Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 4 (1931)
Heft: III-IV

Artikel: Temperaturmessungen im Wolfram-Stickstoffbogen
Autor: Sieboth, Edgar
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110037

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

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

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

Download PDF: 21.08.2025

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

Temperaturmessungen im Wolfram-Stickstoffbogen

von **Edgar Sieboth.**

(28. IV. 31.)

Inhalt: Es wurden an den Elektroden eines Wolfram-Stickstoffbogens mit einem Mikropyrometer Temperaturmessungen ausgeführt und zwar im Druckgebiete von 16 bis 500 mm Hg und im Stromintervall 0,1 bis 1,0 Amp. Die Elektroden sind von dünnen Stielen getragene Kugeln.

Resultate.

1. Aus der Temperaturverteilung längs des Stieles wird die Energieabfuhr durch denselben bei Kugeltemperaturen von 1800^0 bis 3100^0 (T^0K) ermittelt.

2. Die Anodentemperatur hängt sehr stark von der Elektrodenform ab; je grösser die Anode, umso tiefer ist die Temperatur, während die zugehörigen Bogenspannungen für die verschiedenen Anodenformen nur wenig von einander abweichen.

3. Die Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke bei konstanter Kathodentemperatur (Kathodenisotherme) wird nach der statischen Methode von M. Wehrli und V. Hardung gemessen. Es ergibt sich Übereinstimmung mit den von P. Bächtiger auf einem andern Wege ermittelten Kurven.

4. Die Anodenisothermen fallen auf die Charakteristik d. h. die Spannung erweist sich als unabhängig von der Anodentemperatur.

5. Die Kathodentemperatur zeigt als Funktion des Druckes ein Minimum, welches mit dem bekannten Spannungsminimum zusammenfällt.

6. Die Elektrodentemperaturen steigen mit wachsender Bogenlänge an. Bei der Umpolung wird die obere Elektrode wärmer, woraus gewisse Schlüsse auf die Wärmekonvektion gezogen werden.

7. Es werden einige Energiebilanzen durchgerechnet.

§ 1. Einleitung.

Zusammenfassende Berichte über die Ergebnisse der Temperaturmessungen im elektrischen Lichtbogen hat A. HAGENBACH[1]) in dem im Jahre 1924 erschienenen Handbuch der Radiologie und drei Jahre später im Handbuch der Physik gegeben. Eine weitere Übersicht im Handbuch der Experimentalphysik stammt von R. SEELIGER[2]).

Mit dem Wolframstickstoffbogen insbesondere beschäftigten sich hauptsächlich W. DE GROOT[3]), E. STÜCKELBERG[4]) und M. WEHRLI[5]).

W. DE GROOT verwendete Kugelelektroden mit Stielansatz und beschränkte sich bei seinen Temperaturmessungen auf ein Stromintervall von 0,25 bis 1,2 Amp.

Mit Hilfe einer neuen photographischen Methode bestimmte E. STÜCKELBERG vornehmlich Kathodentemperaturen in einem Strombereich von 0,25 bis 5 Amp.

Im Anschluss daran führte M. WEHRLI pyrometrische Messungen über ein noch ausgedehnteres Stromintervall aus, das auch einen Teil des Glimmentladungsgebietes umfasste.

Eingehende theoretische Betrachtungen verschiedener Autoren forderten solche Temperaturmessungen zur Berechnung des Wärmeverlustes an den Elektroden als notwendige Bedingung zur Aufstellung der Energiebilanz im Bogen.

Da der Strahlungsverlust genauer und einfacher als der Leitungsverlust bestimmt werden kann, wurden die Temperaturmessungen an Kugelelektroden mit Stielansatz vorgenommen. Für die vorliegende Arbeit kamen ebenfalls Wolframelektroden und zwar im Stickstoffbogen zur Verwendung.

Die Temperaturmessungen erfolgten an der Anode und Kathode meistens unmittelbar nacheinander bei konstanten Bogenverhältnissen unter gleichzeitiger Aufnahme der Charakteristiken. In mehreren Fällen wurden die Temperaturbeobachtungen über die gesamte Kugeloberfläche und den Stielanfang ausgedehnt.

Da das gewöhnliche Pyrometer von Holborn und Kurlbaum infolge seiner geringen Okularvergrösserung bei der Temperatur-

---

[1]) A. HAGENBACH, Handbuch der Radiologie IV, 2 S, 197, 2. Aufl., 1924. A. HAGENBACH, Handbuch der Physik, Bd. XIV, S. 324, 1927.

[2]) R. SEELIGER, Handbuch der Exp.-Phys., Wien, Harms; Bd. XIII, 1929.

[3]) W. DE GROOT, Physica **5**, 121, 234, 1925.

[4]) E. STÜCKELBERG, Helv. Phys. acta **I**, 75, 1928.

[5]) M. WEHRLI, Helv. Phys. acta, **I**, 247, 323, 1928.

ermittlung am dünnen Stiel versagte, kam das Mikropyrometer zur Anwendung.

Aus einer Arbeit von M. WEHRLI und V. HARDUNG[1]) geht weiter hervor, dass die Beziehungen zwischen den Kathoden- bzw. Anodentemperaturen ϑ, der Stromstärke I und der Spannung U theoretisch noch nicht erfasst, dagegen experimentell ermittelt werden können. Die Funktion (U, I, ϑ) der kartesischen Koordinaten U, I, ϑ, stellt eine Fläche im Raume, die sogenannte *charakteristische Fläche* dar. Die Parallelebenen zu den U, I-Achsen schneiden die charakteristische Fläche in Kurven konstanter Temperatur, den *Isothermen*, welche für die Theorie von besonderer Bedeutung sind. M. WEHRLI und V. HARDUNG weisen auf folgende zwei Methoden hin, die eine experimentelle Bestimmung der charakteristischen Flächen und damit der Isothermen erlauben:

a) Eine dynamische Methode bei der dem Gleichstrombogen ein Hochfrequenzstrom überlagert wird mit gleichzeitiger Temperaturmessung. Diese Methode wurde bereits von P. BÄCHTIGER[2]) durchgeführt.

b) Eine statische Methode, welche in der vorliegenden Arbeit angewendet und mit den Befunden von P. BÄCHTIGER verglichen wurde.

§ 2. Die Apparatur.

Die experimentelle Anordnung wurde aus der von M. WEHRLI l. c. bereits veröffentlichten Apparatur entwickelt. Eine schematische Darstellung mit Grössenangaben ist in Fig. 1 gegeben, während Fig. 2 eine photographische Aufnahme der wesentlichsten Teile der Apparatur zeigt.

Die Apparatur besteht aus einer Reinigungs- und Trocknungseinrichtung für den Stickstoff, der Entladungsröhre mit Manometer, dem elektrischen Stromkreise, dem Mikropyrometer und einer Gaede-Rotationspumpe.

Der Reinigungsabschnitt enthält einen röhrenförmigen Ofen aus Pyrexglas, gefüllt mit aufgerollten Kupfersieben, welche im Unterschied zu den früheren Ausführungen elektrisch auf Rotglut erhitzt wurden. Die Schlauchverbindung bei S (Fig. 1) ermöglicht nach Erwärmung der Piceinabdichtung bei P das Öffnen des Ofens, um das bei der Reduktion des Kupfers gebildete Wasser auf einfache Weise vollständig entfernen zu können.

---

[1]) M. WEHRLI u. V. HARDUNG, Helv. Phys. acta, **2**, 115, 1929.

[2]) P. BÄCHTIGER, Helv. Phys. acta **3**, 335, 1930.

Die Lagerung der Entladungsröhre R (Fig. 1) ist durch ein speziell konstruiertes Traggestell ausserordentlich stabil gestaltet, indem die Röhre mittels dreier Spannschrauben gegen ein Widerlager von 4 Korkzapfen gepresst wird (Fig. 2).

Der Entladungsröhre sind zwei mit P_2O_5 beschickte Kolben angeschlossen, um ein gründliches Nachtrocknen der gebrauchten Stickstoffatmosphäre zu erzielen.

Der untere Elektrodenhalter besteht aus einem zylinderförmigen Messingstab von 4 mm Dicke, welcher einen Eisenaufsatz

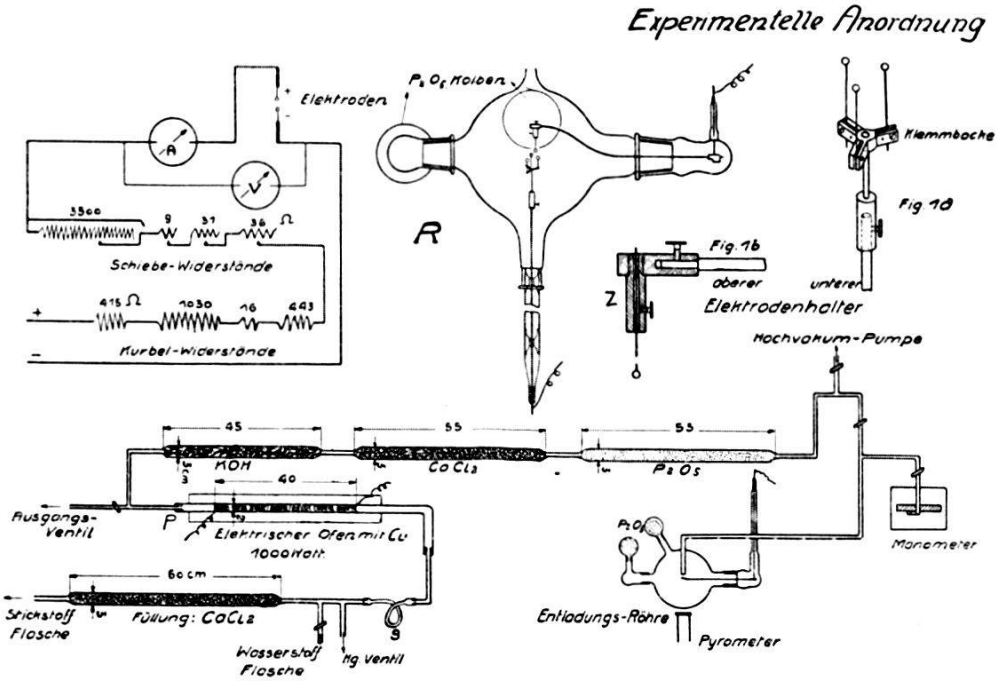

Fig. 1.

mit drei unter einem Winkel von 120° gegeneinander versetzten Seitenarmen trägt (Fig. 1a).

Jeder Arm besitzt eine Klemmbacke, welche die Befestigung von Elektroden verschiedener Stieldicke in den benötigten Distanzen von der Drehachse gestattet (Fig. 1a).

Der obere Elektrodenhalter besteht aus einem in Fig. 1 (R) eingezeichneten halbbügelförmigen Eisendraht. Fig. 1b zeigt die Befestigungsvorrichtung für die Elektroden.

Das auswechselbare Zylinderstück Z besitzt in seiner Längsachse eine der Elektrodenstieldicke entsprechende Bohrung und senkrecht dazu eine Stellschraube. Der gross gewählte Drahtbügeldurchmesser von 4 mm verhindert, dass der Elektrodenhalter infolge seiner Länge, durch leichte Erschütterungen angeregt in Eigenschwingungen gerät.

Das verwendete *Mikropyrometer*, ein Glühfadenpyrometer mit besonders hoher Okularvergrösserung wird nach Angaben von A. Goetz[1]) von der Firma *Spindler & Hoyer* in Göttingen als Mikropyrometerokular hergestellt und kann an Stelle des Okulars

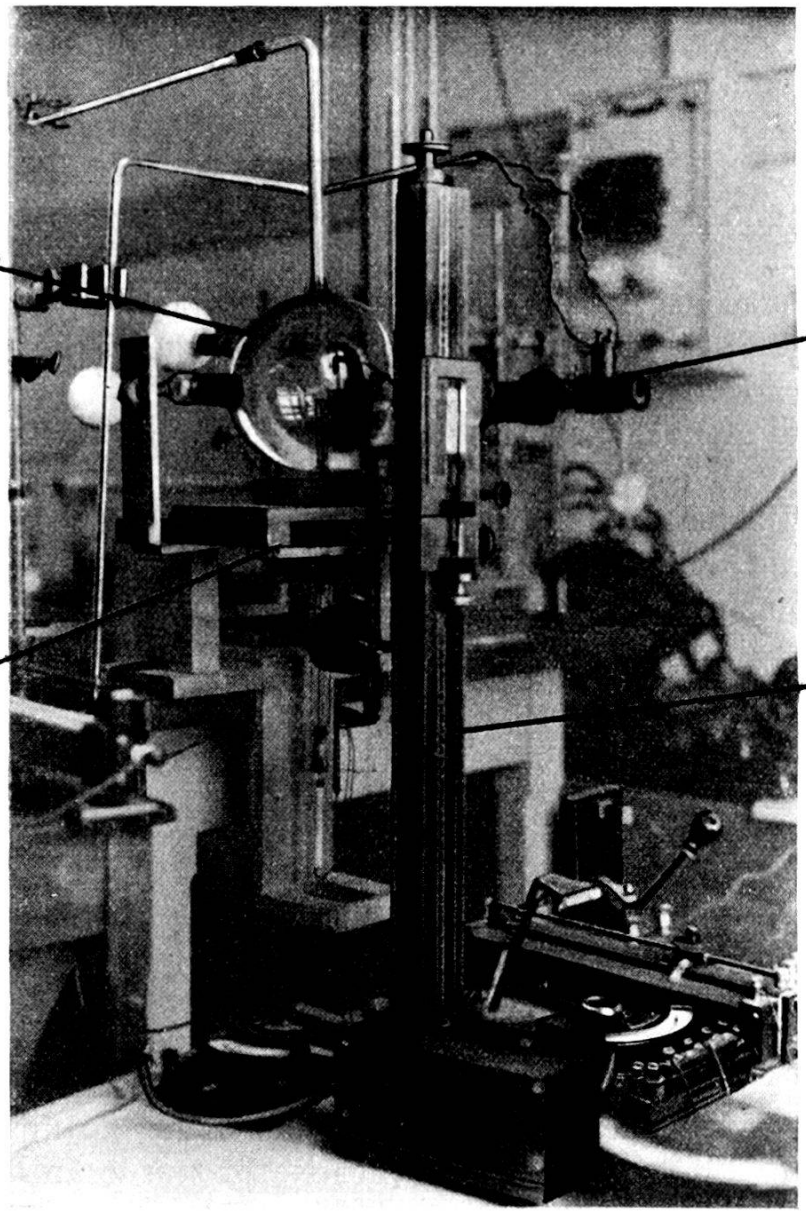

Fig. 2.

in jedes Mikroskop eingebaut werden. Dasselbe wird mit einem achromatischen Objektiv und zugehörigen Eichtabellen geliefert. Für die vorliegende Arbeit musste indessen das Mikropyrometerokular infolge der 13 cm grossen Gegenstandsweite mit einer entsprechenden Objektivlinse (Suter, Basel) kombiniert werden.

