

Die Bogenform der Edelgas-Hochdruckentladung.

Von

KURT LARCHÉ*.

Mit 5 Figuren im Text.

(Eingegangen am 25. April 1952.)

Um die Ursache für die geringe Stabilität der Hochdruckentladung in Edelgasen zu klären, werden die für das Zustandekommen der Bogenform maßgeblichen Faktoren experimentell untersucht. Es zeigt sich dabei, daß bei frei brennenden Bögen ein kathodischer Gasstrahl die Bogenform wesentlich beeinflußt. Der Gasstrahl geht von einem an die Kathode angrenzenden annähernd kugelförmigen Abschnitt des Bogens aus, in dem ein Teil der für die Entladung erforderlichen positiven und negativen Träger in der Gasatmosphäre thermisch gebildet werden. In diesem Bogenteil sind die Leuchtdichte um den Faktor 11, die Leistungskonzentration um den Faktor 40 und die Gastemperatur um den Faktor 1,25 höher als in der eigentlichen Säule. Unter dem Einfluß von Gasstrahl, Auftrieb und Konvektion ergeben sich in Edelgasen je nach Anordnung der Elektroden verschiedene Bogenformen mit Unterschieden in der Stabilität der Entladung. Bei Beachtung dieser Einflüsse kann ein vollkommen ruhig brennender Xenon-Hochdruckbogen mit einer maximalen Leuchtdichte von $275\,000\text{ cd/cm}^2$ hergestellt werden.

1. Problemstellung.

Die Vorstellungen über den Mechanismus der Hochdruckentladung stützen sich in erster Linie auf das experimentelle Material der zahlreichen Arbeiten über den Hochdruckbogen in Luft und in Quecksilberdampf. Erst in neuerer Zeit ist auch die Hochdruckentladung in Edelgasen näher untersucht worden [2]. Es ist dabei beobachtet worden, daß bei gleichen experimentellen Bedingungen der Hochdruckbogen in Edelgasen viel unruhiger brennt als in Quecksilberdampf und schon von Elektrodenabständen an, die nur etwa zweimal größer sind als die Bogenbreite, je nach Elektrodenausführung zwei äußerlich verschiedene Formen annehmen kann: bei spitzen Elektroden die vom Quecksilber-Hochdruckbogen her bekannte Spindelform und bei stumpfen Elektroden die eines typischen Flammenbogens [3]. Es ist daher als notwendig angesehen worden, den kurzen Edelgas-Hochdruckbogen entsprechend der gültigen Systematik der Hochdruckbogentypen [4] im ersten Fall dem sog. elektrodenstabilisierten Bogentypus, im zweiten Fall dem sog. konvektionsbestimmten Bogentypus zuzuordnen [5]. Dabei ist ungeklärt geblieben, warum sich die Stabilität des Edelgasbogens, entgegen den Erfahrungen beim Quecksilber- und Kohlebogen, für die Spindelform

* Vorgetragen auf dem 15. Deutschen Physikertag Bad Nauheim, 12. Oktober 1950 [1].

geringer erwiesen hat als für die Flammenbogenform. Diese für eine einheitliche Theorie der Hochdruckentladung unbefriedigenden Ergebnisse ließen es notwendig erscheinen, weitere experimentelle Untersuchungen über das Zustandekommen der Bogenform der Hochdruckentladung in Edelgasen durchzuführen, mit dem Ziel, die Ursache für die besondere Instabilität des Edelgasbogens zu finden.

2. Einfluß der Elektrodenanordnung auf die Bogenform.

Bei näherer Betrachtung eines zwischen spitzen Elektroden in vertikaler Lage unruhig brennenden Edelgasbogens erkennt man deutlich, daß die Bogensäule ein stichflammenartiges Aussehen nur dann hat, wenn der Bogenansatz nicht genau in der Mitte der Elektroden spitze erfolgt [6]. Um diese Erscheinung genauer untersuchen zu können, wurde eine Versuchslampe mit Xenonfüllung hergestellt, bei der Kathoden- und Anodenachse in einem rechten Winkel zueinander stehen (Fig. 1). Der Gasdruck in dem Entladungsgefäß aus Quarzglas steigt von 10 at bei Zimmertemperatur im Betrieb auf etwa den doppelten Wert. Die kegelförmig zugespitzten Elektroden bestehen aus Wolfram.

