

[Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung
(Osram-Konzern)].

Elektronenkonzentration und Temperatur in der Quecksilberhochdrucksäule und ihre Bestimmung durch die Elektronenstoßverbreiterung von Spektrallinien.

Von **P. Schulz** in Berlin.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 21. August 1939.)

Aus der Elektronenstoßverbreiterung der starkeffekteempfindlichen 3 *D*-Terme des Quecksilbers wird die Elektronendichte und daraus mittels der Saha-Gleichung die Bogentemperatur in Abhängigkeit von der Leistung bestimmt. Für eine Entladungsform mit leistungsabhängiger Kanalbreite, die sich im Bereich von 30 bis 80 Watt/cm bei Drucken von 2 bis 15 Atm. einstellt, zeigt die Elektronenstoßverbreiterung, daß die Elektronenkonzentration schwächer als proportional mit der Leistung anwächst im Gegensatz zur Entladungsform mit fast konstantem Kanalradius bei Leistungen > 500 Watt/cm und Drucken von 20 Atm. Dies zeigt, daß bei dieser Entladungsform die Zunahme der Ausstrahlung mit wachsender Leistung zum großen Teil auf die Vergrößerung des Entladungsquerschnittes und nur zum kleineren Teil auf Temperaturerhöhung zurückzuführen ist. Die Ergebnisse bestätigen die Deutung, die für den Verlauf des Lichtstromes in Abhängigkeit von der Leistung früher gegeben wurde, und erlauben auch das Verhalten der Leuchtdichte zu erklären. Aus dem Verhalten von Elektronendichte, Kanalbreite und Gradient muß sowohl für die Entladungsform mit konstantem Kanalradius als auch für die mit variabler Breite auf eine mit der Leistung je cm Säulenlänge abnehmende Elektronenbeweglichkeit geschlossen werden. Dies wird auf die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen zurückgeführt.

Die Quecksilberhochdruckentladungen treten in zwei wohl unterscheidbaren Entladungsformen auf¹⁾. Bei Drucken von etwa 20 Atm. aufwärts und Leistungen größer als 500 Watt/cm ist die Breite des kontrahierten Entladungsbogens der Hg-Hochdrucksäule nahezu unabhängig von der aufgenommenen Leistung. Bei kleineren Drucken und Leistungen im Bereich von etwa 2 bis 15 Atm. und 30 bis 80 Watt/cm dagegen ist die Breite des Entladungskanals ungefähr proportional der Wurzel aus der aufgenommenen Leistung.

Der annähernd leistungsunabhängige Kanalradius der Quecksilberhochdruckentladungen bei höheren Drucken folgt sowohl aus dem Verhältnis von Lichtstärke zur Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Leistung²⁾ als auch aus direkten Messungen der Intensitätsverteilung der sichtbaren

¹⁾ R. Rompe u. P. Schulz, ZS. f. Phys. **112**, 691, 1939. — ²⁾ R. Rompe u. W. Thouret, ZS. f. techn. Phys. **17**, 377, 1936.

Strahlung quer zum Entladungsbogen ¹⁾, wobei bei letzteren als Breite des Entladungsbogens die Halbwertsbreite genommen wurde. Die Halbwertsbreiten wachsen zwar etwas mit der Leistung an, doch übersteigen die Änderungen die Fehlergrenzen kaum. Dies gilt sowohl für die direkt gemessene Intensitätsverteilung als auch für die hieraus mit Hilfe der Abel'schen Integralgleichung berechnete wahre Intensitätsverteilung, die die Strahlungsintensität längs eines Schnittes durch die Bogenmitte wiedergibt.

Da bei den Hochdruckentladungen angenähert lokales thermisches Gleichgewicht angenommen werden kann ²⁾, müssen Änderungen in der Ausstrahlung bei gleichbleibendem Kanalradius und konstanter Dichte auf Temperaturänderungen zurückgeführt werden. Die Zunahme der Strahlung der Hochdrucksäule mit höherer Leistung dürfte also im Bereich der leistungsunabhängigen Kanalbreite überwiegend auf einer Erhöhung der Temperatur beruhen.