---

[1]) A. Goetz, Zeitschr. für Phys., Bd. **38**, S. 119, 1926.

Die Glühlampe von 8 Volt Betriebs-Spannung enthält einen gealterten Kohlebügel von 0,12 mm Fadendurchmesser. Eine kleine Eintrittsblende befreit das Mikropyrometerokular von Parallaxen, eine Irisblende vermindert den störenden Einfluss der Irradiation und Blendung. Die Monochromasie ist durch ein dreifaches Rotfilter Nr. F. 4512 von Schott & Genossen gegeben. Das aus dem Spektrum herausgeschnittene Strahlungsinterwall hat eine wirksame Wellenlänge, welche von = 0,672 μ bis 0,653 μ wandert[1]).

Die Farbgleichheit zwischen Glühlampe und Strahler ist nicht vollständig. Andererseits besitzen die Filter eine vorteilhafte Kompensationswirkung, indem sich das Intensitätsmaximum des durchgelassenen Lichtes mit steigender Temperatur nach kleinen Wellenlängen hin verschiebt, während die vorgeschalteten Rauchgläser bei hohen Temperaturen den umgekehrten Gang zeigen.

Um bei den Temperaturmessungen bestimmte örtliche Felder anvisieren und festhalten zu können, wurde das Mikropyrometer an Stelle des Fernrohres in ein Kathetometer eingebaut, welches jede seitliche Schwenkung und vertikale Verschiebung mit einer Ablesungsgenauigkeit von 1/200 mm gestaltete.

Da das Bild der strahlenden Elektroden in der Bildebene des Vergleichsglühfadens erzeugt wird, kann gleichzeitig die Bogenlängenmessung auf Grund der erwähnten Montage des Pyrometers äusserst genau erfolgen. Die Einstellungsgenauigkeit wird erhöht, wenn das Pyrometer bei den Verschiebungen von oben nach unten vorerst tiefer als es die Einstellung erfordert gesenkt und erst dann durch Aufdrehen der Mikrometerschraube in die richtige Lage gebracht wird. Bei Nivellierung des Kathetometers und des Pyrometers ist die absolute Messgenauigkeit etwa 2 bis 3 Hundertstel Millimeter.

Auf die Genauigkeit der Temperaturmessung hat ferner die Grösse der zu pyrometrierenden Fläche einen bestimmten Einfluss. Dieser Einfluss physiologischer Natur wurde an Hand eines spez. Messversuches, welcher in § 5 näher beschrieben wird, eingehend geprüft. Auf die Distanz von 1,35 bis 1,7 mm, d. h. im Intervall von 0,35 mm wurden elf Temperaturmessungen aufgenommen. Da man bei der Beobachtung stets einen gewissen Flächenbezirk ins Auge fasst, so hat jede ermittelte Temperatur die Bedeutung eines Mittelwertes. Diese Fläche ist in Fig. 3 schraffiert gezeichnet.

Die Ausdehnung y dieser Fläche senkrecht zur Stielrichtung bedingt keine weitere Untersuchung über ihre Grösse, da die

[1]) F. Henning, Temperaturmessungen, S. 174, 1915.

kleinste verwendete Elektrodenstieldicke von 0,3 mm durch einfache Abschätzung schon um ein mehrfaches grösser erscheint als für eine unbeeinträchtigte Messung erforderlich ist.

In der Stielrichtung x wurden auf einen wirklichen Distanzunterschied von 0,1 mm drei Temperaturmessungen ausgeführt. Es erhebt sich nun die Frage, wie gross bei gegebener Apparatur das Messintervall x_1 zwischen zwei in Wirklichkeit 0,033 mm auseinanderliegenden Messpunkten dem Beobachterauge erscheint und in welchem Grössenverhältnis dasselbe zur Dimension des sogenannten physiologischen Punktes steht. Darunter versteht

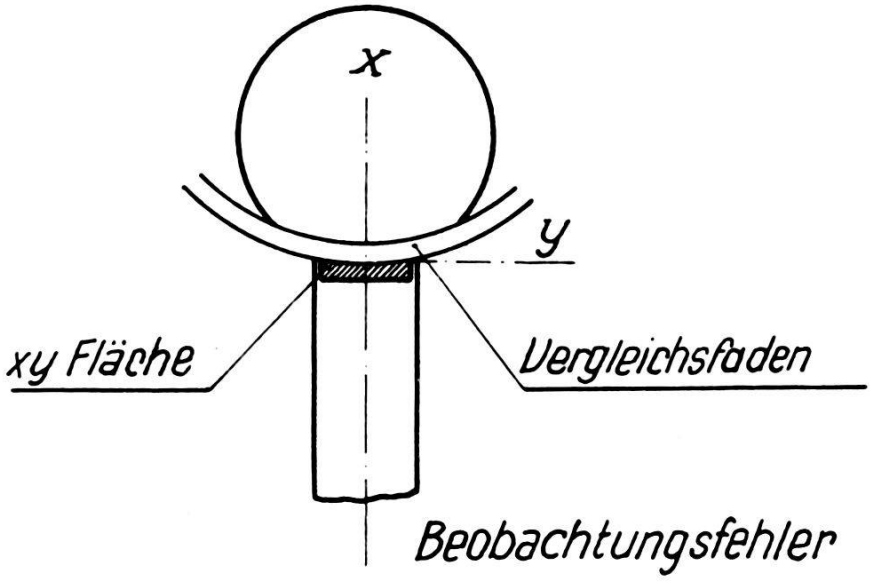

Fig. 3.

man die Grösse desjenigen Objektes, das unter dem physiologischen Grenzwinkel, d. h. einer Bogenminute = 0,000291 erscheint.

Für die normale Sehdistanz von 25 cm beträgt dieselbe 0,0725 mm. Da im vorliegenden Fall die optische Linearvergrösserung das Elffache ist, so erscheint dem Beobachter eine Strecke von 0,033 mm 0,36 mm gross, was etwa der fünffachen Dimension des physiologischen Punktes entspricht. Temperaturmessungen im Abstand von 0,033 mm werden somit noch ohne Korrektur zulässig sein.

Zur Erzeugung der elektrischen Bogenenergie fanden zwei in Serie geschaltete rotierende Gleichstromumformer von je 220 Volt Spannung Verwendung.

Zur Bogenstromstärkemessung wurde ein Instrument der Firma Siemens & Halske mit einem maximalen Fehler von 1% benutzt. Alle übrigen verwendeten Messinstrumente der gleichen Firma waren Präzisionsinstrumente mit ganz unbedeutenden Fehlern.

§ 3. Eichung und Vorversuche.

Das Mikropyrometer, bestehend aus dem Mikropyrometerokular von *A. Goetz* und einem Objektiv *Suter*, Optische Werkstätte, Basel, wurde mit einem Pyrometer von Holborn und Kurlbaum an Hand von Eichstreifen, die von der Firma Siemens & Halske stammen, verglichen. Die Glühlampe zu diesem Pyrometer war überdies von der phys.-techn. Reichsanstalt im Temperaturbereich von 600° bis 1400° geprüft worden. Da die Bestimmung höherer Temperaturpunkte bei bekannten Absorptionsgläsern durch Extrapolation nach F. Hoffmann[1]) keine Schwierigkeit bietet, dürfte die Genauigkeit der absoluten Messung bei 2000° $ST = 10°$, bei 3000 $ST = \pm 20°$ und diejenige der relativen Messung 5 bis 10° erreichen. Für die Eichung wurde als Vergleichslichtquelle eine Osrambandlampe[2]), die sich infolge ihrer grossen Leuchtfläche für beide Pyrometertypen besonders eignete, verwendet.

Der 9 mm lange und 2 mm breite rechteckige Leuchtkörper der Bandlampe besteht aus einem auf die Dicke von 0,05 mm ausgewalzten Wolframband, aus dem eine Fläche vollkommen konstanter Leuchtdichte ausgeblendet werden kann.

Das elektrische System zur Mikropyrometereichung enthält Akkumulatorenbatterie, Bandlampe, Präzisionsampèremeter von Siemens & Halske und Spezialwiderstand in Serieschaltung. Der Spezialwiderstand wurde eigens zu diesem Zwecke aus Konstantandraht hergestellt. Bei einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von 30 m besitzt derselbe einen Widerstand von 1,3 Ohm und erwärmt sich auch bei hoher Belastung nur unbedeutend. Neun Abzweigungen erlauben Teile dieses Widerstandes zu benutzen. Zur Feinregulierung dient ein Schiebewiderstand von 9 Ohm und 4,8 Amp. Belastbarkeit, der parallel über das abgegriffene Hauptwiderstandsstück gelegt wird.

Der Eichvorgang ergibt sich aus folgendem: Die einer Reihe von Stromstärken entsprechenden Temperaturen der Bandlampe werden mit dem Pyrometer von Holborn und Kurlbaum bestimmt. Daraus ergeben sich die sogenannten Vergleichstemperaturkurven, die als Abszissen die Stromstärke der Bandlampe und als Ordinaten die absoluten Temperaturen tragen.

Nachdem auf diese Weise für die Messbereiche ohne Rauchglas,

---

[1]) F. Hoffmann, Zeitschr. für Phys. **17**, 1, 1923.

[2]) Die Osrambandlampe eine sog. Mikroskopierlampe Zeiss, sowie das Pyrometer von Holborn und Kurlbaum wurde mir von Herrn Dr. M. Wehrli freundlich zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm an dieser Stelle den besten Dank ausspreche.

mit Rauchglas I und II die Vergleichstemperaturkurven aufgestellt sind, kann umgekehrt für das Mikropyrometer die Beziehung zwischen seiner Stromstärke und der Temperatur der Bandlampe ermittelt werden. Das Resultat dieser Messungen führte zu den gewünschten Eichkurven I, II und III. Diese wurden zweimal aufgenommen. Ein Vergleich der Messungen vom Februar 1930 mit denjenigen vom Oktober 1928 zeigt folgendes:

Die Vergleichstemperaturkurven decken sich im allgemeinen, ausgenommen in einem Teil der dritten Kurve, wo im Intervall von 2300° bis 2500° *ST* eine maximale Abweichung von 10° auftritt. Als resultierende Kurve wurde die Mittellinie zwischen den beiden beobachteten Kurven gewählt.

Die im Oktober 1928 erstellten Eichkurven für das Mikropyrometer bedürfen mit Ausnahme der Kurve I (ohne Rauchglas) auf Grund der zweiten Messungen Korrekturen. Die beiden Kurven II liegen im Abschnitt 1650° bis 1950° *ST* um 20 bis 25° auseinander. Die Resultierende wurde der zuletzt gemessenen Kurve auf Grund einer Anmerkung im Messjournal im Verhältnis 1:2 näher gelegt. Bei den Kurven III fallen die Abweichungen in den Abschnitt 2300° bis 2575° *ST* und betragen 20 bis 23°. Auch hier wurde bei der Mittelbildung der letzten Messung das Gewicht zwei zugeordnet.

Bei vollständiger Berücksichtigung der ganz besonderen Umstände, welche die grössern Abweichungen erwirkt haben, dürfte sich der maximale Fehler auf $\pm$ 5 bis 10° reduzieren. Eichkurve I ist aus elf, II aus fünfzehn und III aus vierundzwanzig gemessenen Punkten entstanden. I umfasst den Temperaturbereich von 1200° bis 1430° *ST*, II denjenigen von 1400° bis 2100° *ST* und III von 2000° bis 3000° *ST*. Da die Bandlampe bei Höchstbelastung nur eine Temperatur von ca. 2600° *ST* besitzt, mussten die Temperaturpunkte oberhalb 2600° *ST* mit Hilfe entsprechender Elektrodentemperaturen aufgenommen werden.

Die schwarzen Temperaturen (*ST*) der Eichkurven beziehen sich auf den absoluten Nullpunkt. In den Tabellen sind dieselben unter der Bezeichnung S^0T enthalten. Diese Temperaturen stellen infolge des Absorptions- und Reflexionsverlustes an der Glaswand der Entladungsröhre nicht den vollen Wert der schwarzen Temperatur des Strahlers dar. Der Fehlbetrag wird durch einen Zuschlag S^0, welcher einer Korrektionskurve entnommen wird, ausgeglichen. Diese Kurve wurde an Hand der von M. Wehrli[1]) angewandten

[1]) M. Wehrli, Helv. Phys. acta, I, Seite 334, 1928.