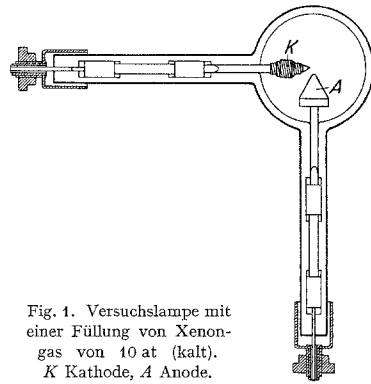


Fig. 1. Versuchslampe mit einer Füllung von Xenon-gas von 10 at (kalt).
K Kathode, A Anode.

Bringt man die Elektrodenachsen innerhalb der Vertikalebene in die drei ausgezeichneten Stellungen — Kathodenachse horizontal, Anode unterhalb bzw. oberhalb der Kathode und Anodenachse horizontal, Kathode unterhalb der Anode — so erhält man die in Fig. 2a—c wiedergegebenen Bögen. In allen drei Beispielen geht von der Kathodenspitze eine leuchtende schmale Stichflamme aus, während an der Anodenspitze nur der normale Bogenansatz zu sehen ist. Bemerkenswert ist ferner, daß der eigentliche Bogen keineswegs auf dem kürzesten Wege zwischen Kathode und Anode verläuft, sondern offensichtlich erst der Stichflamme folgt und dann auf dem kürzesten Wege von der Stichflamme zur Anode übergeht.

Die Bögen in Fig. 2a u. b sind bei allen Stromstärken stabil, während der Bogen in Fig. 2c nur bei größeren Stromstärken die wiedergegebene Form besitzt. Vermindert man bei diesem die Stromstärke, so springt er plötzlich in die bei niedrigeren Stromstärken stabile Form der Fig. 3 über. Dieser Bogen besteht deutlich aus drei Abschnitten:

1. dem vertikal nach oben gerichteten an die Kathode anschließenden Teil,

2. dem etwa horizontalen, an der Gefäßwand anliegenden Mittelteil und

3. dem vertikal nach unten zur Anode verlaufenden Endteil.

In gleicher Weise wie bei den anderen Beispielen folgt auch hier der Bogen erst der Stichflamme und würde durch den Auftrieb ausgeblasen

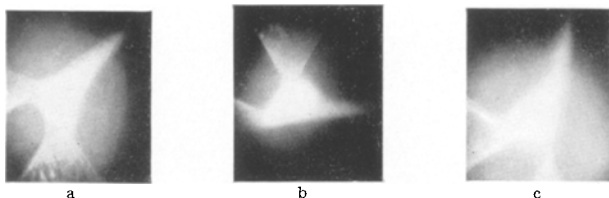


Fig. 2 a—c. Der Lichtbogen der Xenonhochdruck-Versuchslampe bei einer Stromstärke von 10 Amp. a Kathodenachse horizontal, Anode unten; b Kathodenachse horizontal, Anode oben; c Anodenachse horizontal, Kathode unten.

werden, wenn die Gefäßwand nicht als Begrenzung vorhanden wäre. Von dem an der Wand anliegenden Teil nimmt der Bogen dann den kürzesten Weg zur Anode, wobei unter dem Einfluß der Konvektion dieser Teil vertikal ausgerichtet ist. Der Vergleich dieses Bogens mit dem in Fig. 2 b zeigt deutlich, daß ein bloßes Umtauschen der Polarität der Elektroden zu ganz verschiedenen Bogenformen führen kann. Man erkennt ferner daraus, daß für die Bogenform in erster Linie die Stellung der Kathode maßgebend ist, weil von deren Spitze aus die Stichflamme ausgeht.

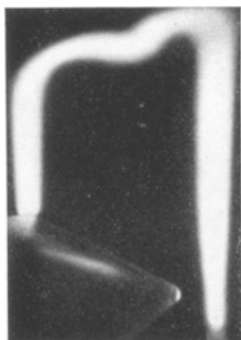


Fig. 3. Der Lichtbogen der Versuchslampe in der gleichen Elektrodenstellung wie in Fig. 2 c, aber mit einer Stromstärke von 8 Amp.

