Entfernung ξ von der Bogenachse den Bogen durchsetzt, transportiert alle Strahlung, die entlang dieser Strecke emittiert wird, zum Spektrographen.

Bezeichnet man die Intensität der Linie, die in der Entfernung r von der Bogenachse emittiert wird, mit $I_L(r)$, dann beträgt die Linienintensität die vom Spektrographen mittels der photographischen Platte wahrgenommen wird:

$$I_L(\xi) = \int I_L(r) \cdot d\eta$$

mit $d\eta = \frac{r}{\sqrt{(r^2 - \xi^2)}} dr$ wird daraus

$$I_L(\xi) = 2 \int_0^R \frac{I_L(r) \cdot r \cdot dr}{\sqrt{(r^2 - \xi^2)}}. \quad (11)$$

Die Intensität $I_L(\xi)$ kann aus der Spektralaufnahme einer Linie bestimmt werden. Eine solche Linie ist in Abb. 13 links schematisch angedeutet. Mit einem Densitometer wurde die Schwärzung der Linie in der Entfernung ξ gemessen. Die einzelnen Schwärzungswerte wurden dann mit Hilfe der aus dem Kohlebogennormal erhaltenen Schwärzungskurve in Intensitätsverhältnissen umgewandelt und diese schliesslich über der Linienbreite aufgetragen. Der letztere Schritt ist im oberen Teil der Abb. 13 schematisch angedeutet. Die Fläche unter der Kurve ist der Grösse $I_L(\xi)$ proportional. Mit Hilfe der

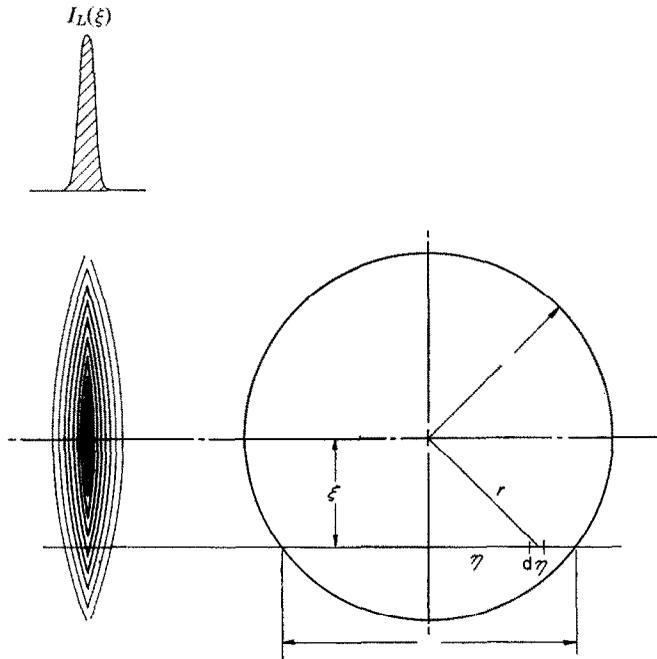


Abb. 13. Schema der Spektrographischen Auswertung.

Abel'schen Integraltransformation (11) lässt sich nun $I_L(r)$ berechnen. Die Berechnung wurde auf einer elektronischen Rechenmaschine (Univac Model 1103) so durchgeführt, dass das Integral der Gleichung (11) in eine Summation mit 24 endlichen Schritten Δr umgewandelt wurde.

Die Auswertung wurde für die zwei neutralen Argonlinien mit den Wellenlängen 8115,311 Å und 7503,867 Å vorgenommen. Durch Differenzbildung der Gleichung (10) für die beiden Linien lässt sich die Konstante k eliminieren und so die Temperatur $T(r)$ berechnen, vorausgesetzt, dass die übrigen in der Gleichung auftretenden Werte bekannt sind. Die absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten A_n^m haben nach einer freundlichen privaten Mitteilung von Dr. H. Olsen der Firma Linde, Indianapolis/Ind. die Werte:

$$A_n^m 8115,311 = 1.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$A_n^m 7503,867 = 4.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Alle anderen Werte wurden dem Tabellenwerk von Moore [8] entnommen. Die auf diese Weise erhaltenen Temperaturprofile sind in Abb. 14

