

geführt haben, in der Sprache der damaligen Zeit eine Formulierung fanden, die der hier auf Grund von physikalischen Meßergebnissen für die Struktur des bei tiefer Temperatur vorliegenden Grundzustandes angegebenen nahezu gleichkommt.

Über die *Tetrazolium-Radikale* liegt zu einer eingehenden theoretischen Diskussion kein ausreichendes experimentelles Material vor. Magnetische Messungen in Lösungen und die Aufnahme von reproduzierbaren Spektren bei tiefen Temperaturen gelangen nicht wegen der schlechten Löslichkeit der Radikale und wegen ihrer Zersetzlichkeit. Die allgemeinen für das N-Äthylphenazyl angestellten Überlegungen treffen auch auf die Tetrazolium-Radikale zu. Auch bei diesen haben die ungepaarten Elektronen  $\pi$ -Charakter und man kann vermuten, daß eine Wechselwirkung zwischen ihnen am ehesten bei scheibenförmigem Aufeinanderliegen von zwei Molekülen möglich ist. Bei der besonders starken Temperaturabhängigkeit von III und III a könnten sterische Effekte eine Rolle spielen in dem Sinne, daß die bei diesen Verbindungen besonders kleinen Substituenten am C-Atom des Tetrazolrings eine

dichtere Annäherung von zwei Radikalen bei tiefen Temperaturen zulassen als die sperrigen Phenylreste.

Besonders fallen die  $\chi_p$  T-Werte von III b und III e (Abb. 7, 8) auf, die mehr als einem ungepaarten Elektron entsprechen. Man muß zur Erklärung dieses experimentellen Ergebnisses wohl annehmen, daß *noch zwei weitere Elektronen* ihre Spins parallel stellen, so daß also ein Teil der Moleküle in einem  $^4\Sigma_{3/2}$ -Zustand vorliegt. Der Grund dafür, ebenso wie für die Ursache des großen Einflusses, den die Substitution eines Chloratoms und die Stellung dieses Substituenten auf das magnetische und optische Verhalten und auf die Stabilität des Gesamtmoleküls ausüben, läßt sich mit Hilfe der vorliegenden experimentellen Ergebnisse noch nicht angeben.

Herrn Professor Dr. Richard Kuhn möchte ich für seine Unterstützung meinen herzlichen Dank sagen. Ferner danke ich Herrn Professor Dr. Gustav Kortüm und Herrn Professor Dr. Günter Scheibe für eingehende Diskussionen. Herrn Fritz Leible und Herrn Adolf Ueberle bin ich für ihre wertvolle Hilfe beim Aufbau der Apparaturen und bei der Durchführung der Messungen zu Dank verpflichtet.

## Brennkammer für Hochstrombögen in verschiedenen Gasen

Von H. MAECKER

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG., Erlangen  
(Z. Naturforsch. 11 a, 32–34 [1956] ; eingegangen am 23. November 1955)

Wenn man die Säule eines Lichtbogens durch ein Diaphragma stark einschnürt, erzeugen die eigenmagnetischen Kräfte in der Engstelle einen Druck, der sich nach beiden Seiten durch eine Plasmaströmung auszugleichen sucht. Vereint man zwei solcher Diaphragmen durch einen Abstandsring zu einer Kammer, dann brennt der Bogen in dem der Kammer zugeführten Gas, ohne daß *Dämpfe* von den Außenteilen des Bogens eindringen können, eben wegen der eigenmagnetischen Plasmaströmungen. Um auch die durch Diffusion eindringenden *Gase* von der Kammer fernzuhalten, muß durch einen gewissen Überdruck in der Kammer für eine Strömung nach außen gesorgt werden. Als Beispiele werden die Spektren vom 100 A-Bogen in  $O_2$  und He gezeigt.