Bei den Entladungen im niederen Druck- und Leistungsbereich, deren Kanalradius mit der Wurzel aus der Leistung anwächst ³⁾, dürfte demgegenüber ein wesentlicher Teil der Zunahme der Strahlung mit der Leistung auf die Vergrößerung des Entladungsquerschnittes zurückzuführen sein. Daneben tritt aber auch eine Temperaturerhöhung ein, da der Strahlungsfluß aller Spektrallinien stärker ansteigt als der Entladungsquerschnitt ⁴⁾.

Temperaturerhöhungen rufen eine Veränderung der Elektronenkonzentration hervor, die wegen des thermischen Gleichgewichts aus der Saha-Gleichung berechnet werden kann. Es ist bei gleichem Druck:

$$n_e \sim \left(\frac{kT}{e} \right)^{5/4} e^{\frac{eV_i}{2kT}}, \quad (1)$$

wobei V_i die wirksame Ionisierungsspannung ist. Die Elektronendichte kann aus der Verbreiterung von starkeffekttempfindlichen Spektrallinien bestimmt werden. Nach Unsöld ⁵⁾ wird durch Elektronenstoß eine Verbreiterung hervorgerufen, die durch:

$$\gamma = \frac{2^{1/2} \pi^{7/6}}{c} C^{2/3} (RT)^{1/6} \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} \right)^{1/6} n_e \text{ cm}^{-1} \quad (2)$$

gegeben ist. Dabei bedeuten C die Konstante für den quadratischen Stark-Effekt, n_e die Anzahl der Elektronen in cm^3 , μ_1 das Atomgewicht des

¹⁾ R. Rompe u. P. Schulz, l. c. — ²⁾ R. Mannkopff, ZS. f. Phys. **86**, 161, 1933; W. Elenbass, Physica **2**, 169, 1935. — ³⁾ J. Kern u. P. Schulz, ZS. f. Phys. **111**, 454, 1938/39. — ⁴⁾ J. Kern u. P. Schulz, ZS. f. techn. Phys. **20**, 148, 1939. — ⁵⁾ A. Unsöld, ZS. f. Astrophys. **12**, 56, 1936.

strahlenden Atoms, μ_2 das des Elektrons, $c = 3 \cdot 10^{10}$, und $R = 8,315 \cdot 10^7$ erg/grad die Gaskonstante.

Wird für μ_2 statt der Elektronenmasse die Masse der Ionen eingesetzt, so erhält man die Verbreiterung durch Ionenstoß. Sie ist sehr viel kleiner als die durch Elektronen und beträgt für Quecksilber nur den 7,5. Teil der Elektronenstoßbreite.

Rompe und Schulz¹⁾ haben gezeigt, daß die Breite der 3 *D*-Terme in der Quecksilberhochdruckentladung durch Elektronenstoß verursacht wird. Aus der Breite dieser Terme können also nach Gl. (2) die Elektronendichten und daraus mittels der Saha-Gleichung die Temperaturen bestimmt werden. Den Einfluß der Elektronenstoßverbreiterung auf die 3 *D*-Terme zeigten die Untersuchungen der Breiten der Linien 5770 Å und 10140 Å in Abhängigkeit von der Stromstärke. Die Messungen wurden durchgeführt im Bereich der Entladungsform mit konstantem Durchmesser des Bogens (> 500 Watt/cm; 20 Atm.). Unter der vereinfachenden Annahme, daß innerhalb der als Bogenbreite bezeichneten Halbwertsbreite R_0 die Temperatur überall konstant gleich der „effektiven“ Temperatur T und außerhalb dieses Bereiches sehr niedrig ist, gilt für die Stromstärke J :

$$J = \pi R_0^2 n_e b_e G e \quad (3)$$

(b_e Elektronenbeweglichkeit, G Gradient). R_0 ist im vorliegenden Falle konstant. Da der Gradient nur mit $J^{1/5}$ geht²⁾, kann er innerhalb der Fehlergrenze gleichfalls als konstant angesehen werden. Für die Beweglichkeit gilt, solange man von dem Einfluß der positiven Ionen³⁾ absehen kann, worauf später noch zurückzukommen sein wird,

$$b_e \sim \frac{\lambda}{\sqrt{T}}$$

(λ freie Weglänge der Elektronen). Die Temperaturänderung, die bei Änderung des Stromes eintritt, ist nur sehr gering⁴⁾. Die freie Weglänge ist konstant, da sich die Dichte kaum ändert, so daß sich $b_e \sim \text{const}$ ergibt. Damit erhält man aus (3):

$$J \sim n_e \quad (4)$$

Die Ergebnisse der Breitenmessungen sind in Fig. 1 wiedergegeben. Wie man sieht, ist die Breite der infraroten Linie 10140 Å ($2^1P_1 - 2^1S_0$) nur