3. Kathodischer Gasstrahl und kathodische Plasmakugel.

Bei den Bögen in Fig. 2 und 3 wächst die Reichweite der Stichflamme mit steigender Stromstärke so lange, bis sie durch die Gefäßwand eine Begrenzung findet. Durch die Wirkung des Auftriebes wird die Stichflamme nach oben abgelenkt. Da der Auftrieb in Fig. 2 a durch die Aufheizung des darunterliegenden Bogens stärker ist als in Fig. 2 b, ist die Ablenkung der Stichflamme in letzterem Falle größer. Aus der scharfen Begrenzung der vom Bogen abgewandten Seite der Stichflamme folgt, daß es sich hier um eine Gasströmung ziemlich einheitlicher Richtung und Geschwindigkeit handeln muß. Man kann daher von einem Gasstrahl sprechen und, da dieser stets von der Kathode ausgeht, ihn als *kathodischen Gasstrahl* bezeichnen.

Bei der Frage nach dem Mechanismus der Entstehung des Gasstrahles ist es sicher, daß als Ursache eine Verdampfung des Elektrodenmaterials, wie etwa bei der Anodenflamme des Beckbogens, nicht in Betracht kommt. Für die Hochdruckentladung in Edelgasen ist nun charakteristisch, daß der Bogen dicht vor der Kathodenoberfläche einen annähernd kugelförmig ausgebildeten Teil sehr hoher Leuchtdichte besitzt. In den Fig. 5a—c ist dieser Bogenteil der in Fig. 4 wiedergegebenen Lichtbögen sehr deutlich an der um eine Größenordnung höheren Leuchtdichte zu erkennen. Infolge der hier besonders hohen Leistungskonzentration stellt dieser Bogenteil eine sehr ergiebige Wärmequelle dar, in der eine Gastemperatur herrscht, die merklich höher als die Temperatur der Säule sein wird und in dem sicherlich ein thermisches Plasma vorliegt. Wir möchten daher diesen Bogenteil unmittelbar vor der Kathode seiner charakteristischen Form wegen als *kathodische Plasmakugel* bezeichnen.

Von der Bildung des Gasstrahles kann man sich folgende Vorstellung machen. Das in den Raum vor der Kathode radial einströmende Füllgas der Lampe mit einer Temperatur von etwa 1000°K wird, auf Grund des hohen Leistungsumsatzes dieses Bogenteiles, sehr schnell auf eine Temperatur von fast 10000°K aufgeheizt. Diese intensive Aufheizung hat eine starke Expansion des einströmenden Gases zur Folge. Der notwendige Abfluß dafür wird in Kathodennähe im wesentlichen senkrecht zu der Bogenansatzstelle in Gestalt eines verhältnismäßig scharf begrenzten Impulsstromes hochoberhitzter Gasteilchen erfolgen, der visuell als Stichflamme in Erscheinung tritt. Es ist anzunehmen, daß das innerhalb des Strahles transportierte Gas im ersten Teil seines Weges alle Eigenschaften eines thermischen Plasmas besitzt, so daß man hier auch von einem *Plasmastrahl* sprechen kann [8]. Nach Heraustreten aus dem Bereich des Bogenkanals dient der Gasstrahl nicht mehr zur Stromleitung, so daß er sich auf dem weiteren Wege mit größer werdendem Abstand vom Bogen durch Ausstrahlung und radiale Wärmeableitung immer mehr abkühlt, bis die sichtbare Strahlung unter die Beobachtungsgrenze sinkt. Bemerkenswert ist, daß der nicht stromführende Gasstrahl durchaus das Aussehen einer Hochdruckbogensäule besitzt, mit deren äußerlichen Merkmalen einer definierten Kanalbreite und dem radialen Temperaturabfall ohne Mithilfe einer Rohrwand. Es folgt daraus, daß sich in einem Gasraum mit Gasdrücken wie sie bei Hochdruckbögen herrschen, beim Vorliegen einer ausreichend ergiebigen Wärmequelle, stets ein Raumstück mit Kugel- oder Zylindersymmetrie ausbildet, innerhalb dessen das Gas die Eigenschaften eines thermischen Plasmas besitzt. Dieser Plasmaraum ist ohne Mithilfe von festen Wänden und Konvektion allein auf Grund radialer Wärmeleitungsvorgänge

existent. Auf die Bedeutung dieser Tatsache für die Systematik der Hochdruckbogentypen wird in einer besonderen Arbeit eingegangen.