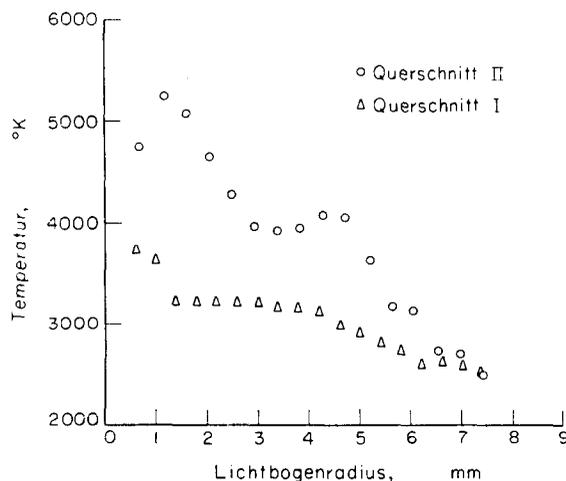


Abb. 14. Temperaturprofile in den Bogenquerschnitten I und II.

für die Lichtbogenquerschnitte I und II dargestellt.

Besprechung der Versuchsergebnisse

Die Bestimmung des Wärmestromes Q_a vom

Lichtbogen an die Anode gestattet die Berechnung des spezifischen Wärmestromes Q_a/xF je Flächeneinheit des Anodenbrennflecks. Für die Verhältnisse in Tabelle 1 schwankt die Wärmestrombelastung der Anode zwischen 1,10 und 4,95 kW/cm², erreicht also Werte, wie sie sonst in der Technik nur in seltenen Fällen auftreten. An wassergekühlten Anoden wurden Wärmebelastungen von der gleichen Größenordnung gemessen [9,10]. Dies macht es verständlich, dass ein Dauerbetrieb von Plasma-Generatoren mit elektrischen Lichtbögen mit Abbrandschwierigkeiten der wassergekühlten Anoden zu kämpfen hat und dass die Wärmeverluste an der Anode ausserordentlich hoch sind. Gaskühlung der Anode setzt zwar die Wärmebelastung nicht unter allen Umständen herab, wie ein Vergleich mit Werten zeigt, die in [9] und [10] angeführt sind, jedoch wird der grössere Teil der in der Anode übertragenen Energie durch das Kühlgas wieder in den Brennraum zurückgeführt. Durch dieses regenerative Verfahren lassen sich die Anodenverluste auf etwa 20 Prozent der elektrischen Bogenleistung herabsetzen.

Interessant ist auch, dass die Kühlgasmenge $\dot{m}x$, die durch den Brennfleck der Anode strömt, etwa konstant bleibt unabhängig von dem Kühlgasstrom \dot{m} . Der Lichtbogen scheint sich also die günstigste Temperatur des Brennflecks durch Regelung der Brennfleckgrösse selbst zu schaffen. Diese Temperatur ist so hoch, dass poröse Metallanoden durch Schmelzen an der Brennoberfläche zerstört werden.

Eine quantitative Untersuchung der physikalischen Vorgänge, die den Wärmestrom an die Anode bedingen, muss bis zum Vorliegen weiterer eingehender Messungen (elektrische Feldstärke, Grösse des Anodenfalls) zurückgestellt werden. Eine qualitative Betrachtung lässt sich jedoch auf Grund der vorliegenden Ergebnisse und einer eingehenden Untersuchung des Lichtbogens mit wassergekühlter Kupferanode vornehmen [9,10]. Hierzu seien zunächst die Verhältnisse im Lichtbogen mit wassergekühlter Anode ins Auge gefasst.

Der elektrische Strom wird im Lichtbogen von den aus der Kathode austretenden und in die Anode eintretenden Elektronen getragen. Die Elektronen bewegen sich infolge der

Anwesenheit des elektrischen Feldes relativ zum Gas, das den Raum zwischen den Elektroden erfüllt, mit einer mittleren Geschwindigkeit v^- , der sogenannten Driftgeschwindigkeit. Dieser Vorgang lässt sich mit einem Diffusionsvorgang vergleichen. Die Driftgeschwindigkeit hat nach gaskinetischen Berechnungen [9] in einem Argonlichtbogen eine Grössenordnung von 300 bis 1000 m/s. Die Elektronen würden infolge der damit verbundenen Raumladung einen ungeheuer grossen Spannungsabfall zwischen den Elektroden erfordern, wenn nicht die Raumladung durch positiv geladene Ionen kompensiert würde. Die Ionen werden durch thermische Ionisation des Gases infolge der hohen Temperatur in der Bogensäule erzeugt. Die in der Bogensäule gemessenen Feldstärken sind derart, dass das Gas dort praktisch neutral sein muss, das heisst, dass die Zahl der Elektronen n^- je Raumeinheit gleich der Zahl der Ionen n^+ je Raumeinheit ist. Die Ionen besitzen infolge des elektrischen Feldes ebenfalls eine Driftgeschwindigkeit v^+ relativ zum Gas, die auf die Kathode zu gerichtet ist. Diese Geschwindigkeit ist aber wegen der im Vergleich zur Elektronenbeweglichkeit kleinen Beweglichkeit der Ionen wesentlich geringer. Nach gaskinetischen Rechnungen [9] ist v^+ von der Grössenordnung 1 m/s.