¹⁾ R. Rompe u. P. Schulz, ZS. f. Phys. **108**, 654, 1938; **110**, 223, 1938; P. Schulz, Phys. ZS. **39**, 899, 1938. — ²⁾ W. Elenbaas, Physica **2**, 169, 1933. — ³⁾ S. D. Gvosdover, Phys. ZS. d. Sowjet. **10**, 378, 1936. — ⁴⁾ Sie hat aber trotzdem einen großen Einfluß auf Strahlung und Elektronendichte, da sie für diese in die e -Funktion eingeht.

wenig vom Strom abhängig. Da die Breite des 2^1S_0 -Terms sich als sehr klein erwiesen hat, ist die Breite der infraroten Linie im wesentlichen durch die des 2^1P_1 -Termes bedingt. Diese beruht auf Eigendruckverbreiterung und hängt von der Atom-, nicht von der Elektronendichte ab. Die Breite der gelben Linie 5770 \AA ($2^1P_1 - 3^3D_2$), die linear mit der Stromstärke geht, wird dagegen außer durch den 2^1P_1 -Term noch wesentlich durch den durch Elektronenstoß verbreiterten 3^3D_2 -Term bedingt. Zieht man von der Breite der Linie 5770 \AA die der Linie 10140 \AA ab, so erhält man die Breite des 3^3D_2 -Termes. Sie ist proportional der Stromstärke (bzw. da der

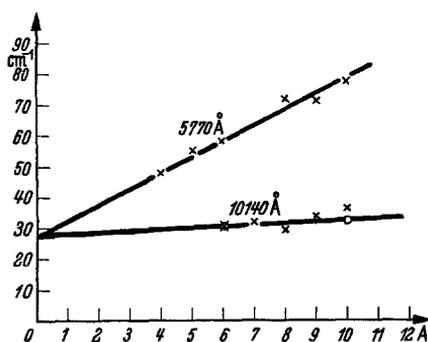


Fig. 1. Halbwertsbreiten der Linien 5770 \AA und 10140 \AA in der Quecksilberhochdruckentladung mit fast konstanter Kanalbreite ($\sim 20 \text{ \AA}$.) in Abhängigkeit von der Stromstärke.

Gradient ungefähr konstant ist, \sim der Leistung), d. h. da die Breiten nach Gl. (2) $\sim n_e$ ist, $n_e \sim J$ in Übereinstimmung mit Gl. (4).

Gleiche Untersuchungen der Breiten in Abhängigkeit von der Stromstärke bzw. Leistung sollen nun auch für die Entladungsform, deren Bogenradius mit der Wurzel aus der Leistung anwächst, ausgeführt werden, um Schlüsse über Änderungen der Elektronenkonzentration und damit der Temperatur zu ziehen.

Die Meßanordnung ist dieselbe wie bei den früheren Untersuchungen über die Verbreiterung der Spektrallinien in der Quecksilberhochdruckentladung¹⁾. Der Entladungsbogen wurde auf den Spalt eines $1,75 \text{ m}$ -Konkavgitters abgebildet. Zur Festlegung der Schwärzungskurve der photographischen Platte diente ein Raster mit vier Intensitätsstufen, der in die zweite Brennlinie des Konkavgitters so aufgestellt wurde, daß das Gitter gerade ausgeleuchtet war. Das Spektrum erscheint dann unterteilt in vier Intensitätsstufen entsprechend den Durchlässigkeitsstufen des Rasters. Die Aufnahmen wurden mittels eines Kippschen Registrierphotometers in der bekannten Weise ausgewertet. Die Schwärzungen wurden so eingerichtet, daß die Schwärzungskurven in einem möglichst großen Bereich linear verliefen. Die Entladung brannte in einem Quarzgefäß von 10 mm Innendurchmesser. Die Elektroden, deren Abstand 40 mm

¹⁾ R. Rompe u. P. Schulz, l. c.

betrug, waren Oxydelektroden, die durch die Entladung aufgeheizt wurden. Die Untersuchungen wurden mit Wechselstrom durchgeführt. Die Quecksilbermenge im Entladungsgefäß war so dosiert, daß sie im Betrieb restlos verdampfte. Dem sich dabei einstellenden Gradienten von etwa 32 Volt/cm dürfte nach Krefft, Larché und Rößler¹⁾ ein Quecksilberdampfdruck von etwa 4,5 Atm. entsprechen.