4. Zum Mechanismus der Vorgänge vor der Kathode.

Es liegt nahe, die auffällige Erscheinung der Plasmakugel vor der Kathode mit der Hauptaufgabe des kathodischen Teiles des Hochdruckbogens — der Bildung der für die Aufrechterhaltung der Entladung erforderlichen Ladungsträger — in Verbindung zu bringen [7]. Bereits 1926 hat SLEPIAN gezeigt, daß diese ausschließlich durch thermische Ionisierung der durch Verdampfung des Kathodenmaterials gebildeten

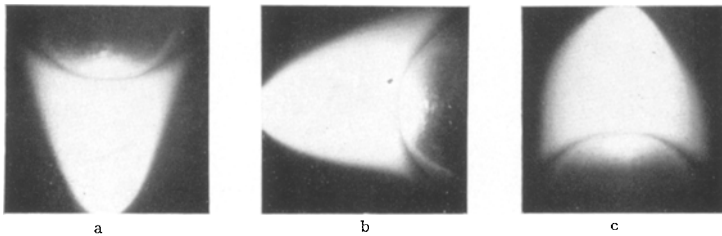


Fig. 4 a—c. Der Lichtbogen einer Xenon-Hochdrucklampe für 80 Amp; Vergrößerung 4,5mal; Leuchtdichte 60000 cd/cm^2 bei einer Leuchtfläche von $3,8 \text{ mm} \times 1,9 \text{ mm}$; Gasdruck 8 at (kalt). a Elektrodenachse vertikal, Anode oberhalb der Kathode; b Elektrodenachse horizontal, Kathode auf der linken Seite; c Elektrodenachse vertikal, Anode unterhalb der Kathode.

Gasatmosphäre aus Kalzium- oder Kupferatomen vor der Kathode gebildet werden können [9]. Vor der Metallkathode baut sich danach eine Art „Gaskathode“ auf, von der aus zur Kathode hin Ionen und zum Bogen hin Elektronen abgegeben werden. Die Übertragung dieser Gaskathodentheorie auf den Hochdruckbogen in Quecksilberdampf im Rahmen der sog. Kontraktionstheorie [10], [11] hat auf Grund von unzutreffenden Annahmen — Vernachlässigung des Strahlungsanteiles, erniedrigte Gastemperatur und Stoßionisation im Gebiet der Trägerbildung — zu einem Modell des kathodennahen Bogenteiles geführt, das mit den experimentellen Beobachtungen in Widerspruch steht. Darauf ist von uns bereits an anderer Stelle [1], [7] hingewiesen worden. Auch eine unlängst vorgenommene Korrektur der Kontraktionstheorie [12] hat keinen neuen Gesichtspunkt gebracht.

Die folgenden Überlegungen knüpfen daher unmittelbar an die grundlegende Arbeit von SLEPIAN an. Wir gehen aus von dem Erscheinungsbild eines Hochdruckbogens von 80 Amp in Xenon von 8 at Fülldruck, wie es sich uns nach den Fig. 4 und 5 darbietet. Der sichtbare Teil des Bogens hat die Gestalt eines auf der Kathodenspitze aufsitzenden abgestumpften Kegels. Der Bogen besitzt eine in bezug auf die Elektroden völlig *unsymmetrische* Form mit einer nach der Kathode hin entsprechend der Querschnittsverminderung des Bogens