Methode neu bestimmt. Da eine Glasscherbe der nämlichen Röhre verwendet wurde, zeigt die aus zwei Messreihen konstruierte Resultierende gegenüber der von M. Wehrli aufgestellten Kurve nur geringe Abweichungen. Die Mittelung dieser Kurven ergab

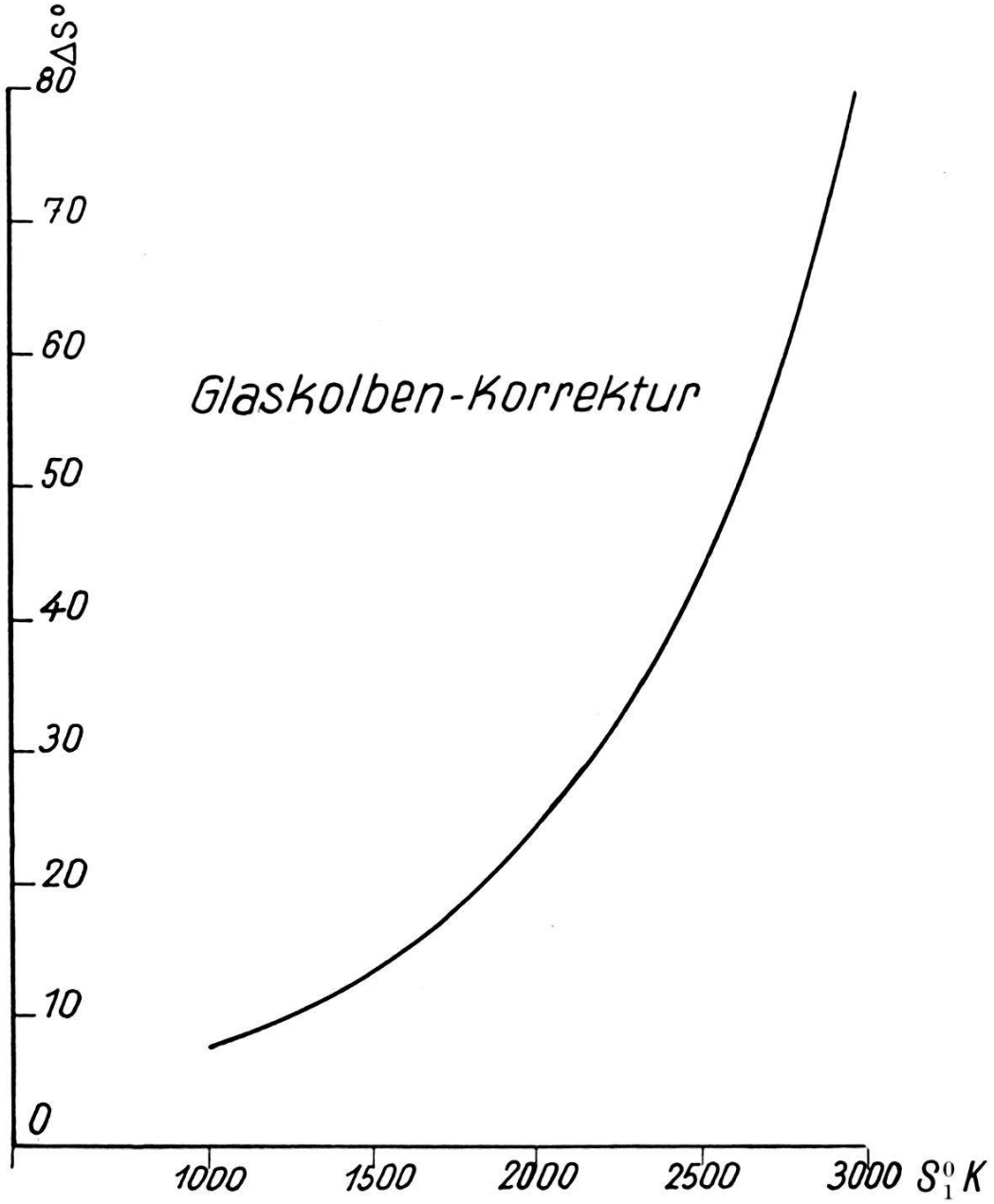

Fig. 4.

die in Fig. 4 abgebildete und endgültig verwendete Korrektionskurve (Fig. 4).

Die daraus nach der Formel:

$$Z = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}$$

berechneten Absorptionskoeffizienten für 1000° und 2500° ST betragen $7{,}4 \cdot 10^{-6}$ und $6{,}8 \cdot 10^{-6}$.

T_1 bedeutet die Temperaturen ohne, T_2 diejenige mit Glas.

Die Herstellungsart der verwendeten Elektroden hat *E.* Stükkelberg l. c. bereits erwähnt und deren Fabrikation erfolgte mit einer nur für diese Zwecke verwendeten Apparatur.

§ 4. Messmethode.

Bei den benützten Elektroden handelte es sich stets um ausgeglühte Wolframelektroden mit vollständig blanker Oberfläche. Um stabile Bogenverhältnisse zu erhalten, kam gereinigter und getrockneter Stickstoff als Füllgas zur Verwendung, dessen Druck p_0 kurz vor jeder Messung an einem Hg-Manometer abgelesen wurde. Nach dem Zünden des Bogens wurde bis zum vollständigen Eintreten stationärer Verhältnisse (ca. 10 Min.) zugewartet und hierauf die Stromstärke genau eingestellt. Nach abermaliger Wartefrist von 3 bis 5 Minuten konnten die Bogenstromstärke und Spannung, welche nach erfolgter Temperaturmessung überprüft wurden, aufgenommen werden. Die Bestimmung des Warmdruckes p erfolgte meist am Ende einer Messreihe. Zur Temperaturmessung eines anvisierten Punktes wurde der Glühfaden des Mikropyrometers durch Regulieren der Stromstärke mit dem Strahler auf gleiche Hell gkeit gebracht. Die am Präzisionsampèremeter abgelesene Stromstärke lieferte aus den Eichkurven die Temperaturen $S^0{}_1T$. Bei günstigen Messbedingungen wurde für die Bestimmung eines Temperaturwertes zwei, in schwierigen Fällen bis fünf unabhängige Ablesungen vorgenommen. Diese Strahlungsmessung an den Wolframelektroden ergibt den Temperaturbetrag, den ein schwarzer Körper bei gleicher Helligkeit bzw. Energieemission besitzt. Da der blanke Wolframstrahler ein kleineres Emissionsvermögen als der schwarze Körper hat, ist seine wahre Temperatur grösser als die pyrometrisch gemessene schwarze Temperatur.

Die Beziehung zwischen diesen beiden hat C. Zwikker angegeben. Unter Zugrundelegung seiner Emissionskoeffizienten wurde die schwarze auf die wahre absolute Temperatur T^0K umgerechnet.

C. Zwikker, Propriétés physiques du tungstène aux hautes températures. Diss. Amsterdam 1925.

I. Resultate.

§ 5. Temperaturverteilung auf den Elektroden.

Es wurden Temperaturmessungen von der Kugelfront bis in dasjenige Stielgebiet, wo der Temperaturabfall annähernd konstant bleibt, mit folgenden Elektrodenanordnungen ausgeführt; dabei sollen der Kugel- resp. Stieldurchmesser mit D und d bezeichnet werden.

a)	Anode unten . . .	$D = 3{,}04$ mm	$d = 1{,}46$ mm
	Kathode	$D = 1{,}98$ mm	$d = 0{,}8$ mm
b)	Anode unten . . .	$D = 1{,}7$ mm	$d = 0{,}34$ mm
	Stabkathode . .	—	$d = 2{,}1$ mm
c)	Kathode unten . .	$D = 1{,}98$ mm	$d = 0{,}8$ mm
	Anode	$D = 2{,}21$ mm	$d = 0{,}9$ mm

Tabelle 1.

Temperaturverteilung auf den Elektroden.

$D = 3{,}04$ mm $d = 1{,}46$ mm $l = 0{,}4$ mm $p_0 = 302$ mm							
$I = 0{,}864$ $p = 340$		$I = 0{,}723$ $p = 333$		$I = 0{,}605$ $p = 327$		$I = 0{,}462$ $p = 320$	
A	T^0 K	A	T^0 K	A	T^0 K	A	T^0 K
0	2032	0	1906	0	1794	0	1656
1,22	2010	1,22	1884	1,24	1780	1,16	1634
1,6	1940	1,6	1827	1,62	1722	1,63	1577
1,92	1898	1,92	1794	2,34	1688	1,96	1553
2,32	1862	2,32	1763	2,74	1639	2,26	1520
2,72	1816	2,72	1724	3,24	1610	2,66	1493
3,22	1772	3,22	1683	3,74	1576		
3,72	1723	3,72	1647				

Es bedeuten: l die Bogenlänge, p_0 und p den Kalt- resp. Warmdruck in mm Hg, I die Stromstärke in Amp., A der Abstand vom Kugelmittelpunkt in mm und T^0 K die wahre absolute Temperatur.

Gemessen wurde stets an der oben zuerst bezeichneten Elektrode. Tabelle 1 enthält die Versuchsresultate von 4 Messfolgen der Elektrodenkombination a) bei konstant gehaltener Stromstärke.

Ausführliche Messangaben bietet beispielsweise Tabelle 5 in § 11 unter folgenden Bedingungen:

$$D = 1{,}79 \text{ mm}, \; d = 0{,}34 \text{ mm}, \; p_0 = 421 \text{ mm Hg}$$

Weitere Ergebnisse und zwar diejenigen der Elektrodenkombination b) sind in Figur 5 dargestellt.

Allgemein bilden die wahren absoluten Temperaturen die Ordinaten, und die Abstände von der Kugelmitte die Abszissenwerte.

Fig. 5 und Tabelle 1 lassen erkennen, dass die Temperatur von der Kugelfront in Richtung des Stieles auf einer grossen Strecke

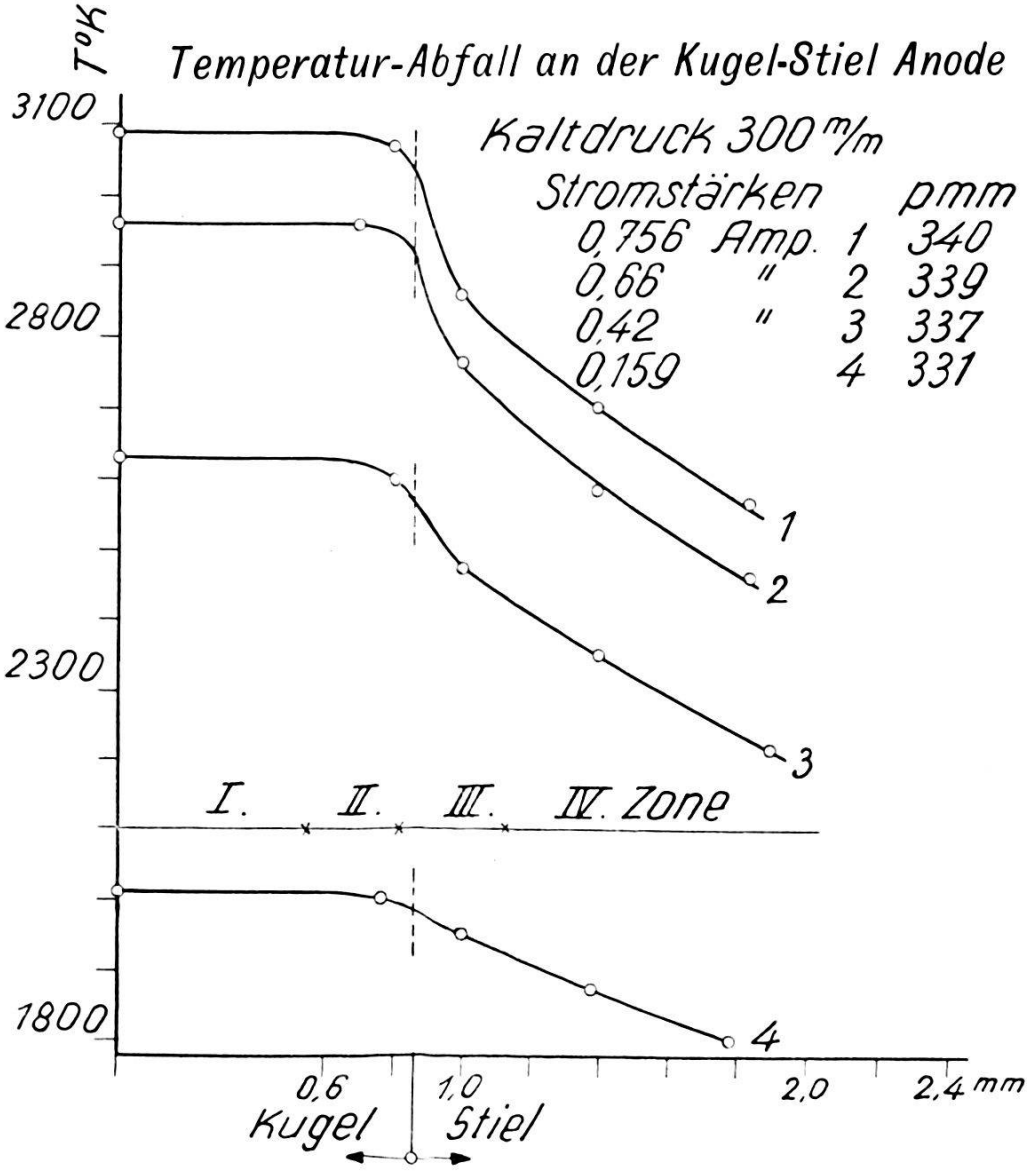

Fig. 5.

konstant bleibt, gegen den Stielansatz langsam, und anschliessend in einem Intervall von 0,2 mm stark fällt. Dieser Abfall ist bei der obersten Kurve der Fig. 5 am deutlichsten ausgeprägt, vermindert sich mit Abnahme der Stromstärke und ist im Glimmentladungsgebiet nur noch undeutlich. Nach dem typischen Temperatursturz wird der Abfall bei allen Messreihen allmählich

konstant. Man kann somit von vier typischen Zonen sprechen. Zone I bedeutet den Kugelabschnitt konstanter Temperatur, II den Kugelabschnitt leichten Temperaturabfalls, III den Abschnitt rapiden und IV den Stielabschnitt konstanten Temperaturabfalls. In Fig. 5 sind dieselben eingezeichnet.