Kürzlich hat der Verf. in einer Abhandlung über Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression<sup>1</sup> gezeigt, daß grundsätzlich von jeder Einengung einer Gasentladung eine makroskopische Strömung in Richtung größeren Querschnittes ausgehen muß. Die Erklärung hierfür kann man sehr einfach durch folgende Überlegungen finden: Auf jedes stromführende Volumenelement wirkt bekanntlich die Lorentz-Kraft  $1/c \cdot [j \cdot \mathfrak{H}]$ . Bei einem stromführenden zylindrischen Leiter wirkt diese Kraft zur Achse hin, wenn man für  $\mathfrak{H}$  das magnetische Eigenfeld des Stromes einsetzt (parallele Stromfäden ziehen sich an!). Die Lorentz-Kraft hat daher eine Kompression des Leiters zur Folge, ein Effekt, der als „Pinch-Effekt“ in die Li-

teratur eingegangen ist. Bei normalen Gasentladungen spielt diese Druckerhöhung als solche zwar keine wesentliche Rolle, denn auch bei Bögen höherer Stromstärke liegt die Druckerhöhung nur in der Größenordnung einiger mm Hg. Wenn dagegen keine Zylindersymmetrie, sondern nur noch Rotationssymmetrie vorliegt, d. h. wenn Verengungen und Erweiterungen in der Entladungsbahn vorhanden sind, dann ist die Druckerhöhung nach Maßgabe der Stromdichte verschieden, so daß sich das Druckgefälle in Achsenrichtung durch eine makroskopische Strömung auszugleichen sucht.

Um diesen Effekt quantitativ zu erfassen, geht man von der hydrodynamischen Grundgleichung mit der Lorentz-Kraft als äußerer Kraft aus:

$$\rho \frac{d\mathfrak{B}}{dt} = -\text{grad } p + \frac{1}{c} [j \cdot \mathfrak{H}]. \quad (1)$$

<sup>1</sup> H. Maecker, Z. Phys. 141, 198 [1955].