stetig zunehmenden Leuchtdichte. Kurz vor der Kathode ist eine ungefähr kreisförmige Fläche hoher Leuchtdichte (besonders gut in Fig. 5 c) zu erkennen. Vor der Kathode befindet sich also ein annähernd kugelförmiger Bogenraum — die kathodische Plasmakugel — der sich deutlich von dem übrigen Bogenraum abhebt. Die Plasmakugel liegt mit ihrem abgeplatteten Ende dicht an der Kathode an. Der Durchmesser der Plasmakugel ist im vorliegenden Beispiel etwa 0,7 mm groß, beträgt also ein Vielfaches der freien Weglänge des Füllgases. Dieses räumliche Gebilde kann *nicht als Brennfleck* bezeichnet werden; die hier vorgeschlagene Bezeichnung als Plasmakugel trifft die charakteristische Gestalt besser.

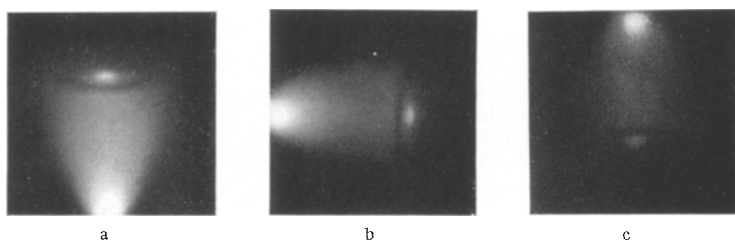


Fig. 5 a—c. Der gleiche Lichtbogen wie in Fig. 4 bei kürzerer Belichtungszeit zur Sichtbarmachung der kathodischen Plasmakugel mit einer Leuchtdichte von $275\,000\text{ cd/cm}^2$.

Die hohe Leuchtdichte der Plasmakugel läßt auf einen hohen Wert der Leistungskonzentration in ihrem Raum schließen. Aus dem Meßergebnis für

die Leuchtdichte der Plasmakugel $275\,000\text{ cd/cm}^2$ (Kerzen/cm²),
den Durchmesser der Plasmakugel $0,07\text{ cm}$

ergibt eine überschlägige Rechnung bei Annahme einer Ausbeute von 8 cd/W unter Vernachlässigung einer Selbstabsorption in der Plasmakugel

eine Leistungskonzentration von $750 \cdot 10^3\text{ W/cm}^3$.

Demgegenüber ergeben sich vor der Anode für

die Leuchtdichte des axialen Bogenteiles $25\,000\text{ cd/cm}^2$,
den Durchmesser des dazugehörigen Bogenteils $0,23\text{ cm}$,
die Leistungskonzentration bei 7 cd/W $18 \cdot 10^3\text{ W/cm}^3$.

Die Leistungskonzentration nimmt also von der Säule her zur Kathode hin beträchtlich zu. Dieser Anstieg rührt zum Teil von der Kontraktion des Bogens her. Infolge der positiven Stromspannungscharakteristik steigt auch der Gradient zur Kathode hin an. Für die lokal sehr hohe Leuchtdichte der Plasmakugel, der nach der Rechnung eine um den Faktor 40 höhere Leistungskonzentration als vor der Anode entspricht,

wird jedoch ein weiterer Vorgang verantwortlich sein, der im Zusammenhang mit der thermischen Ionisierung nach SLEPIAN stehen muß. Für die zusätzliche Bildung der Ladungsträger vor der Kathode ist eine höhere Gastemperatur notwendig als in dem Bogenteil, in dem nur der Ladungsträgerdrift aufrechtzuerhalten ist. Für die Plasmakugel kommt also zu den auch im Bogen vorhandenen Energieverlusten durch Wärmeleitung und Abstrahlung noch der Energieverlust durch den dauernden Abfluß der Ionen nach der Kathode und der Elektronen nach dem Bogen hinzu. Beide Bedingungen lassen sich erfüllen, wenn man annimmt, daß die an der Kathodenoberfläche neutralisierten Ionen mit dem größten Teil ihrer Energie als Atome hoher Geschwindigkeit in den Raum der Plasmakugel zurückkehren (Ionenkreislauf [13]) und dort das Gas auf die für die thermische Ionisierung erforderliche hohe Temperatur erwärmen. Dazu kommt, daß durch die annähernde Kugelgestalt des Reaktionsraumes die thermische Ionisierung in der Plasmakugel sich mit optimaler Ökonomie vollzieht. Der erhöhte Spannungsbedarf für den kontrahierten Bogenteil und für die Plasmakugel macht den größten Teil des sog. Kathodenfalles aus. Der Bogen in Fig. 4a u. b besteht praktisch nur aus dem kathodischen Bogenteil. Seine um den Anodenfall von 12 V verminderte Brennspannung von $25\text{ V} - 12\text{ V} = 13\text{ V}$ entspricht also dem Kathodenfall. Für das Gebiet der Plasmakugel unmittelbar vor der Kathode ergibt sich überschlagsweise ein Spannungsbedarf von 3,3 V, was einem Gradienten von rund 47 V/cm entspricht, während der mittlere Gradient für den restlichen Bogenteil nur 31 V/cm beträgt. Die Gastemperatur steigt von der Anode nach der Kathode hin, wie man aus dem Verhältnis der Leuchtdichten schließen kann, auf den 1,25fachen Wert an.