Der wesentliche Unterschied zwischen den Resultaten der Fig. 5 und Tabelle I, welche den Temperaturabfall an Elektroden verschieden grossen Stielquerschnittes veranschaulichen, besteht

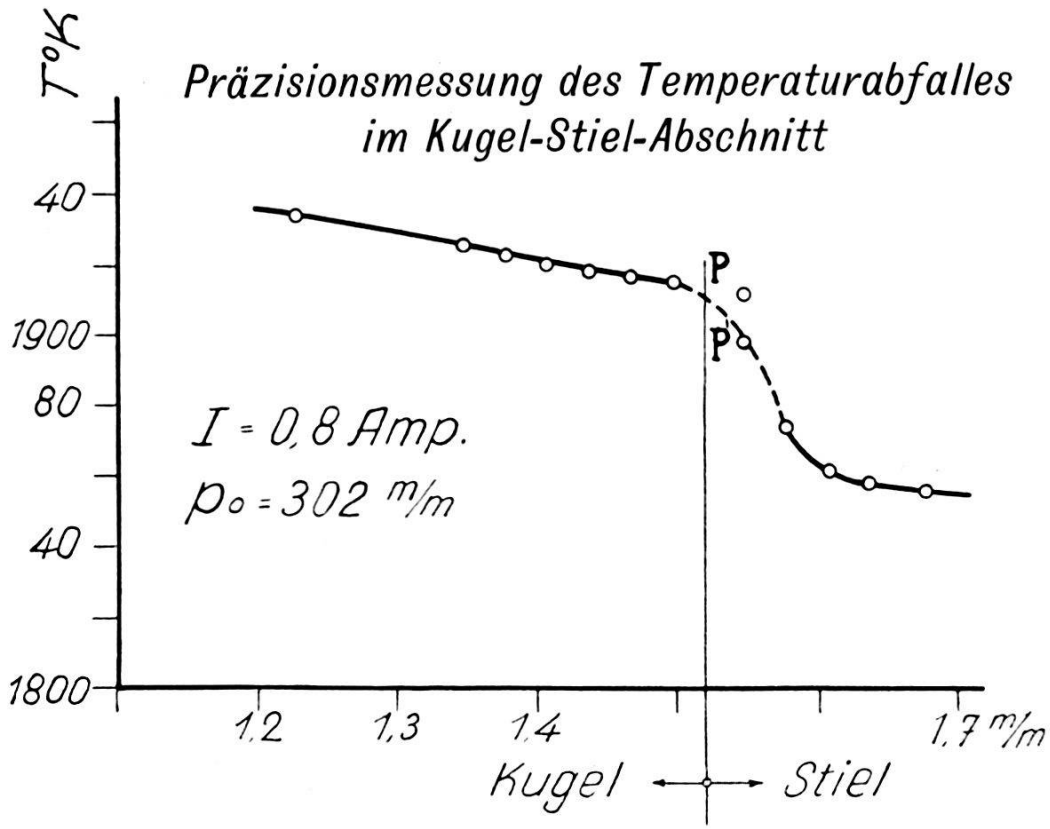

Fig. 6.

darin, dass die Grösse des linearen Temperaturgradienten der Zone IV mit wachsendem Stieldurchmesser abnimmt.

Die schwierigste Mess-Stelle befindet sich am Übergang von der Kugel zum Stiel. Der Verlauf der Temperaturkurve ist in diesem Intervall im allgemeinen durch die geringe Anzahl der Messpunkte nur unvollständig definiert. Um für diese Messungen recht günstige Verhältnisse zu schaffen, wurde die unter a) bereits erwähnte Elektrode mit dem grössten Stieldurchmesser (1,46 mm) gewählt.

Diese unterscheidet sich von den übrigen verwendeten Elektroden insbesondere dadurch, dass sie auf mechanischem Wege annähernd sphärisch geformt und erst nachher einer leichten Ober-

flächenschmelzung unterzogen wurde; damit konnte ein einwandfreier Kugel-Stiel-Übergang erzielt werden.

Die Genauigkeit dieser speziellen Präzisionsmessung bei einer Stromstärke von 0,8 Amp. ist in § 3 diskutiert worden. Fig. 6 enthält die Auswertung dieser Messung.

Die grosse Anzahl der Messpunkte der Zonen II und III legt den Temperaturverlauf nahezu eindeutig fest. Einzig unmittelbar am Stielanfang (siehe Fig. 6) wurde ein aussergewöhnlich hoher Temperaturwert P festgestellt. Dieser abnorm hohe Wert ist nur so zu erklären, dass in diesem Winkel eine angenäherte Hohlraumstrahlung vorliegt. Der Zwikker'sche Emissionszuschlag zur gemessenen schwarzen Temperatur ist deshalb für diesen Punkt zu gross. Die eingezeichnete Kurve wurde ohne Berücksichtigung von P glatt durch die übrigen Punkte gezeichnet.

Fig. 6 gibt im weitern ein typisches Bild des an Hand der Fig. 5 erörterten Temperatursturzes der Zone III (Zonenteilung siehe Fig. 5).

Diese Messungen werden ergänzt durch die in Tabelle 5 in § 11 niedergelegten Ergebnisse und beweisen, dass im Gegensatz zu den Beobachtungen von E. Stückelberg die Temperatur über der Kugeloberfläche nur annähernd konstant ist. Diese Unstimmigkeit findet darin ihre Erklärung, dass die Genauigkeit der Temperaturmessungen von E. Stückelberg bei 2000° etwa 20°, bei 4000° nur 80° beträgt, während der Beobachtungsfehler der vorliegenden Arbeit auf höchstens 10° zu schätzen ist. Die nicht publizierten Temperaturmessungen der Elektrodenkombination c) bieten nichts Neues und fügen sich zwischen diejenigen, welche an Elektroden mit dickem und dünnem Stiel gemacht wurden, erwartungsgemäss ein.

Weitere Untersuchungen bestätigen im übrigen die Vermutung, dass der lineare Temperaturabfall am Stiel bei gleicher Kugeltemperatur der entsprechenden Elektrode vollständig unabhängig ist von der Wahl der Gegenelektrode.

§ 6. Einfluss der Anodenform auf die Charakteristiken und die Elektroden-Temperatur.

Um die Beziehung zwischen Anodenform, Charakteristik und Elektrodentemperatur zu erhalten, wurden drei Wolframelektroden mit den folgenden Dimensionen in den untern Elektrodenhaltern eingebaut.

$D = 3{,}04$; 2,59 und 1,7 mm entsprechend $d = 1{,}46$; 0,8 und 0,343 mm.

Als Kathode diente eine weitere Wolframelektrode mit den Durchmessern $D = 1{,}98$ und $d = 0{,}8$ mm. Bogenlänge $l = 0{,}4$ mm, Kaltdruck $p_0 = 302{,}5$ mm. Über die Messresultate orientiert Fig. 7.

Als Abszisse wurde die Stromstärke und als Ordinate die wahre absolute Temperatur gewählt. Die Ordinate trägt auch die

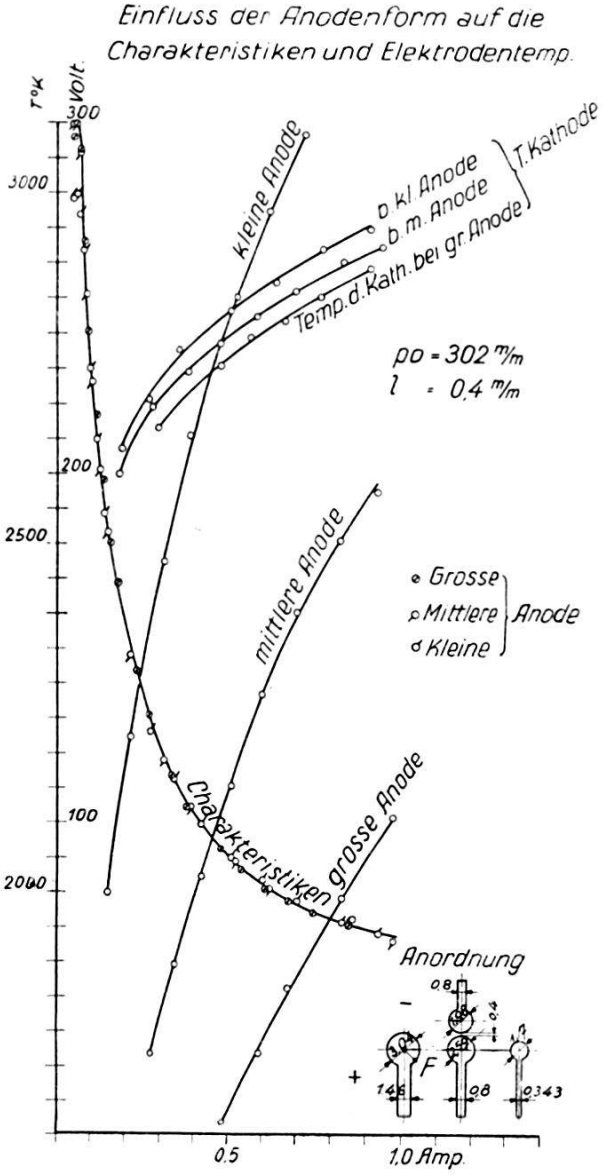

Fig. 7.

Skala für die Spannung U. Die Temperaturen sind an der Kugelfront F in Fig. 7 gemessen.

Fig. 7 ist das Abbild dreier Messgruppen. Für jede derselben wurde die Temperaturkurve der Kathode und einer der drei Anoden als Funktion der Stromstärke ermittelt und zugleich die zugehörige Charakteristik abgelesen.

Die Anodentemperatur steigt mit wachsender Stromstärke ausserordentlich stark an. Anderseits beeinflusst die Anodengrösse die Temperatur und zwar sinkt dieselbe bei konstanter Stromstärke in hohem Masse mit wachsendem Kugel- bzw. Stieldurchmesser. Die tiefere Temperatur der grössern Anode ist auf den stärkern Strahlungsverlust und insbesondere auf die mit zunehmender Stieldicke ungleich grössere Wärmeableitung zurückzuführen. In welchem Masse die Elektrodenform die Temperatur bedingt veranschaulicht folgende Gegenüberstellung. Die Ordinate bei 0,8 Amp. schneidet die drei verschiedenen Anodentemperaturkurven bei 1960, 2475 und 3170 T^0K.

Die entsprechenden Temperaturkurven der in allen drei Fällen identischen Kathode weisen von 0,3 bis 1 Amp. im Vergleich mit den Anodentemperaturkurven einen etwa halb so starken Anstieg auf und liegen verhältnismässig nahe beisammen. Bei Abzug der Konvektionsströmung würden diese Kurven wahrscheinlich zusammenfallen.

Interessant ist ferner ein Vergleich der Anoden- mit den entsprechenden Kathodentemperaturen. Bei 0,8 Amp. ist z. B. die grosse Anode 900°, die mittlere 420° kälter und die kleinere 250° heisser als die Kathode. Der grössere Temperaturwert der kleinen Anode gegenüber der Kathode ist bereits bei 0,55 Amp. erreicht.

Für die drei Charakteristiken ergaben sich mit Ausnahme des auf die Glimmentladung fallenden Teiles Punktfolgen, welche innerhalb der Messgenauigkeit trotz grosser Anodentemperaturdifferenz in eine glatte Kurve zusammengefasst werden können.

§ 7. Kathodenisothermen.

Die von M. Wehrli und V. Hardung beschriebene Methode zur experimentellen Bestimmung der Isothermen ist in § 1 bereits erwähnt. Dabei werden drei Wolframelektroden E_1, E_2 und E_3 mit gleich grosser Kugeloberfläche aber verschiedener Stieldicke verwendet.

Durch die Variation der Stieldicke wird bei sonst konstanten Verhältnissen die Kathoden-Temperatur beeinflusst.

Durch gleichzeitige Aufnahme der Strom-Spannungs-Charakteristik während der Temperaturmessung wird die charakteristische Fläche bestimmt. Die Elektroden E_1, E_2 und E_3 besitzen Stiele von 0,8, 0,51 und 0,35 mm Durchmesser, die entsprechenden Kugeldurchmesser sind 1,83, 1,81 und 1,79 mm.

Um den freien Teil der Kugeloberfläche einander anzugleichen, wurde dem dickern Stiel eine Kugel mit grösserm Durchmesser angesetzt.

Als Anode A (oben) wurde eine Wolframelektrode mit den Durchmessern $D = 2{,}26$ und $d = 0{,}97$ mm benutzt. Die konstant gehaltene Bogenlänge l war 0,22 mm und der Kaltdruck 423 mm Hg. Fig. 8 enthält die gemessenen Resultate.

Aus derselben ersieht man für jede Elektrodenkombination AE_1, AE_2 und AE_3 die gefundene Kathodentemperaturkurve und die zugeordnete statische Charakteristik. Die Kathodentemperaturkurven liegen zwar nahe aber unzweifelhaft überein ander. Die Charakteristik für die Kombination AE_1 liegt am höchsten, die für AE_3 am tiefsten. Im Gegensatz dazu ist die Reihenfolge der Kathodentemperaturkurven gerade umgekehrt d. h. die Elektrode mit dem dünnen Stiel besitzt die höhere Temperatur.

Im Vergleich zu den vorliegenden Temperaturen sind die von E. Stückelberg gefundenen Werte bedeutend höher, während M. Wehrli nur wenig verschiedene Werte angibt (Siehe Fig. 8). Die Diskrepanz ist wohl in der ungleichen Bogenlänge, in der Wahl der Gegenelektrode und möglicherweise in der nicht vollständig gleichen Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden zu suchen.

Die in Fig. 8 konstruierten Kathodenisothermen beziehen sich auf die Temperaturen 2960°, 2900°, 2700° und 2520 T^0K. Die Isotherme für die Temperatur 2960° wird beispielsweise auf folgendem Weg erhalten. Eine Temperaturniveaulinie durch den Punkt 2960° gezogen, schneidet die drei Kathodentemperaturkurven in Punkten gleicher Temperatur. Einem jeden dieser Punkte 3, 2, 1 (siehe Fig. 8) entspricht ein bestimmter Wert der zugehörigen Charakteristik. Die Verbindungslinie dieser Punkte 3′, 2′, 1′ stellt die gesuchte Isotherme für die Temperatur 2960° dar. Die Länge des konstruierten Stückes der Isotherme richtet sich nach dem Variationsbereich des Stieldurchmessers.

Aus den vier konstruierten Isothermen erkennt man zusammenfassend, dass die Kathodenisothermen steigend und ihre Steilheit mit abnehmender Temperatur zunimmt. Ihre Verlängerungen konvergieren nicht wie Simon angenommen hat, durch den Nullpunkt.

Da P. Bächtiger die Kathodenisothermen nach einer andern, der sogen. dynamischen Methode (siehe 1) unter annähernd gleichen Bogenbedingungen bestimmt hat, ist ein Vergleich mit seinen Resultaten der schon zitierten Arbeit wertvoll. (Seine Fig. 8, S. 355.)