Es wurde bereits früher erwähnt, dass in dem den Bogenraum erfüllenden Gas auch eine Massenströmung infolge der Lorentzkräfte vorhanden ist [3]. Die entsprechende Massengeschwindigkeit v ist in der Bogensäule im wesentlichen von der Kathode auf die Anode zu gerichtet. Diese Geschwindigkeit v ist nach [3] und [9] von der Grössenordnung 100 m/s. Damit ergeben sich für die Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen relativ zu den Elektroden die folgenden Verhältnisse. Die Elektronen bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von der Grössenordnung $v^- + v$ auf die Anode zu. Die Driftgeschwindigkeit v^- ist gross verglichen mit der Massengeschwindigkeit v . Die mittleren Bahnlinien der Elektronen werden daher nur wenig vom Massenstrom beeinflusst. In Abb. 7 sind solche Bahnlinien gestrichelt einkizziert. Die Geschwindigkeit der Ionen relativ zu den Elektroden ist von der Grössenordnung $v - v^+$. Die Driftgeschwindigkeit v^+

der Ionen ist sehr klein verglichen mit der Massengeschwindigkeit v . Die Ionen werden daher im wesentlichen mit dem Massenstrom aus dem Kathodengebiet gegen die Anode hin transportiert. Man kann sich daher in groben Zügen die Verhältnisse durch Überlagerung zweier Ströme veranschaulichen: des Massenstromes eines ionisierten Gases mit einem Stromlinienfelde, wie es in Abb. 7 durch ausgezogene Linien angedeutet ist, und der Strömung eines Elektronengases mit einer Quelle in der Kathodenoberfläche und einer Senke in der Anodenoberfläche. Die Ähnlichkeit mit einem Diffusionsvorgang drängt sich wieder auf.

Die Verhältnisse mögen durch eine quantitative Betrachtung noch etwas anschaulicher gemacht werden. Dabei wollen wir uns auf die mittleren Verhältnisse in der Bogensäule beschränken, uns also mit einer eindimensionalen Untersuchung begnügen. Die Teilchendichte n^- der Elektronen ist nach dem oben Gesagten in der Bogensäule praktisch gleich der Teilchendichte n^+ der Ionen.

$$n^- = n^+. \quad (12)$$

Der Teilchenstrom der Elektronen je Flächen- und Zeiteinheit sei \dot{n}^- . Dieser Strom enthält nicht nur die aus der Kathode austretenden Elektronen, sondern auch die durch Ionisation in Kathodennähe gebildeten. Die letzteren seien "sekundäre" Elektronen genannt und deren Teilchenstromdichte sei \dot{n}_s^- . Da die letzteren aus neutralen Atomen gebildet werden, gilt

$$\dot{n}_s^- = \dot{n}^+ \quad (13)$$

wenn \dot{n}^+ den Teilchenstrom der Ionen je Flächeneinheit angibt. Ausserdem ist

$$\dot{n}^- = n^- (v^- + v) \quad (14)$$

$$\dot{n}^+ = n^+ (v - v^+). \quad (15)$$

Aus den obigen 4 Gleichungen folgt

$$\frac{\dot{n}^-}{\dot{n}_s^-} = \frac{v^- + v}{v - v^+} \quad (16)$$

oder angenähert

$$\frac{\dot{n}^-}{\dot{n}_s^-} = \frac{v^-}{v} + 1 \quad (17)$$

da v^+/v klein gegen eins ist. Aus den früher mitgeteilten Grössenangaben über die einzelnen Geschwindigkeiten folgt, dass der gesamte

Elektronenstrom etwa 4 bis 11 mal so gross ist, als der Strom der "sekundären" Elektronen.