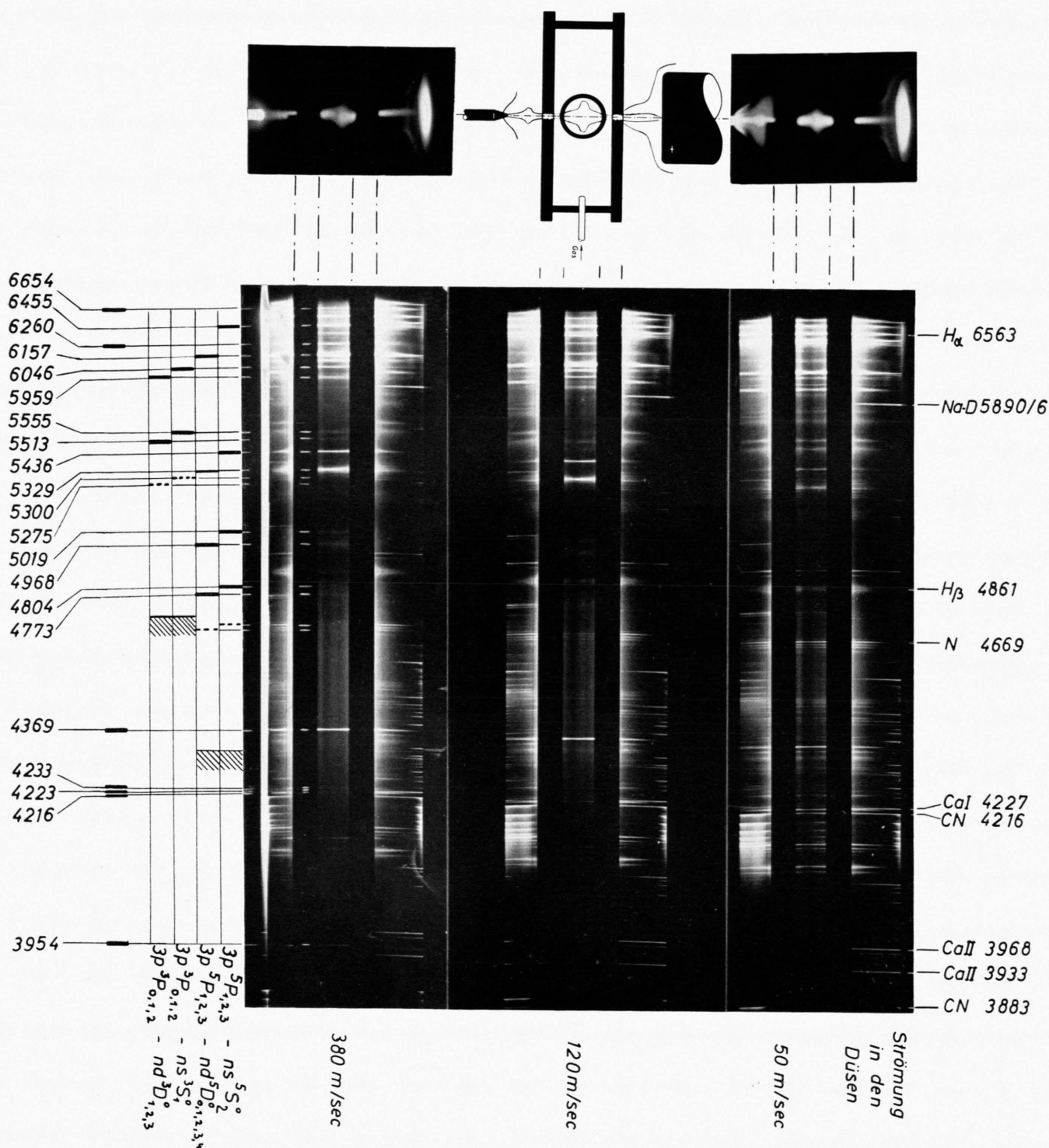


Abb. 1. Hochstrombogen von ca. 100 A in Luft brennt durch eine Kammer (Bild oben Mitte) mit  $O_2$  hindurch. In und links von der Kammer bildet sich je ein Plasmatafeller (Bild oben rechts), von denen jeder durch das Zusammenprallen eigenmagnetisch bedingter Plasmaströmungen erzeugt wird. Die drei zugehörigen Längsspektren unten zeigen jeweils rechts den anodischen, links den kathodischen Bogenteil in Luft und im mittleren Streifen den Bogenteil in der Kammer mit wachsendem Reinheitsgrad bei ansteigender  $O_2$ -Zufuhr.

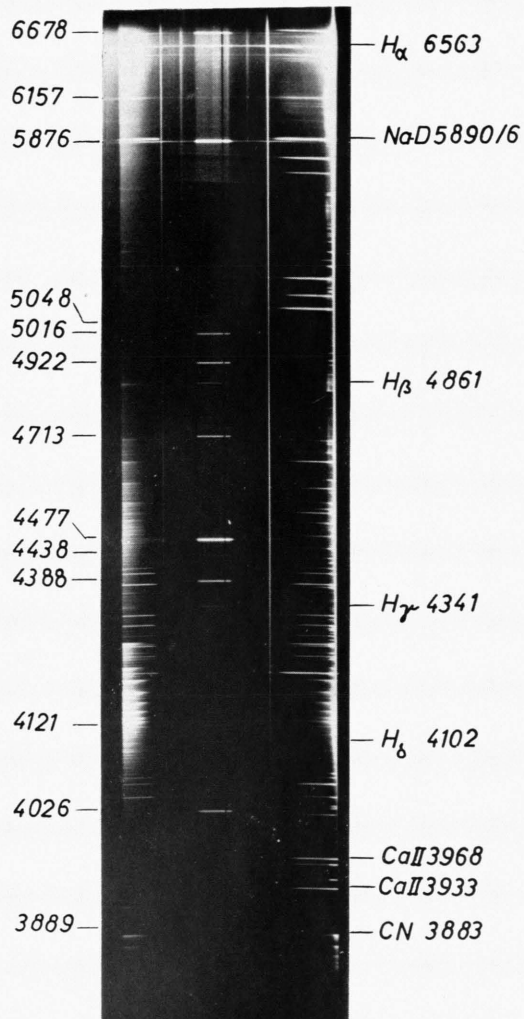


Abb. 2. Spektrum des Hochstrombogens in He; Anordnung wie in Abb. 1. Die noch schwach vorhandenen Balmer-Linien lassen auf ein Verhältnis H : He von  $10^{-5} : 10^{-6}$  schließen.