In der vorliegenden Fig. 8 sind zum Vergleich auch die Isothermen (gestrichelt), die Temperaturkurve und die Charakteristik von P. Bächtiger eingezeichnet. Die Charakteristik

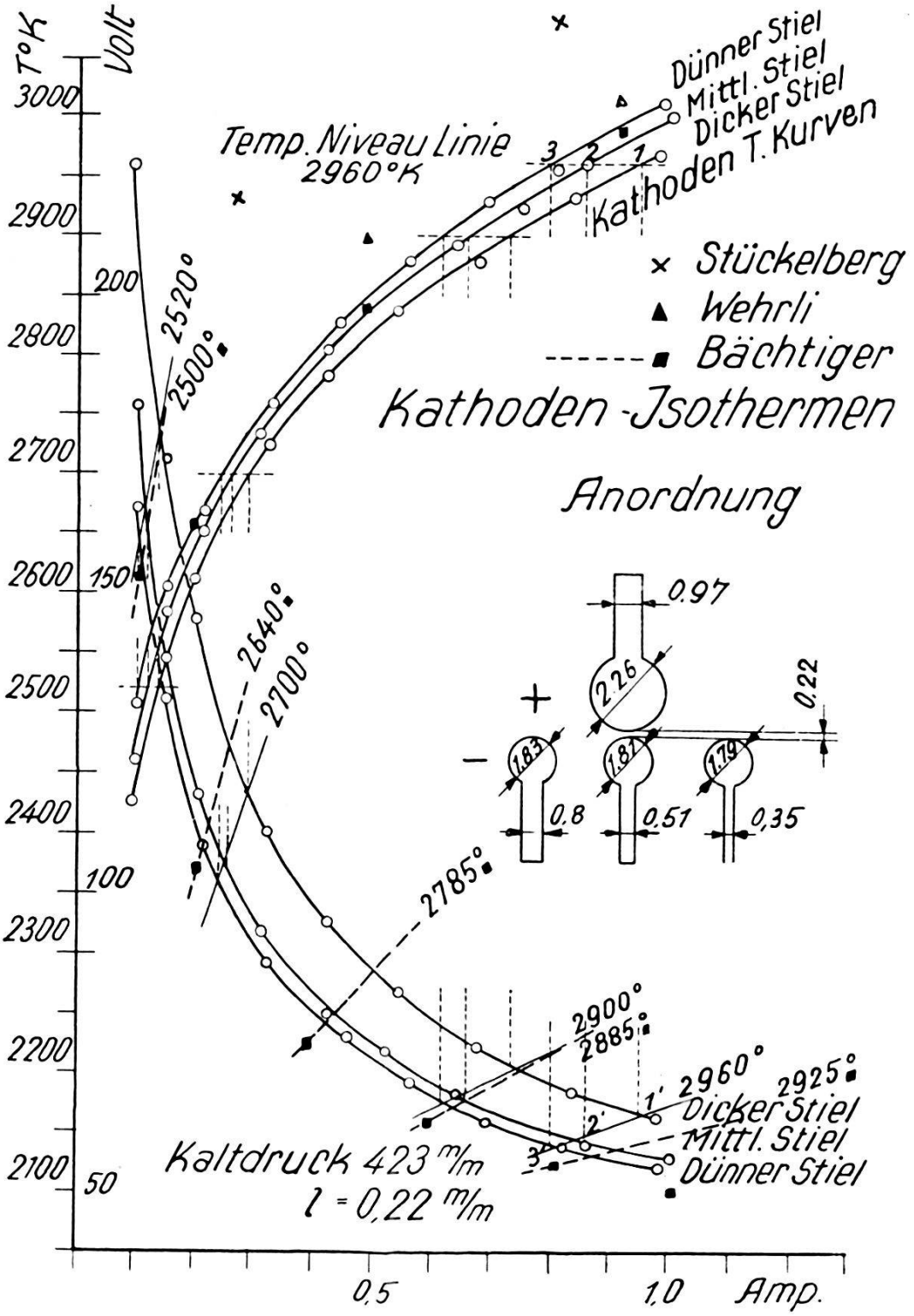

Fig. 8.

kommt etwas tiefer zu liegen, weil seine Anode eine kleinere Dimension besass. Die Isothermen zeigen einen übereinstimmenden Verlauf mit den nach der statischen Methode ermittelten der vor-

liegenden Arbeit. Somit bestätigt sich das von P. Bächtiger als angenähert gültig bezeichnete Gesetz:

Zieht man durch einen Punkt der Charakteristik eine Gerade parallel zur U-Achse, so halbiert diese den Winkel zwischen der Isotherme und der Tangente an die Charakteristik.

§ 8. Die Anodenisothermen.

Die Bogenanordnung unterscheidet sich gegenüber derjenigen von § 7 nur dadurch, dass umgepolt wird. Die Messresultate sind in Tabelle 2 niedergelegt.

Tabelle 2.

Elektrodentemperatur bei verschiedenen Anoden.

$l = 0{,}22$ mm					$p_0 = 417$ mm									
$d = 0{,}8$ mm					$d = 0{,}51$					$d = 0{,}35$				
I	U	T_A	T_K	p	I	U	T_A	T_K	p	I	U	T_A	T_K	p
0,14	222				0,155	210	1745	2360		0,151	209,4	1843	2343	
0,273	150	1790	2492		0,303	141	2115	2523		0,3	141	2273	2540	
0,427	115,2	2120	2600		0,438	114	2414	2590		0,436	113,4	2510	2606	
0,582	96,6	2343	2665		0,585	96,9	2598	2652		0,634	92,1	2760	2670	
0,72	86,4	2510	2703		0,752	85,2	2777	2700		0,785	81,9	2887	2712	
0,8345	79,85	2623	2728		0,921	74,4	2940	2758	462	0,939	75,6	3017	—	460
0,988	73,8	2737	—	466										

In vorstehender Tabelle 2 sind unter der Bezeichnung T_k die ebenfalls bestimmten Kathoden- und unter T_A die Anodentemperaturen angeführt. Die Beobachtungen der Tabelle 2 veranschaulicht Fig. 9.

Da die Charakteristiken hier noch deutlicher als im Fall der Fig. 7 in eine einzige übergehen, kommen die Anodenisothermen nach der in § 7 erläuterten Konstruktion auf die Charakteristik zu liegen. Dies führt zu folgendem Ergebnis:

Die charakteristische Fläche ist annähernd eine Zylinderfläche, deren Mantellinie parallel zur Temperaturachse läuft, d. h. die Spannung erweist sich als unabhängig von der Anodentemperatur.

Während die Anodentemperaturen erwartungsgemäss wieder stark differieren, fallen die Kathodentemperaturkurven in den Bereich der Fehlerabweichung. In Fig. 7, wo die Temperaturkurven der Anoden grössere Differenzen aufweisen, vereinigen sich die Kathodentemperaturkurven nicht. Im Zusammenhang damit lässt sich folgendes feststellen: Die Erhöhung der Kathodentemperatur bei gleicher Kugelgrösse bedingt eine Erniedrigung des

Kathodenfalles d. h. bei gegebener Stromstärke ist der Kathodenfall bei grosser Anode höher als bei kleiner, weil wie Fig. 7 deutlich zeigt, der kleineren Anode die höhere Kathodentemperatur zu-

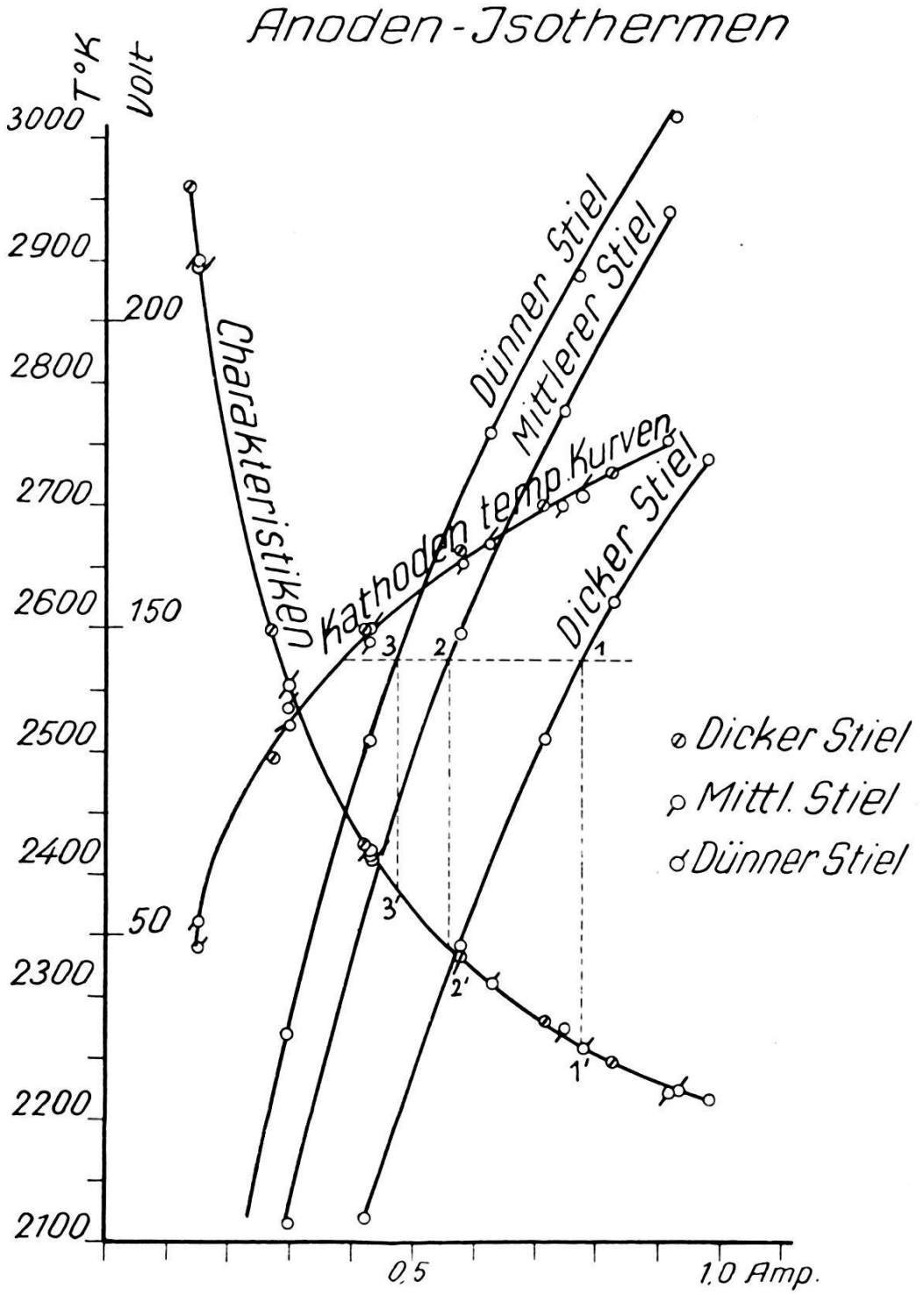

Fig. 9.

geordnet ist. Wie die Charakteristik veranschaulicht fallen aber die Spannungswerte für alle drei Fälle zusammen, was zur Folgerung führt, dass die Summe aus Anodenfall U_A und Spannungsabfall in der Gassäule mit wachsender Anodentemperatur etwas zunimmt.

§ 9. Elektrodentemperatur als Funktion der Bogenlänge *l*.

Bei konstanter Stromstärke werden unmittelbar nacheinander die Temperaturen von Anode und Kathode an der Kugelfront gemessen, wobei die Bogenlänge von wenigen Hundertsteln bis zu einigen Millimetern stetig vergrössert wurde. Desgleichen wurden die Spannungen als Funktion der Bogenlänge sehr genau festgestellt. Die gleich grossen Wolframelektroden hatten Kugel- und Stieldurchmesser von $D = 1{,}81$ resp. $d = 0{,}35$ mm.

Tabelle 3 enthält die Beobachtungen für die konstanten Stromstärken 0,3, 0,5 und 0,7 Amp.

Tabelle 3.

Elektrodentemperatur als Funktion der Bogenlänge *l*.

Anode oben														
$I = 0{,}3$ Amp. $p_0 = 423$ mm					$I = 0{,}5$ Amp. $p_0 = 423$ mm					$I = 0{,}7$ Amp. $p_0 = 419$ mm				
l	U	T_A	T_K	p	l	U	T_A	T_K	p	l	U	T_A	T_K	p
0,06	87,3	2288	—		0,03	59,4	2390	2732		0,07	57,15	2788	2773	
0,12	89,25	2307	—		0,11	67,8	2560	2735		0,12	58,5	2813	2773	
0,42	96,9	2410	2706		0,28	71,4	2638	2735		0,26	61,5	2888	2790	
0,83	106,5	2522	2706		0,56	77,4	2710	2739		0,69	71,1	2992	2817	
1,32	116,7	2587	2708		0,94	84,6	2790	2742		1,43	82,8	3112	2846	
2,34	140,25	2648	2706		2,0	105,0	2885	2772		2,41	96,6	3192	2845	
3,45	163,95	2712	2706		3,5	128,4	2960	2787		3,82	115,2	3270	2857	
4,42	182,7	2728	2706		5,4	155,1	3010	2790		4,89	128,4	3292	2857	
5,42	205,5	2787	2706		7,32	182,1	3005	2780		6,94	151,8	3298	2861	
6,42	222,3	2808	2708	445	9,21	205,5	3022	2778	500	8,9	173,7	3329	2853	
										10,8	195			
										12,8	218,4			529
Anode unten														
0,065	87,3	2260	2706		0,03	59,1	2282	—		0,1	57,9	2796	2850	
0,12	88,5	2267	2710		0,045	68,4	2320	2772		0,33	62,4	2845	2861	
0,42	96,0	2390	2706		0,11	69,9	2590	2790		0,83	71,4	2940	2880	
0,8	105,0	2470	2716		0,17	72	2606	2790		1,83	85,5	3025	2928	
1,3	116,4	2543	2714		0,3	74,4	2657	2788		3,5	105,0	3093	2930	
2,3	138	2597	2715		0,5	77,4	2700	2788		5,02	121,5	3132	—	
3,28	156,6	2630	2730		0,8	81,0	2747	2788		7,02	141,3	3127	2953	
4,72	183,6	2660	2737		1,3	90	2797	2788		9,02	160,2	3123	2980	
6,14	207,6	2659	2737	440	1,84	97,2	2822	2790		11,02	180	3140		509
7,14	225	2654	2740		3,0	116,4	2864	2814						
					4,5	137,24	2893	2834						
					5,88	153,5	2898	2828						
					7,24	171,0	2906	2826						
					9,24	195,9	2906	—	497					

Die verwendeten Bezeichnungen in derselben sind an Hand der 1. und 2. Tabelle bereits erwähnt worden. Die zweite Hälfte der 3. Tabelle bezieht sich auf die nach der Umpolung ausgeführten