Um den Anteil der Plasmakugel an der Lieferung der Elektronen für den Bogenstrom angeben zu können, müssen noch genauere Messungen der Gastemperatur ausgeführt werden. Jedenfalls kann man aus Temperaturmessungen der Kathodenspitze beim Edelgas-Hochdruckbogen mit Sicherheit schließen, daß der Beitrag der Elektronenemission der Metallkathode zum Elektronenstrom der Säule nicht ausreichend ist [14]. Auch beim Verschwinden der sog. Wiedertzündspitze bei wechselstrombetriebenen Quecksilber- und Edelgas-Hochdruckentladungen, das zu Unrecht¹ als ein Kriterium für einen ausschließlich elektronischen Stromtransport vor der Kathode angesehen worden ist [16], bleibt vor der Kathode die Plasmakugel erhalten (s. z. B. Fig. 3 b in [16]).

Für den Bogenteil vor der Anode liegt im allgemeinen kein Grund für eine lokal erhöhte Leistungskonzentration vor. Sie kann in geringem

¹ Die sog. Wiedertzündspitze verschwindet, wenn die Abkühlung des kathoden-nahen Bogenteiles während der Stromumkehr durch höhere Elektrodentemperatur oder durch höhere Frequenz genügend vermindert wird [15].

Maße entweder durch eine bei geeigneter Ausbildung der Elektroden-
spitze erreichbare Verjüngung des Säulenquerschnittes an der Ansatz-
stelle (z.B. wie bei den Bögen der Fig. 2) oder durch andere spezielle
Maßnahmen (z.B. im Beckbogen durch eine Dampfwolke im Anoden-
krater) herbeigeführt werden. In solchen Fällen kann eine schwache
von der Anode wegführende Gasströmung auftreten. Die Abweichung
der Richtung des kathodischen Gasstrahles von der Vertikalen in Fig. 2c
ist auf eine solche Gasströmung zurückzuführen.