Die Meßergebnisse sind in Tabelle 1 und 2 wiedergegeben. Bei den in der vierten Zeile angegebenen Werten für die Leistung pro cm Säulenlänge sind Kathoden- und Anodenfall mit zusammen 15 Volt berücksichtigt worden.

Tabelle 1. Halbwertsbreiten der Linien 5770 Å und 5791 Å in einer Quecksilberhochdruckentladung (Druck \sim 4,5 Atm., Elektrodenabstand 40 mm, Rohrdurchmesser 10 mm) in Abhängigkeit von der Leistung.

Anfn. Lampe 1	Watt	Volt	Watt/cm	Breite der 5770 Å in cm^{-1}	Breite der 5791 Å in cm^{-1}
1	160	141	35,8	11,9	12,4
2	160	141	35,8	11,9	11,3
3	160	141	35,8	12,6	12,8
4	160	141	35,8	12,9	13,5
5	200	143	44,7	13,5	14,2
6	200	143	44,7	13,0	13,5
9	200	143	44,7	12,8	13,8
11	240	144	53,8	14,8	14,7
12	240	144	53,8	14,3	14,3
16	280	145	62,9	14,7	15,0
19	280	146	62,9	15,2	14,7
20	280	146	62,9	15,1	15,5
21	320	147,5	72	15,1	15,1
22	320	147,5	72	15,7	14,5
23	320	147,5	72	15,4	15,1
Lampe 2					
2	160	133	35,5	11,4	12,3
7	160	133	35,5	12,6	13,1
10	200	134	44,3	13,2	13,3
12	200	134	44,3	12,6	13,1
14	240	137	53,4	12,6	13,1
16	240	137	53,4	12,3	13,2
17	240	137	53,4	13,7	13,8
23	280	139	62,4	14,8	15,5
24	280	139	62,4	14,2	13,9
25	280	139	62,4	13,2	13,9
32	320	141	71,5	14,2	14,2
33	320	141	71,5	13,7	14,6
34	320	141	71,5	15,6	16,0
35	320	141	71,5	15,6	14,4

¹⁾ H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler, ZS. f. techn. Phys. 17, 374, 1936.

Tabelle 2. Halbwertsbreiten der Linie 10140 Å in einer Quecksilberhochdruckentladung (Druck $\sim 4,5$ Atm., Elektrodenabstand 40 mm, Rohrdurchmesser 10 mm) in Abhängigkeit von der Leistung.

Aufn. Lampe 1	Watt	Volt	Watt/cm	Breite der 10140 Å in cm^{-1}
4	160	142	35,8	8,9
5	160	142	35,8	9,7
7	160	142	35,8	10,0
11	160	142	35,8	9,7
18	200	142,5	44,7	9,4
19	200	142,5	44,7	9,6
21	200	142,5	44,7	10,8
15	240	144,5	53,8	10,8
17	240	144,5	53,8	10,0
12	280	147	62,9	11,5
13	280	147	62,9	10,9
8	320	147,5	72	10,8
9	320	147,5	72	12,3
Lampe 2				
8	160	133	35,5	8,9
9	160	133	35,5	9,2
11	160	133	35,5	8,5
12	160	133	35,5	9,0
18	240	137	53,4	9,9
20	240	137	53,4	9,8
21	280	139	62,4	9,0
22	280	139	62,4	9,6
13	320	141	71,5	9,1
14	320	141	71,5	10,1
16	320	141	71,5	8,9

In Fig. 2 sind die gemittelten Werte für Lampe 1 eingetragen. Wie man sieht, steigen die Breiten der Linie 10140 Å etwas mit der Leistung an. Da