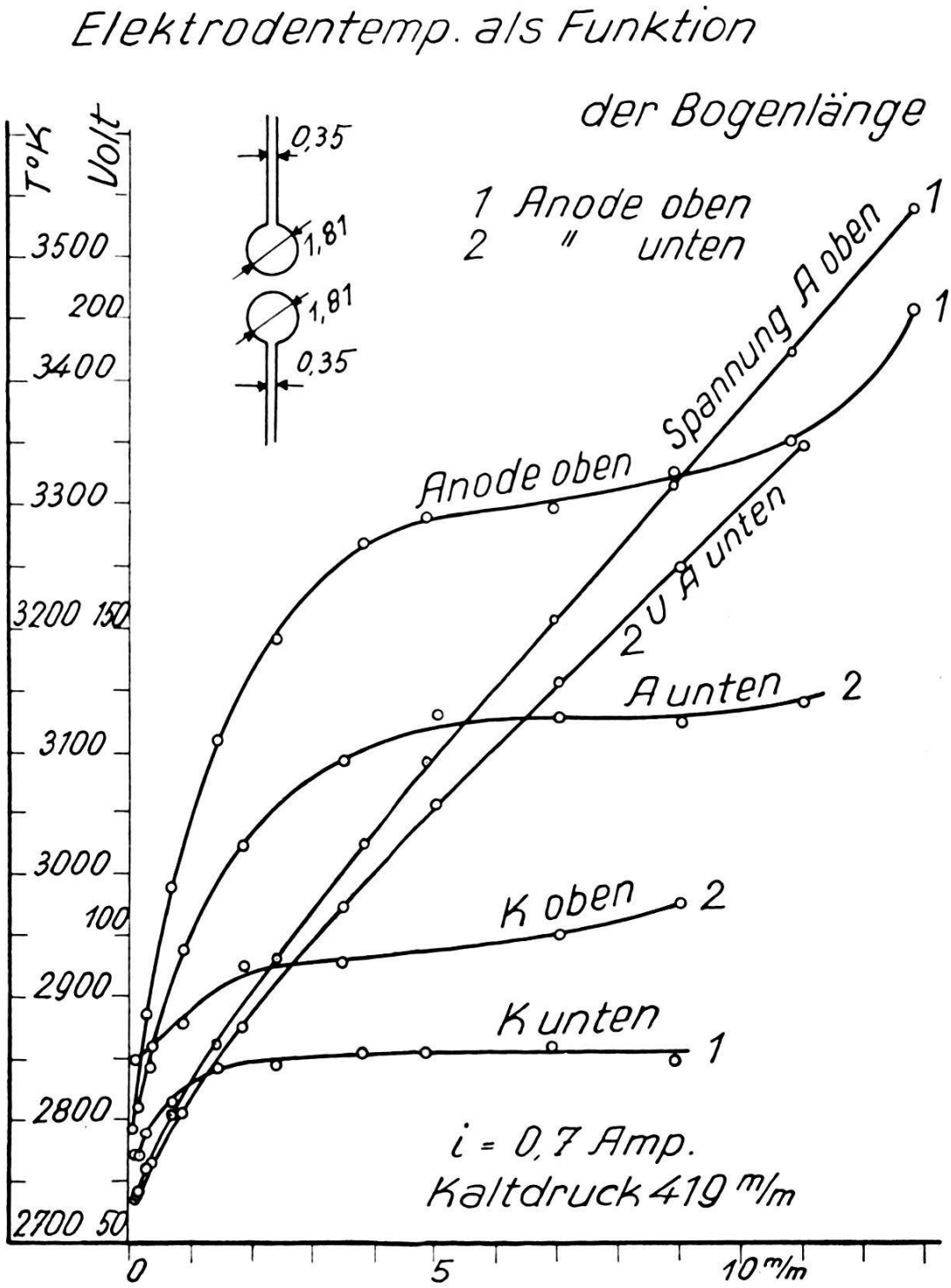

Fig. 10.

Messgruppen. Die vollständigen Resultate bei Verwendung einer Stromstärke von $l = 0{,}7$ Amp. sind in Fig. 10 abgebildet.

Aus Fig. 10 und Tabelle 3 erkennt man, dass die Elektrodentemperatur im Bereiche kleiner Bogenlängen mit dieser stark

zunimmt, dann nahezu konstant bleibt, um bei grossen Bogenlängen und Stromstärken wieder anzusteigen. Die letztere Temperaturaufwertung dürfte möglicherweise dem erhöhten Gasdruck zuzuschreiben sein. (Siehe auch § 10.) Allgemein zeigt es sich noch, dass die Anode wie die Kathode in der oberen Stellung heisser wird. Diese Tatsache lässt sich verstehen, wenn man annimmt, dass die obere Elektrode durch einen aufsteigenden Wärmekonvektionsstrom geheizt wird.

Die beiden bei Polvertauschung entstehenden Spannungslinien, welche die Beziehung zwischen Bogenlänge und Spannung bei konstanter Stromstärke vermitteln, gehen nach einem gekrümmten Anfangsstück bei grosser Bogenlänge in zwei divergierende Gerade über. Dass die Spannungswerte bei der heissern Kathode tiefer liegen, als bei der unten gelagerten, kann man sich ohne weiteres daraus erklären, dass der Kathodenfall mit wachsender Temperatur abnimmt und der Anodenfall von der Temperatur sehr wenig abhängig ist.

§ 10. Elektrodentemperatur als Funktion des Druckes p.

Es wurde die Kathodentemperatur bei verschiedenem Gasdruck mittels folgender Bogenanordnung gemessen. Durchmesser der Kathode $D = 1{,}75$, $d = 0{,}34$ mm, der Anode $D = 1{,}79$, $d = 0{,}34$ mm, Bogenlänge $l = 0{,}16$ mm, $I = 0{,}6$ Amp.

Die Druckverminderung wurde durch Abpumpen der Stickstoffatmosphäre bei brennendem Bogen erzeugt.

Tabelle 4.

Kathodentemperatur als Funktion des Druckes.

$p_0 = 420$ mm	Volt	An der Kathode unten gemessen			
p	U	S_1^0 K	ΔS^0	S_2^0 K	T^0 K
447	62,44	2527	44	2571	2860
309,5	58,9	2507	43	2550	2836
209	56,4	2476	42	2518	2797
108,5	45,0	2467	41	2508	2781
59,8	43,6	2464	41	2505	2777
44,4	50,6	2473	42	2515	2793
16,8	64,8	2483	42	2525	2805

Im Gegensatz zu den Ergebnissen von E. Stückelberg beweisen die Daten der Tabelle 4 eine systematische Abhängigkeit der Kathodentemperatur vom Druck und zwar sinkt die Temperatur

bei einer Druckverminderung von $p = 447$ mm bis 60 mm um 83^0 und steigt nachher wieder an. Das Temperaturminimum fällt mit dem bekannten Spannungsminimum zusammen. (Siehe Kolonne 2.) Der Betrag des Minimums 43,6 Volt liess sich genau feststellen. P. Bächtiger findet ebenfalls einen Temperaturrückgang mit der Druckabnahme, erreicht aber das Minimum nicht.

§ 11. Spezielle Messungen.

Um für die Energieverteilung im Bogen weitergehende Schlüsse ziehen zu können, wurde die nachfolgende Bogenanordnung gewählt, welche eine etwas einfachere Berechnung des Energieabflusses an den Elektroden ermöglicht. Anode und Kathode besitzen die gleichen Durchmesser $D = 1{,}79$ und $d = 0{,}34$ mm. Die Bogenlänge l betrug 0,32 mm und der Kaltdruck p_0 421 mm Hg. Die Messresultate sind in der Tabelle 5 und Figur 11 veranschaulicht.

Aus Fig. 11 ist ersichtlich, dass Gleichheit von Anoden- und Kathodentemperatur bei einer Stromstärke von 0,61 Amp. erreicht wird. Nach § 5 ist somit der Temperaturabfall an dieser Stelle für beide Elektroden in Folge des nämlichen Stielquerschnittes derselbe. Wegen der Bedeutung dieser Tatsache wurde die genaue Temperaturabfallkurve von der Kugel nach dem Stiel für die Stromstärke 0,61 Amp. ebenfalls ermittelt.

Tabelle 5.

Elektrodentemperatur als Funktion der Stromstärke.

$l = 0{,}32$ mm		$p_0 = 421$ mm				$p = 456$ mm			
Charakteristik		Elektrodentemperaturen							
		Anode oben				Kathode unten			
U	I	S_1^0 K	ΔS^0	S_2^0 K	T^0 K	S_1^0 K	ΔS^0	S_2^0 K	T^0 K
157,5	0,098	1668	16	1684	1798	2207	30	2237	2448
105,0	0,211	2024	25	2049	2220	2326	34	2360	2600
87,9	0,325	2200	30	2230	2439	2380	37	2417	2670
77,85	0,408	2327	35	2362	2603	2434	40	2474	2743
70,8	0,508	2427	39	2466	2730	2463	41	2504	2776
65,9	0,61	2497	43	2540	2823	2495	43	2538	2820
60	0,75	2590	48	2638	2950	2527	44	2571	2862
57,9	0,845	2657	50	2707	3040	2550	46	2596	2896
55,2	0,974	2740	58	2798	3157	2575	47	2622	2928

Temperaturabfall an der Kathode

$I = 0{,}61$	$p_0 = 420$	$p = 450$	$l = 0{,}32$ mm		
δ	S_1^0 K	ΔS^0	S_2^0 K	T^0 K	
0	2503	43	2546	2830	
+ 0,55	2502	43	2545	2828	
0,9	2482	42	2524	2803	
0,95					Stielanfang
0,99	2406	38	2444	2703	
1,09	2376	37	2413	2664	
1,16	2357	36	2393	2640	
1,26	2342	35	2377	2615	
1,36	2297	34	2331	2562	
1,56	2248	32	2280	2500	
1,76	2185	30	2215	2422	
− 0,55	2504	43	2547	2832	
− 0,80	2722	57	2779	3130	im Reflexiorsfleck

δ = Distanz von der Kugelmitte in mm.

II. Diskussion.

§ 12. Gesamtenergieverlust an den Elektroden.

Der Gesamtenergieverlust an den Elektroden setzt sich zusammen aus der Wärmestrahlung der Kugel und des Stieles und aus der Wärmeableitung durch den Stiel.[1]) Die Wärmestrahlung der Kugel ist leicht berechenbar, wenn die Temperatur über der gesamten Kugeloberfläche als konstant angenommen wird.

Da es sich bei der Ermittlung des Gesamt-Energieverlustes stets um einen stationären Zustand handelt, so wird pro Zeiteinheit dauernd gleich viel Energie verbraucht. Die Wärmestrahlung und Wärmeableitung beziehen sich somit auf eine Sekunde. Elektrisch werden Leistungen gemessen, wobei als Einheit das Watt gewählt wird.

Aus der Tabelle 5 und Figur 11 erkennt man, dass die Kugeltemperatur an der Strombasis höhere und gegen den Stielanfang tiefere Werte besitzt als an der Kugelfront. Die Kugeloberfläche liess sich somit in eine Kugelzone konstanter Temperatur (2930 T^0K), eine Kugelhaube höherer und in eine entgegengesetzt gleich grosse Fläche niederer Temperatur einteilen. Aus der Temperaturverteilungskurve wurde für die beiden 0,0345 cm hohen Kalotten

[1]) Die Wärmeableitung durch das Gas soll in dieser Arbeit nicht näher betrachtet werden.

eine Durchschnittstemperatur abgeschätzt, welche für die heissere einen Strahlungsmehrwert von ca. 0,5 Watt und für die kältere Mantelfläche einen Minderwert von 0,1 Watt gegenüber dem Betrag

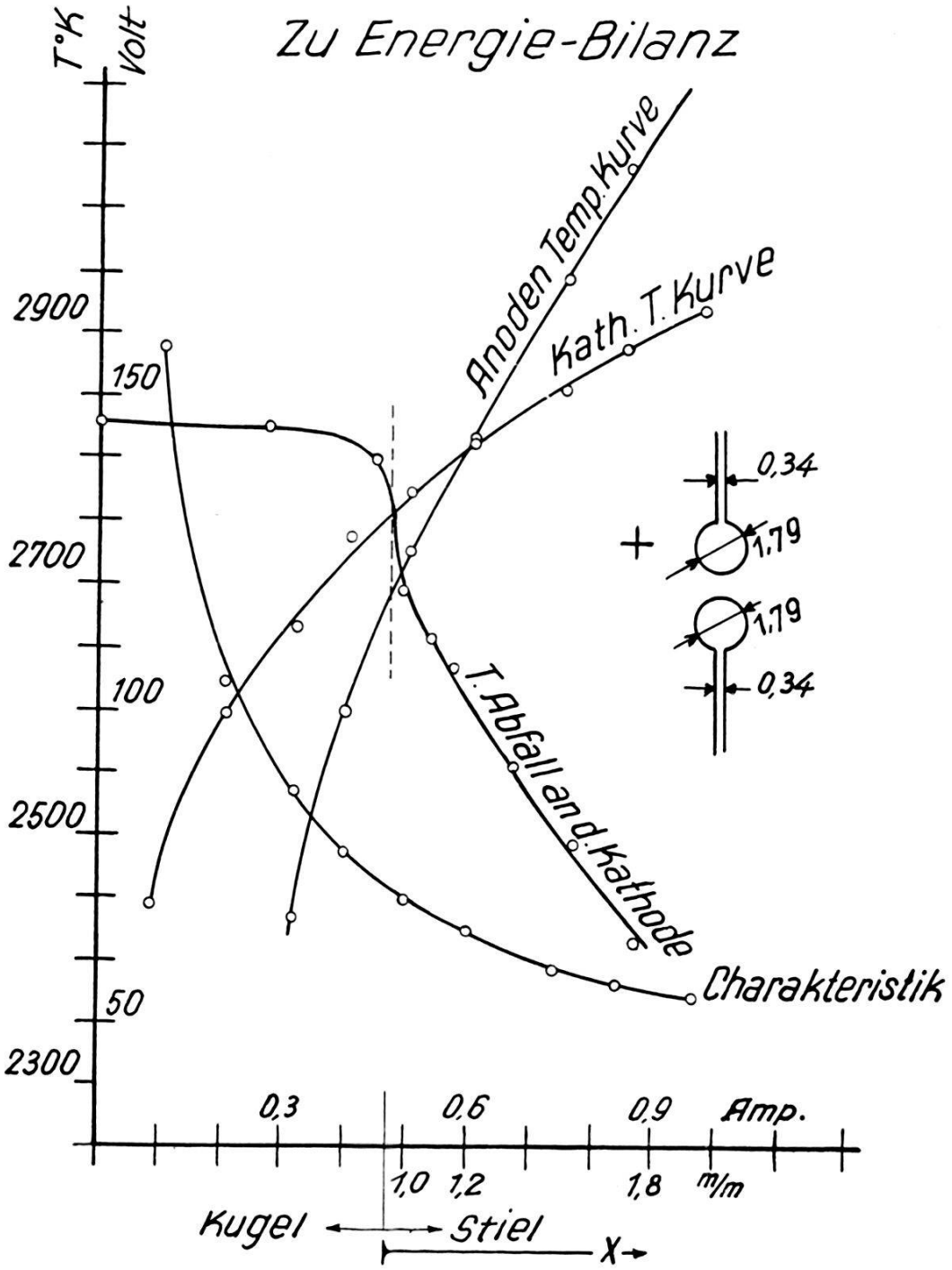

Fig. 11.

ergab, der sich bei Annahme der frontal gemessenen Temperatur von 2930° bestimmen lässt. Da sich der Gesamtstrahlungs-Verlust der Kugel bei 2930 T^0K zu 12,58 Watt errechnet betrug die Differenz 0,4 Watt ca. plus 3%. Diese Differenz verringert sich mit Abnahme der Kugeltemperatur (siehe Fig. 5).