In einer Engstelle, die man noch näherungsweise als zylindersymmetrisch auffassen kann, findet keine Beschleunigung statt und die Lorentz-Kräfte werden nach der rechten Seite von Gl. (1) durch den Druckgradienten kompensiert. Die Integration ergibt bei einem homogenen Kanal, daß der Druck in der Achse auf  $Ij/c^2$  über den Außendruck steigt. Geht man von der Engstelle in Achsenrichtung zu Stellen größeren Querschnittes, dann sinkt wegen der abnehmenden Stromdichte auch der magnetisch erzeugte Druck und der so entstehende Druckgradient in Achsenrichtung bewirkt gemäß Gl. (1) eine Beschleunigung, weil die Lorentz-Kräfte in der Achse verschwinden. Die maximal erreichbare Geschwindigkeit ist durch die Beziehung

$$Ij/c^2 = \frac{1}{2} \bar{v} v_{\max}^2 \quad (2)$$

gegeben und kann Werte von der Größenordnung  $10^4$  bis  $10^5$  cm/sec erreichen. Bei Bogenentladungen liegen solche Engstellen am Kathodenbrennfleck und, soweit vorhanden, auch am Anodenbrennfleck vor, so daß von diesen Punkten aus intensive Strömungen zu erwarten sind, die auch in zahlreichen Fällen nachgewiesen sind<sup>2</sup>.

Man kann aber auch die Bogensäule selbst durch eine mit einem kleinen Loch versehenen Kupferplatte einschnüren, so daß nun von dieser künstlichen Engstelle aus in Achsenrichtung nach beiden Seiten Strömungen auftreten. Das abströmende Plasma wird durch Ansaugen kalten Gases aus der Umgebung der Engstelle ersetzt. Einer von zahlreichen Beweisen für die Richtigkeit dieser Auffassung war in der eingangs zitierten Arbeit dadurch geliefert worden, daß zwei derartig durchbohrte und gekühlte Kupferplatten durch einen Isolerring miteinander zu einer Kammer vereinigt wurden, so daß die magnetischen Kräfte in der eingeeengten Bogensäule das kalte Gas aus der Kammer ansaugten und aus den Öffnungen der beiden Platten wieder als Plasma hinausdrücken konnten. In der Kammer entsteht durch diese magnetische Pumpe ein nachweisbarer Unterdruck (Fig. 7 und 8 in der zitierten Arbeit).

Der Gedanke lag nun nahe, die Kammer mit einem fremden Gas zu beschicken, um auf diese Weise den Bogen in diesem Zusatzgas brennen zu lassen. Dabei sollten die Verunreinigungen außerhalb der Kammer, die von den Elektroden und der

Außenluft stammen, durch die eigenmagnetisch bedingte Strömung von den Öffnungen fortgeblasen werden, so daß das Gas in der Kammer nicht von ihnen infiziert würde. Versuche in dieser Richtung haben nun in der Tat ergeben, daß schwer verdampfende Elemente, vor allem die Alkalien, die Erdalkalien und die Erden auf diese Weise von dem Inneren der Kammer ferngehalten werden können. Dagegen dringen Elemente, die auch im Normalzustand gasförmig sind, wie z. B.  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  und CN, nach wie vor, trotz der Gegenströmung, in die Kammer ein, was auf die Diffusion innerhalb der Düsen in der Trennfläche zwischen Kammer- und Außenraum zurückgeführt werden muß. Um auch das Hineindiffundieren gasförmiger Elemente zu vermeiden, ist es notwendig, das Gas zur Kammer mit einem gewissen Überdruck einzuführen und dadurch eine Strömung von der Kammer durch die Düsen in den Außenraum zu erzeugen. So können Gase mit höherem Atomgewicht leicht am Eintritt in das Kammervolumen gehindert werden, während zur Fernhaltung des Wasserstoffes verhältnismäßig große Strömungsgeschwindigkeiten angewendet werden müssen.