In Anodennähe bestehen nun Verhältnisse, die wir uns vereinfacht durch Überlagerung zweier Strömungsvorgänge erklären können, einer Massenströmung eines ionisierten Gases mit dem Charakter einer Staupunktströmung (Abb. 7) und einer Senkenströmung eines Elektronengases, das die den Stromkreis schliessenden Elektronen enthält. Der Wärmeübergang durch die Massenströmung lässt sich mit guter Näherung berechnen, da das Gas nur leicht ionisiert ist und seine Lewis Zahl infolgedessen nicht zu stark vom Werte 1 abweicht [11]. Die Berechnung ergibt, dass etwa 15 bis 25 Prozent des gesamten Wärmestromes Q_a zur Anode konvektiv durch die Massenströmung an die wassergekühlte Kupferanode übertragen werden. Das Elektronengas transportiert seine totale Enthalpie (bestehend aus innerer Energie und kinetischer Energie) zur Anode und gibt ausserdem eine Energiemenge an die Anode ab, die beim Eintritt in einen festen Körper frei wird, die Elektronen-Eintrittsarbeit (ähnlich einer Kondensationsenergie). Wenn man die Enthalpien aus der Temperatur der Bogensäule in Anodennähe und aus der Geschwindigkeit $v^- + v$ berechnet, erhält man für den durch das Elektronengas an die Anodenoberfläche insgesamt abgegebenen Wärmestrom etwa 50 Prozent des gesamten Wärmestromes Q_a . Die restlichen 25 bis 35 Prozent sind durch folgenden Vorgang bedingt: Die Massenströmung gegen die Anode bedingt eine Grenzschicht, die bei den vorliegenden Verhältnissen eine Dicke von etwa 1 mm hat. Innerhalb dieser Grenzschicht fällt die Temperatur von dem Wert in der Bogensäule (etwa 12 000°K) auf den Wert der Anodenoberfläche ab. Entsprechend fällt auch der dem thermischen Gleichgewicht entsprechende Ionisationsgrad ab. Auf der anderen Seite muss jedoch der Elektronenstrom aufrecht erhalten bleiben. Dies bedingt entweder nach Gleichung (14) eine erhöhte Driftgeschwindigkeit der Elektronen oder eine Elektronendichte, die grösser ist als die Ionendichte oder Feldionisation. Jede von diesen Möglichkeiten verlangt jedoch eine erhöhte Feldstärke. Tatsächlich wird in Anodennähe der sogenannte Anodenfall beobachtet, der eine Feldstärke bedingt,

die wesentlich grösser ist als die in der Bogensäule. Dies bedingt eine Wärmeerzeugung, (Joule'sche Wärme), die auf die unmittelbare Nachbarschaft beschränkt ist und daher praktisch vollständig an die Anode abgeführt wird. Sie lässt sich aus gemessenen Werten des elektrischen Stromes und des Spannungsabfalls im Anodenfallgebiet berechnen.

Nunmehr möge untersucht werden, in wieweit die Verhältnisse bei der gasgeköhlten porösen Anode verschieden sind. Die Massenströmung wird grundlegend geändert, wie Abb. 7 zeigt. Der Ionenstrom fliesst im wesentlichen wie der Massenstrom. Damit muss jetzt in Anodennähe eine Ionenquelle anstelle einer Ionensenke bestehen. Der konvektive Wärmeübergang durch den Massenstrom wird sicher wesentlich vermindert in ähnlicher Weise wie bei der Schwitzkühlung einer Wand (10). Die Strömung des Elektronengases wird durch die Massenströmung nur indirekt, das heisst, über das Temperaturfeld, beeinflusst. Damit wird im wesentlichen der durch das Elektronengas an die Anode übertragene Wärmestrom in dem Masse geändert, in dem die Temperatur in Anodennähe und die Elektroneneintrittsarbeit verschieden sind. Die innere Wärmeerzeugung in Form von Joule'scher Wärme endlich hängt von dem elektrischen Spannungsabfall im Anodenfallgebiet ab.

Die in Abb. 14 wiedergegebenen Temperaturprofile zeigen einen allmählichen Anstieg der Gastemperatur in Richtung von der Anodenoberfläche gegen die Kathode. Die Verhältnisse sind anders bei der wassergekühlten Kupferanode, wo ein starker Temperaturanstieg in einer nur ca. 1 mm dicken Schicht an der Anode gemessen wurde. Bei der Beurteilung der Temperaturen muss man sich daran erinnern, dass das Argon beim Austritt aus der Anode Kohlenstoffdampf in Spuren enthält. Es ist möglich, dass die Elektronentemperatur wenigstens im Querschnitt I höher ist als die Gastemperatur. Der ungleichmässige Verlauf des Temperaturprofils im Querschnitt II deutet darauf hin, dass in dieser Mischzone merkliche Abweichungen von der Achsialsymmetrie auftreten. Die bei der Auswertung der Spektrallinien im Querschnitt III auftretenden Streuungen waren so gross, dass sie die Bestimmung des Temperaturprofils unmöglich machten, jedoch lässt die Lage der

Linienintensitätsmaxima ausserhalb der lichtbogenachse darauf schliessen, dass in diesem Querschnitt Temperaturen von mindestens 15 000°K vorliegen.