Für die nachfolgenden Berechnungen ist die Temperatur auf der ganzen Kugel als konstant und gleich derjenigen an der Kugelfront (F in Fig. 7) angenommen worden. Zur Ermittlung des Strahlungsverlustes pro cm² wurden die von *C.* Zwikker l. c. bestimmten Koeffizienten der Strahlungsdichte als Funktion der wahren absoluten Temperatur als massgebend erachtet. Vom nämlichen Autor stammen die später benützten Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten k.

Gewisse Schwierigkeiten bot die Bestimmung der Wärmeabfuhr durch den Stiel. Diese errechnet sich bei dünnem Stiel für jeden Querschnitt im Abstande x (vom Stielanfang) nach der Formel

$$W_L = q \cdot k \cdot \left(\frac{dT}{dx}\right). \tag{1}$$

Hierin bedeutet q der Stielquerschnitt in cm², k die Wärmeleitfähigkeit von Wolfram und $\frac{dT}{dx}$ der Temperaturgradient.

Da die Bestimmung des Temperaturgradienten dicht am Stielanfang infolge von Störungen, welche auch theoretisch zu erwarten sind (Figur 6) und wegen des jähen Temperaturabfalles, mit einer gewissen Unsicherheit behaftet ist, wird von der Ermittlung des Gradienten an dieser Stelle abgesehen.

Die Wärmeabfuhr W_L durch den Stiel lässt sich nämlich auch nach folgender Methode finden. Es wird angenommen, dass mit wachsendem Abstand x von der Kugel, die oben erwähnten Störungen abklingen und der an der Oberfläche gemessene Temperaturgradient sich dem mittlern Gradienten im entsprechenden Querschnitt nähert. Trifft obige Annahme zu, so muss also von einem bestimmten x-Wert an die Gesamtenergie konstant bleiben, d. h. die vom Stielanfang bis zu dem Abstand x abgestrahlte Energie W_{ST} plus die in x durch den Querschnitt abgeführte Energie W_L muss gleich der durch den Querschnitt am Stielanfang fliessenden Energie sein. Um diese Energie

$$W_L + W_{St} = W$$

zu ermitteln, wurde die Temperaturabfallkurve der Fig. 11 in vergrössertem Masstab in Fig. 12 neu aufgezeichnet und die Gradienten in 10 verschiedenen Abständen x_0 bis x_9 bestimmt. Tabelle 6 enthält die Gradienten und veranschaulicht die errechneten Ableitungs- und Abstrahlungs-Energien des Stieles für die Abstände x_0 bis x_9.

Tabelle 6.

Bestimmung der Energieabfuhr durch den Stiel.

x	T^0 K	$\left(\frac{dT}{dx}\right)$	k	W_L (Watt)	W_{St} (Watt)	$W_L + W_{St}$
0	2790	33 620	1,429	43,619	0	43,62
0,003	2725	11 803	1,422	15,238	0,036	15,27
0,005	2705	7 221	1,42	9,309	0,058	9,37
0,009	2683	5 165	1,418	6,649	0,1003	6,75
0,013	2663	4 144	1,414	5,321	0,141	5,46
0,021	2636	3 569	1,411	4,573	0,22	4,79
0,035	2583	3 459	1,403	4,4151	0,347	4,76
0,045	2550	3 459	1,398	4,399	0,431	4,83
0,065	2480	3 370	1,386	4,242	0,584	4,82
0,085	2417	3 222	1,3738	4,019	0,719	4,74

Hierin bedeuten:

x der Abstand vom Stielanfang in cm

T^0K die wahre absolute Temperatur im Abstand x

$\frac{dT}{dx}$ der Temperaturgradient

k die Wärmeleitfähigkeit von Wolfram als Variable der Temperatur

W_L die Wärmeableitung

W_{ST} die Abstrahlung als Auswertung des Integralausdruckes

$$\pi d \int_0^x \eta(x)\, dx$$

d die Stieldicke

η die Strahlungsdichte pro cm².

Aus Fig. 12, welche die in der letzten Kolonne der Tabelle 6 vermerkten Energiesummen $W_L + W_{ST} = W$ veranschaulicht, ist ersichtlich, dass vom Abstand $x = 0{,}02$ cm an die erforderte Konstanz tatsächlich erfüllt ist und dass dieser konstante Einheitswert 4,7880 Watt beträgt. Nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt sich der mittlere Fehler eines einzelnen der fünf Beträge auf 0,0383, derjenige des Mittelwertes auf 0,017 und der des wahrscheinlichen Fehlers auf 0,011 Watt.

Ferner erkennt man, dass im Gebiete von 0,02 bis 0 cm die Energiekurve unverhältnismässig stark ansteigt und Werte erreicht, die den nach einer einfachen Abschätzung möglichen Betrag weit überschreiten. Dieses erhärtet die oben erwähnte Auffassung, wonach der Oberflächentemperaturgradient am Stiel-

anfang nicht zulässig ist. Für die Bestimmung der Grösse W unter anderen Bedingungen als diejenigen der Tabelle 6 wird folgendes vereinfachte Verfahren angeschlagen. Es wird durch Extrapolation ein idealer Gradient $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0}$ am Stielanfang derart bestimmt, dass die Formel 1 beibehalten werden kann, wobei sich

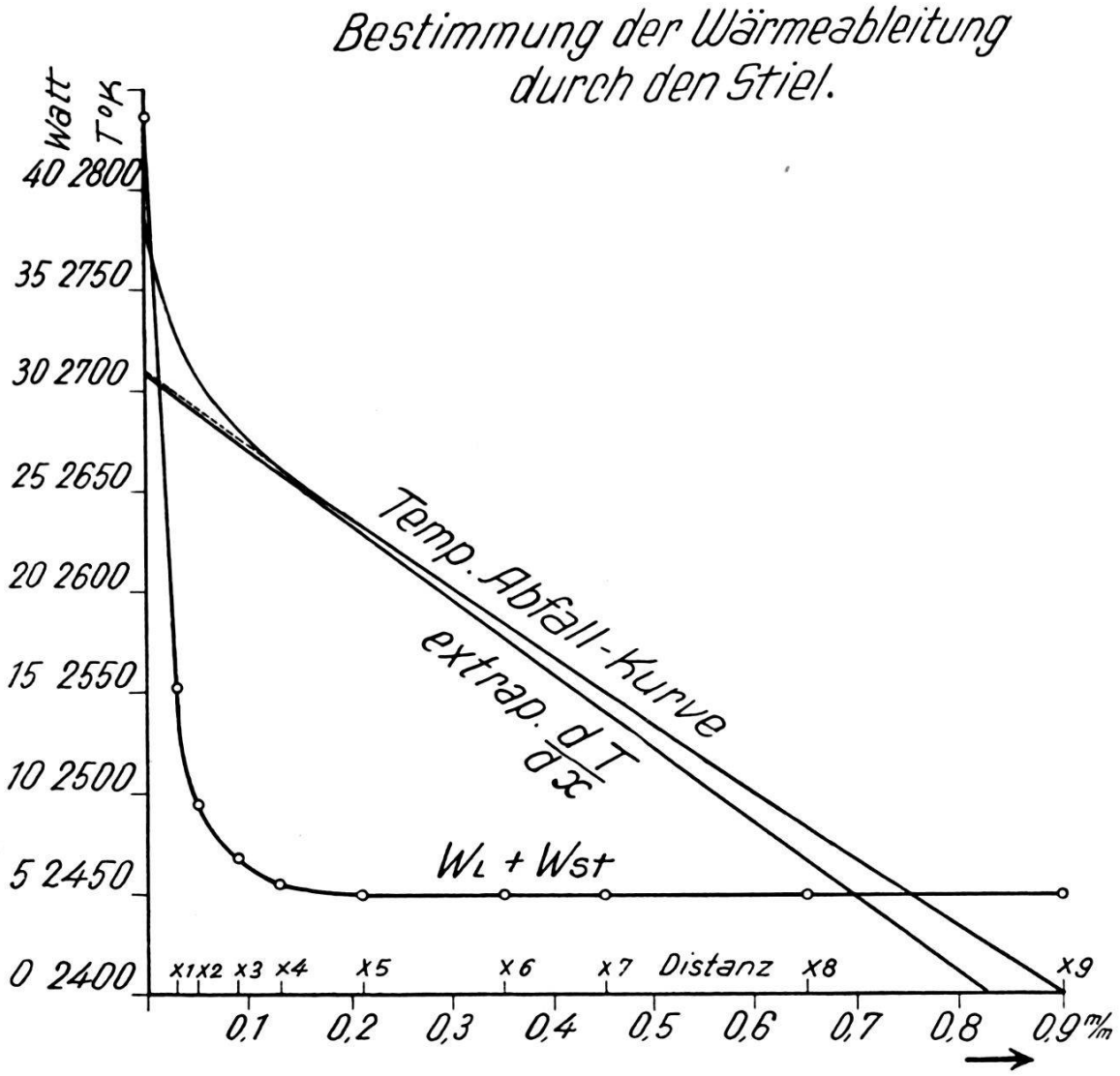

Fig. 12.

der Wärmeleitkoeffizient k auf die Kugeltemperatur beziehen soll. Das Verfahren werde an Hand der Temperaturabfallkurve der Fig. 12 erläutert.

Das Stück x_9 bis x_5 dieser Kurve wird so gegen den Stielanfang geführt, dass das Energieprinzip gewahrt bleibt, d. h. dass auch für den Wert $x = 0$ der Energiebetrag W mit Hilfe der Gleichung 1 errechnet werden kann.

Das Intervall konstanten $W_L + W_{ST}$ entspricht dem Gebiete annähernd konstanten Temperaturabfalles und die obige Extra-

polation kann deshalb graphisch leicht durchgeführt werden. Der für die gestrichte Kurve der Fig. 12 auf den Stielanfang durch Rechnung ermittelte weicht von dem graphisch bestimmten Gradienten nur um $^1/_4$% ab und besitzt den Wert 3690 Grad cm^{-1}.

Dieses Verfahren zur Eruierung von idealen Gradientenwerten auf eine Reihe anderer Kugeltemperaturen an Hand der in Fig. 5

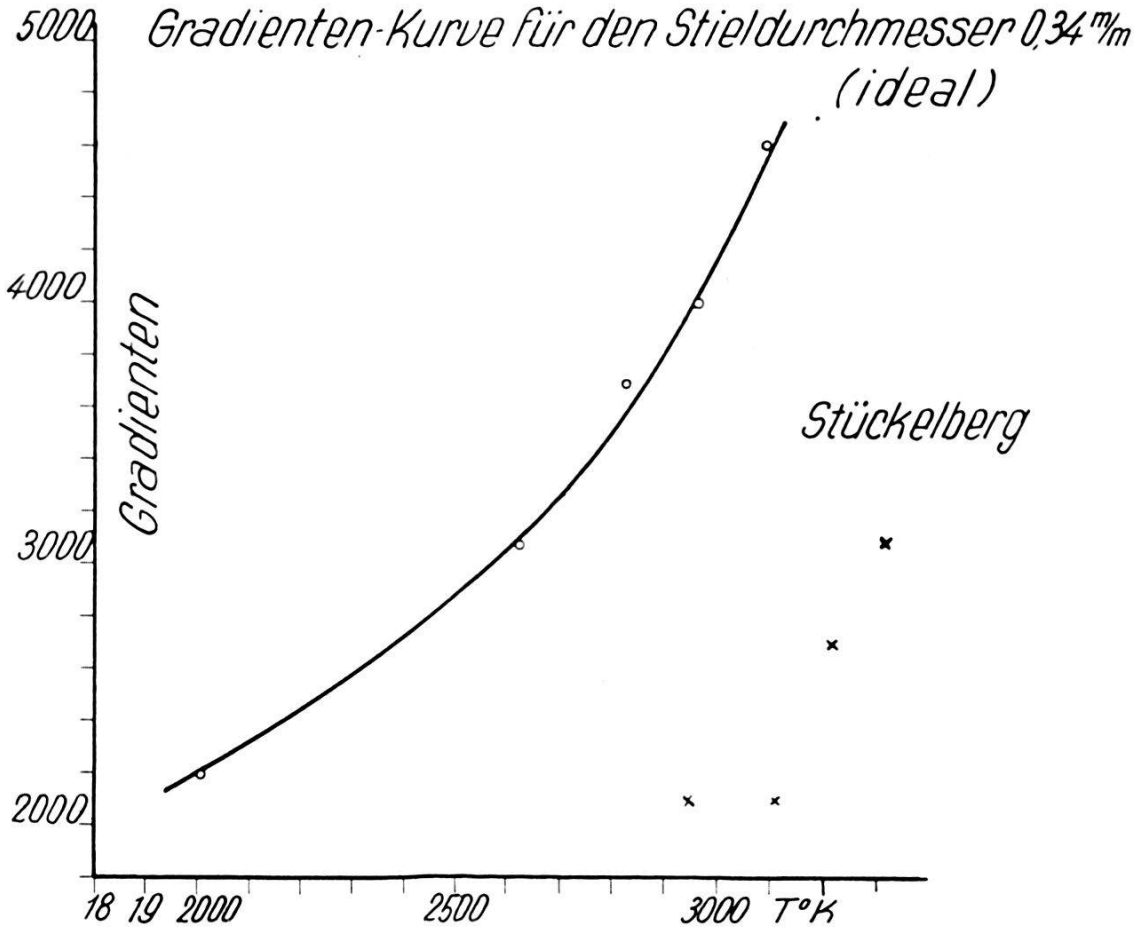

Fig. 13.

abgebildeten Temperaturabfallkurven angewendet, ergab für die Temperaturen 3100°, 2970°, 2630° und 2010° (T^0K) die Gradienten 4610, 4000, 3070 und 2100 Grad cm^{-1}. Fig. 13 enthält nebst diesen Gradienten auch den oben erwähnten Wert 3690.