Im praktischen Gebrauch hat sich eine Kammer bewährt, wie sie in Abb. 1\*, oben Mitte, schematisch dargestellt ist: zwei innerlich wassergekühlte Kupferplatten von 4 mm Höhe mit einer zentrischen Bohrung von 2,5 mm Durchmesser sind durch einen wassergekühlten, 20 mm hohen Abstandring mit isolierenden und dichtenden Endflächen zu der Kammer vereinigt. Zwei Fenster im Ring gestatten die Beobachtung des Bogens im Inneren.

Der durch die Kammer brennende Bogen zeigt ein Aussehen, wie es aus der Dynamik der Entladung zu erwarten ist (Abb. 1, oben rechts): Von den Engstellen in den Düsen gehen Strömungen einmal zum Inneren der Kammer, wo sie aufeinanderprallen und einen Plasmateller bilden; zum anderen verläuft eine Strömung von der anodenseitigen Düse zur Anode genau so, wie von der Kathode eines freien Hochstromkohlebogens, so daß dieser Teil des Bogens sich nicht von einem frei brennenden unterscheidet. Die Strömung schließlich, die von der kathodenseitigen Düse nach außen strebt, prallt mit der von der Kathode kommenden zusammen und bildet hier einen weiteren Plasmateller. Wenn auch durch die Gaszufuhr in die Kammer

<sup>2</sup> K. Larché, Lichttechn. 2, 41 [1951]. — J. R. Haynes, Phys. Rev. 73, 891 [1948].

\* Abb. 1 und 2 auf Tafel S. 32 a, b.

hinein die Strömung in den Düsen verhältnismäßig schnell ist, so ist doch die Strömung in dem übrigen Volumen der Kammer so klein, daß man den Bogen innerhalb der Kammer als ungestört ansehen darf. Diese Annahme wird durch das völlig ruhige und stationäre Brennen des Bogens bestätigt.

In vielen Versuchen mit Stromstärken von ca. 100 A sind in eine derartige Brennkammer eine Reihe verschiedener Gase eingeführt worden, und oft zeigte sich der Bogen innerhalb der Kammer in der für das zugeführte Gas charakteristischen Färbung, etwa rot bei  $H_2$ , rosa bei  $O_2$ , roter Kern mit grüner Aureole beim Leuchtgas, rot bei Neon usw.

Entsprechend der Dreiteilung des Bogens in den anodischen Teil rechts, den Teil in der Kammer (Mitte) und den kathodischen Teil links, zerfällt auch jedes mit achsenparallelem Spalt aufgenommene Spektrum in drei Teile. In Abb. 1 unten sind drei Spektren wiedergegeben, bei denen  $O_2$  der Kammer zugeführt wurde, aber jeweils mit verschiedenem Überdruck. Im rechten Spektrum, bei dem der Überdruck verhältnismäßig klein ist, sieht man bereits, daß weder Na noch Ca von den Außenteilen des Bogens in die Kammer eindringen, wohl aber noch CN, N und vor allem H. Erhöht man die Strömungsgeschwindigkeit, dann nehmen zwar die Verunreinigungen ab, sind aber noch nicht ganz verschwunden. Erst bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 380 m/sec ( $25 \text{ cm}^3/\text{sec}$  bei Normaltemperatur) in den Düsen sind nur noch Spuren von H an dem Auftreten der Linie  $H_\alpha$  nachzuweisen. Abgesehen von dieser Linie zeigt daher die linke Aufnahme ein reines Sauerstoff-Spektrum bei einer Temperatur von schätzungsweise  $12\,000^\circ \text{K}$  und einer Elektronendichte von etwa  $10^{16}$  bis  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Außer einigen Einzellinien des O I kann man sehr schön die Nebenserien der Übergänge von höheren S- und D-Termen nach der 3 P-Term-Gruppe mit den Grenzkontinua

einschließlich des durch die Linienverbreiterung erzeugten, vorgezogenen Teiles verfolgen.