LITERATUR

1. C. SHEER, *Vitro Laboratories Report* (1959).
2. K. LARCHÉ, *Lichttechnik* **2**, 41 (1951).
3. H. MAECKER, *Z. Phys.* **141**, 198 (1955).
4. P. SCHOECK and E. R. G. ECKERT, *Proc. of the 1961 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Stanford University Press (1961).
5. J. EULER, *Ann. Phys.* **11**, 203 (1953).
6. W. SIEBER, *Z. Tech. Phys.* **22**, 130 (1941).
7. W. FINKELNBURG und H. MAECKER, *Handbuch der Physik* Vol. XXII, 255 (1956).
8. CH. E. MOORE, Atomic Energy Levels, *National Bur. Stand. Circular* 467 (1949).
9. P. A. SCHOECK, Ph.D. Thesis, University of Minnesota (1961).
10. P. A. SCHOECK und E. R. G. ECKERT, Erscheint in Bd. II, der *Proc. of International Congress on Ionization Phenomena in Gases*, (1961). North Holland Publishing (1961).
11. R. S. BROKAW, Personal communication.
12. ERNST ECKERT: *Einführung in den Wärme und Stoffaustausch*. Springer Verlag, Berlin (1959).

Abstract—The following quantities have been measured on a high intensity electric arc with tungsten cathode and transpiration cooled graphite anode burning in argon: electric current and voltage, cooling gas flow rate (argon), and surface temperature of the anode and of the anode holder and temperature profile in three cross sections of the arc column. The last mentioned values were obtained from spectroscopic photographs. From the measured quantities, the following values were calculated: the heat flux into the anode surface, the heat loss of the anode by radiation and conduction, and the heat which was regeneratively transported by the cooling gas back into the arc space. Heat balances for the anode were also obtained. It was found that the anode losses (which are approximately 80 per cent of the total arc power for free burning arcs) are reduced by transpiration cooling to 20 per cent. The physical processes of the energy transfer from the arc to the anode are discussed qualitatively.

Résumé—Au cours de la décharge dans l'argon d'un arc électrique extrêmement intense (entre une cathode en tungstène et une anode refroidie par injection pariétale), on a mesuré les quantités suivantes: le courant et la tension, le débit du gaz de refroidissement (argon), la température de surface de l'anode et de son support, le profil de température dans trois sections droites de l'arc. Les dernières valeurs citées ont été obtenues par spectrophotographie. A partir de ces quantités mesurées, on a calculé les valeurs suivantes: le flux de chaleur à la surface de l'anode, la perte thermique de l'anode par rayonnement et conduction, la chaleur enlevée par le gaz de refroidissement et restituée au voisinage de l'arc. Les bilans thermiques de l'anode sont également effectués. On a trouvé que les pertes par l'anode (qui représentent 80% environ de la puissance totale de l'arc pour des décharges en air libre) sont réduites à 20% par le refroidissement pariétal. Les processus physiques de transport d'énergie de l'arc vers l'anode sont étudiés qualitativement.

Аннотация—На электрической дуге высокой интенсивности с вольфрамовым катодом и охлажденным графитовым анодом, горящим в аргоне, измерены следующие величины: электрический ток и напряжение, скорость потока охлаждающего газа (аргона), температура поверхности анода и анодного штатива и температурный профиль в трёх поперечных сечениях дуговой колонны. Последние из указанных величин были получены из спектроскопических фотоснимков. На основе измеренных величин были вычислены: тепловой поток на поверхности анода, потеря тепла анодом за счёт излучения и теплопроводности и тепло, которое регенеративно передавалось охлаждающим газом обратно к поверхности дуги. Были также получены соотношения для теплового баланса анода. Найдено, что потери анода, которые составляют 80% суммарной мощности дуги для свободно горящих дуг, понижаются путём конденсационного охлаждения до 20%. Рассмотрены физические процессы переноса энергии от дуги к аноду.