Die mit Kreuz eingetragenen Gradienten sind der Arbeit von E. Stückelberg l. c. entnommen. Die bedeutenden Abweichungen von den hier angeführten Werten für die annähernd gleiche Stieldicke sind wohl wiederum darin zu suchen, dass seine Temperaturmessungen innerhalb der Grenzen 2000 und 4000 T^0K nur mit einer Genauigkeit von 20 bis 80 Grad gemacht wurden. Aus dem gleichen Grunde erklärt es sich, dass E. Stückelberg

für die Temperaturen 2940° und 3110° (T^0K) den gleichen Gradienten 2100 Grad cm^{-1} findet. Die in Fig. 13 abgebildete Gradientenkurve lässt sich für die Anode wie für die Kathode verwenden und gilt für beliebige Kugelgrösse.

Nachdem auf diese Weise die Ermittlung des Energieverlustes W am Stiel abgeklärt ist, lässt sich die Berechnung des Gesamtenergieverlustes einer Elektrode durch folgende Formel bestimmen:

$$W_g = W + W_K \tag{2}$$

W_g ist der Gesamtverlust
W die Summe aus W_L und W_{ST}
W_K der Energieverlust der Kugelstrahlung.

§ 13. Spezielle Energieberechnungen.

An Hand der Fig. 11 lässt sich für die Stromstärke von 0,61 Amp. ohne Kenntnis der Gradientenkurve aber mit Verwendung der Tabelle 6 eine erste Energieberechnung durchführen. Ermittlung von W_K der Kathode:

(2830°) pro cm^2	=	125,0	
Durchmesser der Kugel	=	0,179	cm
Oberfläche der Kugel	=	0,10066	cm^2
W_K = 0,10066 · 125	=	12,58	Watt
W nach Tabelle 6 ist im Mittel	=	4,79	Watt
W_g der Kathode	=	17,37	Watt

Da als Ausgangspunkt für die Energieberechnung eine Stromstärke gewählt wurde, wo Anode und Kathode gleich heiss sind und gemäss § 5 und 11 die Anode gleiche Grösse wie die Kathode besitzt ergibt sich der Gesamtverlust der Anode ebenfalls zu 17,37 Watt.

Aus Fig. 11 erhält man die Bogenleistung $U \cdot I$ für die Stromstärke 0,61 Amp. zu 40,30 Watt. Somit gehen an die Gassäule ab

$$40{,}3 \text{ Watt} - 2 \cdot 17{,}37 \text{ Watt} = 5{,}56 \text{ Watt}$$
$$= 13{,}8\,\% \text{ der Gesamtenergie.}$$

Die Benutzung der Temperaturkurven gleichbleibender Bogenlänge (Fig. 11) und der Gradientenkurve (Fig. 13) gestattete im weitern die Berechnung anderer Energiebilanzen für beliebige Stromstärken.

Tabelle 7.

Energieverlust als Funktion der Stromstärke.

$l = 0{,}32$ mm $p_0 = 421$ mm $p = 456$ mm Elektroden $D = 1{,}79$, $d = 0{,}34$ mm											
I	Kathode (unten)				Anode (oben)				$U \cdot J$	$U \cdot J$ $-(W_{g-}+W_{g+})$	%
	T^0K	W	W_k	W_{g-}	T^0K	W	W_k	W_{g+}			
0,1	2450	3,50	6,39	9,89	1800	2,18	1,41	3,59	15,7	2,22	14,1
0,3	2670	4,11	9,56	13,67	2415	3,39	5,99	9,38	27,0	3,95	14,6
0,61	2830	4,79	12,58	17,37	2830	4,79	12,58	17,37	40,3	5,56	13,8
0,9	2905	5,1	14,09	19,19	3090	5,92	18,72	24,64	51,3	7,47	14,55

Hierin bedeutet:

l die Bogenlänge, p_0 der Kalt-, p der maximale Warmdruck

T^0K die wahre absolute Temperatur

$W = W_L + W_{ST}$ der Leitungs- und Strahlungsverlust am Stiel in Watt

W_K die Kugelstrahlung in Watt

$U \cdot I$ die eingeführte Leistung in Watt

W_g der Gesamtverlust einer Elektrode in Watt

$U \cdot I - (W_{g-} + W_{g+}) = G$ der Betrag, welcher an die Gassäule abgeht

% G in Prozenten der Gesamtleistung $U \cdot I$.

In Tabelle 7 sind die Resultate der so berechneten Energiebilanzen für die Stromstärken 0,1, 0,3 und 0,9 Amp. zusammengestellt. Trotzdem die Kugeltemperaturen wie Fig. 11 zeigt und somit die Strahlungs- und Leitungsverluste für die vorgenannten Stromstärken stark verschieden sind, geht aus Tabelle 7 hervor, dass der in die Gassäule abgehende Energiebetrag prozentual nahezu konstant bleibt.

In Ergänzung dazu veranschaulicht Tabelle 8 den mit wachsender Bogenlänge an die Gassäule abgegebenen Energiebetrag.

Diese Berechnungen sind an Hand der Fig. 10 und Tabelle 3 ausgeführt und zwar für den Fall, dass der negative Pol an der untern Elektrode liegt.

Aus Tabelle 8 ist ersichtlich, dass mit wachsender Bogenlänge der Energieanteil der Gassäule erwartungsgemäss stark zunimmt. So ergibt sich für die Bogenlänge von 0,32 mm der frühere Prozentwert 14,7, während für eine Bogenlänge von 5 mm ein solcher von 43% erreicht wird.

Energieverlust als Funktion der Bogenlänge.

Tabelle 8.

Stromstärke = 0,7 Amp. Elektrodendurchm. $D = 1{,}81$, $d = 0{,}35$ mm											
l	Kathode (unten)				Anode (oben)				$U \cdot J$	$U \cdot J - (W_{g-} + W_{g+})$	%
	$T^0 K$	W	W_k	W_{g-}	$T^0 K$	W	W_k	W_{g+}			
0,32	2800	4,79	12,25	17,04	2925	5,38	14,87	20,25	43,75	6,46	14,7
1,0	2830	4,94	12,86	17,8	3050	6,07	18,01	24,08	53,55	11,67	21,7
2,0	2850	5,01	13,28	18,29	3170	6,78	21,72	28,5	63,7	16,91	26,5
3,0	2852			18,35	3230			30,8	73,2	23,05	31,3
5,0	2855	5,08	13,33	18,41	3290	7,7	25,42	33,12	90,3	38,77	43

Tabelle 9.

	Kathode (oben)				Anode (unten)						
0,32	2860	5,16	13,38	18,54	2855	5,08	13,33	18,41	43,54	6,59	1,51
1,0	2895	5,25	14,21	19,45	2960	5,57	15,64	21,21	52,5	11,84	22,5
2,0	2925	5,38	14,87	20,25	3035	5,98	17,49	23,47	61,6	17,88	29,02
3,0	2928			20,4	3075			24,9	68,95	23,65	34,3
5,0	2935	5,46	15,2	20,66	3130	6,57	20,47	27,04	84,7	37,0	43,7

Die Energiewerte für 3 mm Bogenlänge sind durch Extrapolation gefunden worden.

Leider mussten für die Berechnungen der Wärmeableitung durch den Stiel die Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten für 2800° (T^0K) übersteigende Temperaturen extrapoliert werden, sodass insbesondere die Prozentzahlen für die Bogenlänge von 5 mm etwas ungenau wurden.

Tabelle 9 enthält die Prozentwerte nach der Umpolung. (Kathode oben bei denselben Bogenlängen.) Dabei zeigt sich ein ähnlicher Anstieg des Prozentsatzes mit der Bogenlänge und zwar liegen die Zahlen bei dieser Polanordnung bis zu 2 mm deutlich über den entsprechenden Zahlen der Tabelle 8, um dann bei 5 mm nur wenig voneinander verschieden zu sein.

Aus dem Vergleich der Tabelle 8 mit 9 geht also hervor, dass bei unten gelagerter Anode der gesamte Konvektionsenergieanteil grösser ist. Diese Tatsache lässt sich verstehen, wenn man bedenkt, dass der aufsteigende Wärmekonvektionsstrom in diesem Fall stärker ist. Über den elektrischen Anteil der Konvektion dagegen lassen sich aus den Tabellen ohne weiteres keine eindeutigen Schlüsse ziehen.

Figur 14 gibt ein Bild der mit zunehmender Bogenlänge für die Gassäule frei werdenden Wärmeenergie und zwar bei oben und unten gelagerter Kathode.

Da eine genaue Festlegung der Leitfähigkeit oberhalb 3200° (T^0K) aus den Zwikker'schen Tabellen unmöglich ist, wurden Energieberechnungen für noch höhere Temperaturen unterlassen.

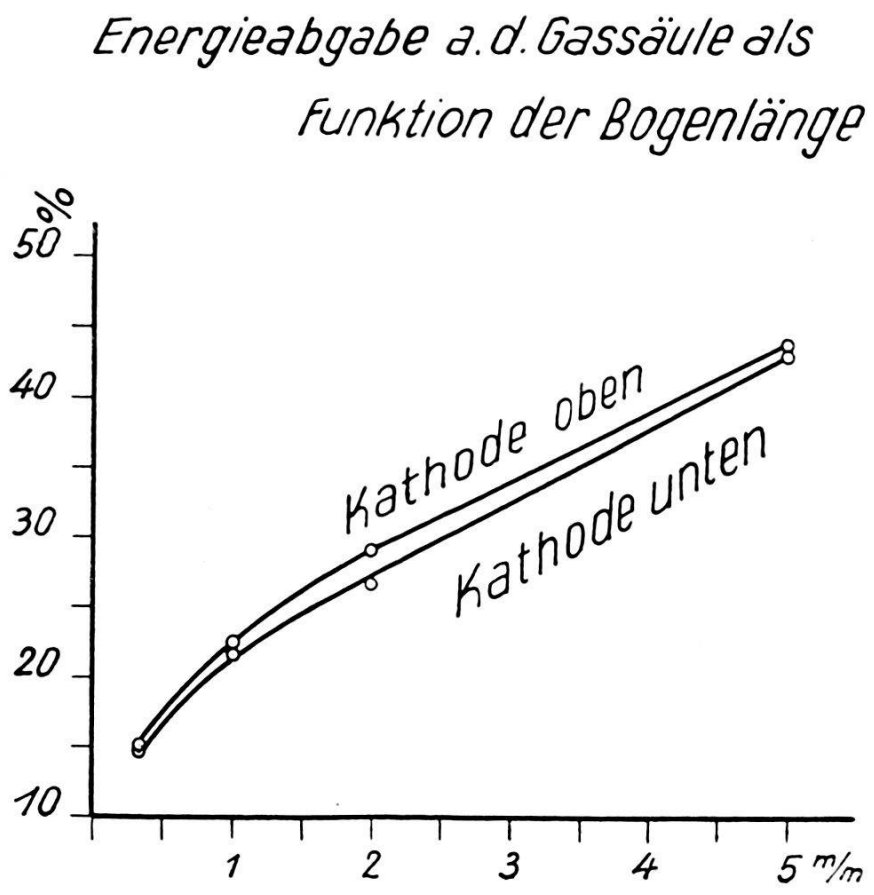

Fig. 14.

Zusammenfassung.

Es wurden mit einem Mikropyrometer an Wolframelektroden Temperaturmessungen im Stickstoffbogen innerhalb des Druckintervalls von 16 bis 500 mm Hg bei Stromstärken von 0,1 bis 1 Amp. vorgenommen:

a) An der Kathode und Anode von der Kugelfront bis in das Stielgebiet annähernd konstanten Temperaturabfalls unter Variation des Kugel- und Stieldurchmessers.

b) An der Kugelfront verschieden grosser Anoden zur Bestimmung der Abhängigkeit der Anodentemperatur von der Charakteristik und der Elektrodenform.

c) An Elektroden gleicher Kugeloberfläche aber verschiedener Stieldicken zur Ermittlung der Anoden- und Kathodenisothermen nach der von M. Wehrli und V. Hardung angegebenen statischen Methode.

d) An einem Paar gleicher Elektroden zur Feststellung der Funktion zwischen Elektrodentemperatur und Bogenlänge.

e) An der Kathode um den Einfluss der Gasdruckänderung auf die Temperatur zu ermitteln.

Diese Messungen sind durch folgende Resultate gekennzeichnet:

1. Die Temperatur über der Kugeloberfläche ist im Gegensatz zu dem Befund von E. Stückelberg nur angenähert konstant.
2. Die Anodencharakteristiken fallen bei verschieden grossen Anoden, welche mit der nämlichen Kathode kombiniert werden, trotz grosser Anodentemperaturdifferenz innerhalb der Messgenauigkeit zusammen.
3. Die Kathodenisothermen konvergieren in ihren Verlängerungen nicht im Nullpunkt wie Simon angenommen hat. Sie sind steigend und haben übereinstimmenden Verlauf mit den von P. Bächtiger auf einem andern Weg ermittelten Isothermen.
4. Die Anodenisothermen kommen auf die Charakteristik zu liegen, d. h. die Spannung erweist sich als unabhängig von der Anodentemperatur.
5. Die Kathodentemperatur zeigt im Unterschied zu den Resultaten von E. Stückelberg systematische Abhängigkeit vom Gasdruck.
6. Unter Heranziehung der Zwikker'schen Koeffizienten wird eine Methode ausgearbeitet, mit Hilfe derer die Strahlungs- und Leitungsverluste am Elektrodenstiel bestimmt werden können.
7. Auf die gesamte Bogenenergie berechnet, ist der prozentuale Anteil derjenigen Wärmeenergie, welche für die Gassäule bei einer Bogenlänge von 0,32 mm frei wird, ca. 14% und nimmt mit wachsender Bogenlänge stark zu.
8. Die Wärmekonvektionswirkung äussert sich darin, dass bei oben gelagerter Kathode mehr Energie an die Gassäule abgegeben wird.

Physikalische Anstalt der Universität Basel.