5. Das Zusammenwirken von Gasstrahl, Auftrieb und Konvektion beim Edelgas-Hochdruckbogen.

Die Bedeutung des kathodischen Gasstrahles für die Bogenform
des Edelgas-Hochdruckbogens macht sich besonders deutlich im Zusam-
menspiel mit dem Auftrieb und der Konvektion bemerkbar. Ist der
Gasstrahl horizontal gerichtet wie in Fig. 2a u. b, so daß die Richtung
des Auftriebes in einem rechten Winkel dazu steht, so ist die gegenseitige
Beeinflussung geringfügig: der Auftrieb lenkt den Gasstrahl nur etwas
nach oben ab. Dieser Bogen brennt daher verhältnismäßig ruhig.
Besonders ruhig brennt der Bogen, wenn Gasstrahl und Auftrieb gleich-
gerichtet sind wie in Fig. 2c und 3. Bei der normalen koaxialen An-
ordnung der Elektroden ist diese Bedingung nur erfüllt, wenn bei verti-
kaler Elektrodenachse die Kathode *unterhalb* der Anode steht. In dieser
Anordnung brennt der Edelgasbogen vollkommen ruhig und unterscheidet
sich in dieser Hinsicht nicht mehr vom Quecksilber-Hochdruckbogen.
Es ergibt sich dabei der in Fig. 4a wiedergegebene Lichtbogen mit der
typischen Gestalt eines auf der Kathodenspitze aufsitzenden abgestumpften
Kegels. Die Kegelform bleibt erhalten, wenn die Elektrodenachse
horizontal gerichtet ist, nur wird, wie Fig. 4b zeigt, der Bogen durch den
Auftrieb etwas aus der Elektrodenachse abgelenkt. Ordnet man jedoch
die Kathode oberhalb der Anode an, so ist die Strömung des Gasstrahles
gegen das Strömungsfeld der Konvektion gerichtet und es entsteht eine
unruhig brennende Bogenentladung. In der photographischen Wieder-
gabe der Fig. 4c ist die größere Breite und die Unsymmetrie der Bogen-
form auf diese Unruhe zurückzuführen. Der Bogen hat auch nicht mehr
die Kegelform wie in Fig. 4a und besitzt bereits in einem Abstand von
3 mm von der Kathode einen annähernd konstanten Säulenquerschnitt.
Der Bogen ist als Lichtquelle hoher Leuchtdichte nur in der Anordnung
nach den Fig. 4a u. b verwendbar. Die mittlere Leuchtdichte des
wiedergegebenen Bogens einer Xenon-Hochdrucklampe für 80 Amp
erreicht bei einer Leuchtfläche von 3,8 mm Länge und 1,9 mm Breite
einen Wert von 60 000 cd/cm². Die maximale Leuchtdichte erreicht
am Ort der Plasmakugel den Wert von 275 000 cd/cm², der den höchsten
bisher bei stationären Lichtbögen bekannten Wert von 200 000 cd/cm²

[17] merklich übersteigt. Je nach Bemessung der Leuchtfläche durch Wahl des Elektrodenabstandes und der Stromstärke läßt sich die Leuchtdichte in einem weiten Wertbereich einstellen [18].

Für den Hinweis auf das Auftreten eines Gasstrahles in der Hochdruckentladung und für die Herstellung der Versuchslampen habe ich Herrn K. ITTIG zu danken.

Literatur.

[1] LARCHÉ, K.: Physik. Verh. **6**, 76 (1950). — [2] SCHULZ, P.: Reichsber. Phys. **1**, 147 (1944). — [3] SCHULZ, P.: Ann. Phys. (6) **1**, 95 (1947). — [4] WEIZEL, W.: Z. techn. Phys. **24**, 90 (1943). — ROMPE, R., W. THOURET u. W. WEIZEL: Z. Physik **127**, 1 (1944). — [5] SCHULZ, P., u. G. BUSS: Ann. Phys. (6) **1**, 347 (1947). — [6] Siehe Diskussionsbemerkung von E. H. NELSON in J. N. ALDINGTON, Trans. Illum. Engng. Soc. **14**, 19 (1949). — [7] LARCHÉ, K.: Licht-Technik **2**, 44 (1950). — [8] MAECKER, H.: Z. Physik **129**, 108 (1951). — [9] SLEPIAN, J.: Phys. Rev. **27**, 407 (1926). — [10] WEIZEL, W., R. ROMPE u. M. SCHÖN: Z. Physik **115**, 179 (1940). — [11] WEIZEL, W., u. R. ROMPE: Theorie elektrischer Lichtbögen, S. 95 f. Leipzig 1949. — [12] WEIZEL, W., u. W. THOURET: Z. Physik **131**, 170 (1952). — [13] MAECKER, H.: Ergebn. exakt. Naturw. **25**, 293 (1951). — [14] GÜNTHER, P.: Diss. Bonn 1951. — [15] KERN, J.: Z. Physik **114**, 552 (1939). — [16] THOURET, W., W. WEIZEL u. P. GÜNTHER: Z. Physik **130**, 621 (1951). — [17] FINKELNBURG, W.: Trans. Illum. Engng. Soc. **1950**, 625. — [18] LARCHÉ, K.: Elektrotechn. Z. **72**, 427 (1951).

Berlin NW 87, Osram-Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.