Bei gleichartigen Versuchen mit Helium verschwand das Leuchten in der Kammer trotz der hohen Stromstärke vollständig, was wegen der hohen Anregungsenergie des He verständlich ist. Dementsprechend mußte die Belichtungszeit um den Faktor 100 erhöht werden. Außerdem war wegen der sehr hohen Diffusionsgeschwindigkeit von Wasserstoff in Helium eine erheblich größere Strömungsgeschwindigkeit, nämlich ca. 1 l/sec bei Normaltemperatur erforderlich. Auch dann sind noch die ersten Linien der Balmer-Serie (Abb. 2) zu erkennen, man kann jedoch das Mengenverhältnis zwischen Wasserstoff und Helium in der Kammer aus den Anregungsenergien (12 und 23 eV) und aus dem Intensitätsverhältnis der Linien zu etwa  $10^{-5}$  bis  $10^{-6}$  abschätzen. Bemerkenswert ist noch die geringe Breite der H-Linien, die auf eine sehr geringe Elektronendichte schließen läßt.

Schließlich mag noch auf einen Effekt hingewiesen werden, der sich sehr gut mit der oben skizzierten Theorie der Plasmabeschleunigung durch das Eigenmagnetfeld erklären läßt. Bei einer gewissen Strömungsgeschwindigkeit aus den Düsen heraus wird der Plasmateiler zwischen Kammer und Kathode so weit heruntergedrückt, daß er die Kathode umhüllt. Durch diese heiße Strömung wird nun die Kathode sehr stark aufgeheizt, was sich in einer hellen Weißglut der ganzen Elektrode bemerkbar macht, und der Elektrodenbrennfleck verschwindet, weil nun die ganze Kathodenoberfläche zur thermischen Elektronenemission fähig ist. Damit verschwindet aber auch die Strömung von der Kathode her, weil die durch den Brennfleck geschaffene Engstelle als Voraussetzung für eine Plasmaströmung nicht mehr vorhanden ist. Ein derartiger Brennzustand ist in dem Bild Abb. 1 links oben wiedergegeben.

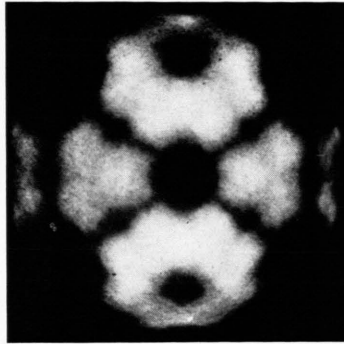


Abb. 1. Emissionsbild einer dünnen, vermutlich monomolekularen Kaliumchlorid-Schicht auf einer Wolframspitze. (Die Betriebsspannung betrug 80% derjenigen, die zur Erzielung des gleichen Gesamtstroms an einer reinen Wolframspitze erforderlich war.)

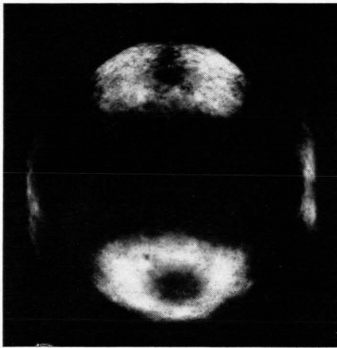


Abb. 2. Emissionsbild der gleichen Schicht wie in Abb. 1 nach der Einwirkung einer positiven Gegenspannung von 65% der Betriebsspannung  $U_W$  der reinen Wolframspitze. (Die Betriebsspannung zur Beobachtung der Feldelektronenemission mußte auf  $0,95 U_W$  gesteigert werden; die Elektronenaustrittsarbeit ist also infolge des Abreißens von positiven Kaliumionen vergrößert.)

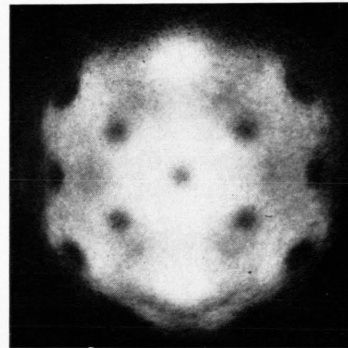


Abb. 3. Dieselbe Schicht nach Einwirkung einer positiven Gegenspannung von 140% der Betriebsspannung der reinen Wolframspitze. (Betriebsspannung für die Feldelektronenemission:  $1,16 U_W$ .)

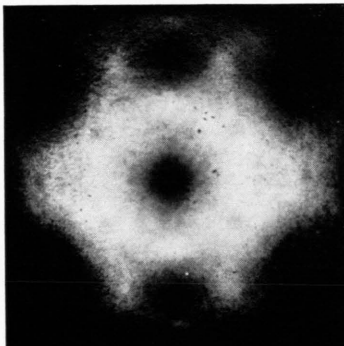


Abb. 4.

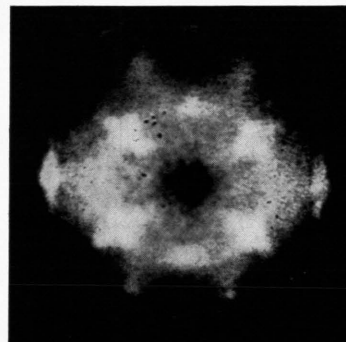


Abb. 5.

Abb. 4 und Abb. 5. Etwas dickere Kaliumchlorid-Schicht nach der Einwirkung einer negativen Spitzenspannung von 70% der Betriebsspannung der reinen Wolframspitze. (Die Betriebsspannung zur Beobachtung der Feldelektronenemission mußte auf  $0,33$  bzw.  $0,34 U_W$  gesenkt werden; die Elektronenaustrittsarbeit ist also infolge des Abreißens von negativen Chlorionen erheblich verkleinert.)

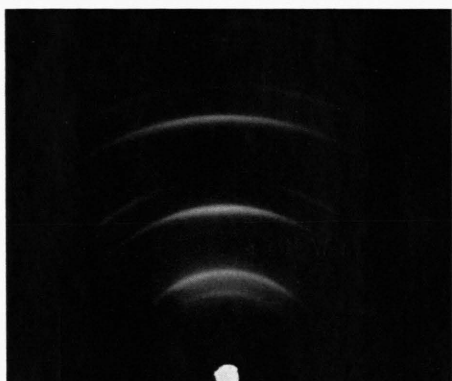


Fig. 2. Shows oriented rings of  $\text{Cu}_2\text{O}$ . The rings strong at the centre are  $\sqrt{2}$ ,  $\sqrt{3}$ ,  $\sqrt{8}$  and  $\sqrt{18}$ . The orientation 110 is dominating, while the orientation 111 has just started.



Fig. 3. Same as Fig. 2, but now  $\sqrt{3}$  and  $\sqrt{8}$  rings are equally strong at the centre,  $\sqrt{12}$  and  $\sqrt{27}$  rings have just begun to appear at the centre and  $\sqrt{18}$  ring is almost uniformly intense. This shows a weakening of 110 orientation and an increase of 111 orientation as compared with Fig. 2.

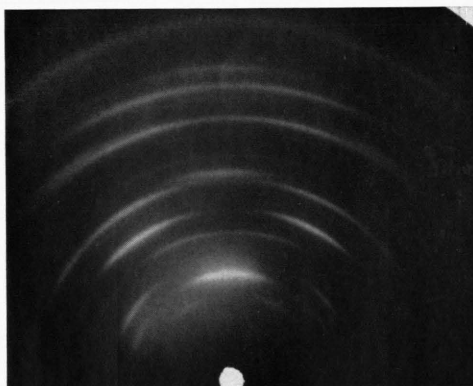


Fig. 4. Shows 111 orientation of  $\text{Cu}_2\text{O}$ ,  $\sqrt{3}$ ,  $\sqrt{12}$  and  $\sqrt{27}$  rings are strong at the centre, while  $\sqrt{2}$ ,  $\sqrt{8}$  and  $\sqrt{18}$  are weak at the centre.