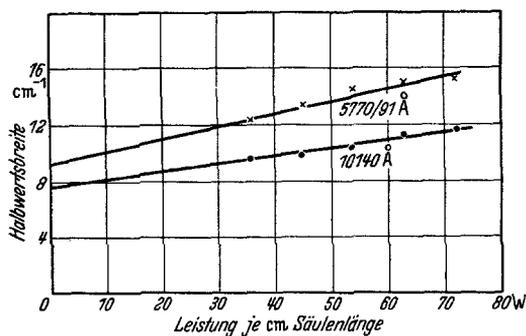


Fig. 2. Halbwertsbreiten der Linien 5770/91 Å und 10140 Å in der Quecksilberhochdruckentladung mit veränderlicher Kanalbreite ($\sim 4,5$ Atm.) in Abhängigkeit von der Leistung.

die Breite dieser Linie im wesentlichen durch den durch Eigendruck verbreiterten 2^1P_1 -Term bedingt ist, also nicht von der Elektronendichte

abhängt, dürfte dieser Anstieg hauptsächlich von einer Erhöhung der Atomdichte durch Verdampfung kleiner Restmengen von Quecksilber aus den „Toträumen“ des Entladungsgefäßes herrühren.

Dieses zeigte sich auch in folgendem. Wurde plötzlich von niedrigerer auf höhere Leistung umgeschaltet, so zeigte sich, daß der im ersten Augenblick kaum veränderte Gradient allmählich auf einen gewissen Wert anstieg, woraus man auf eine Druckerhöhung schließen kann. Breitenmessungen, die jeweils nur die im ersten Augenblick nach der Umschaltung ausgesandte Strahlung, solange sich die Dichte nicht merklich erhöht hatte, erfassen, wurden hier wegen der langen Belichtungszeiten nicht durchgeführt.

Vergleicht man die Breiten der Linien 5770/91 Å mit denen der Linie 10140 Å, so sieht man, daß erstere stärker mit der Stromstärke anwachsen. Es ergibt sich nun aber ein bemerkenswerter Unterschied gegenüber dem Verhalten der Breiten in den Entladungen mit konstantem Bogenradius. Die Breiten der 3 *D*-Terme, die sich aus der Differenz der Breiten der Linien 5770 bzw. 5791 Å und der 10140 Å ergeben, sind im Falle der Entladung mit veränderlicher Bogenbreite nicht proportional der Leistung. Sie wachsen schwächer mit der Leistung L an, d. h. da die Breite der Elektronendichte proportional ist, n_e steigt weniger als proportional mit L . Andererseits ist aber der Anstieg von n_e mit L sehr deutlich.

Dieses Ergebnis zeigt, daß die Vergrößerung des Stromes nur zum Teil auf einer Erhöhung der Elektronenkonzentration beruhen dürfte. Daraus kann man wegen des angenäherten thermischen Gleichgewichts schließen, daß die Temperatur zwar etwas mit der Leistung zunimmt. Die Temperaturerhöhung reicht aber nicht aus, um hieraus allein die höhere Leitfähigkeit zu erklären. Wir kommen also auch von dieser Seite zu einem mit der Leistung wachsenden Kanalradius.

Mit Gl. (2) kann aus der Elektronenstoßbreite die Elektronen- bzw. Ionendichte berechnet werden. Die Elektronenstoßbreite der 3 *D*-Terme ergibt sich aus der Differenz der Breiten der gelben und infraroten Linien bei 50 Watt/cm aus Fig. 2 zu

$$= 3,2 \text{ cm}^{-1}.$$

Daraus wird die Elektronendichte berechnet, wenn $T = 7000^\circ$ und die Konstante $C = 4,1 \cdot 10^{-14}$ angenommen werden, zu

$$n_2 = 4,7 \cdot 10^{16},$$

bzw. unter Berücksichtigung des Anteils der Ionenverbreiterung

$$n_e = 4,1 \cdot 10^{16}.$$

Weiter kann nun die Temperatur exakter aus der Saha-Gleichung bestimmt werden. Als Ionisierungsspannung des Quecksilbers muß statt 10,4 etwa 9,5 Volt angenommen werden, da die Ionisierungsspannung wegen der Verschmierung der oberen Terme um etwa 1 Volt herabgesetzt wird¹⁾. Man erhält dann mit $n = 4,7 \cdot 10^{18}$ (entsprechend 7000° und 4,5 Atm.) eine Temperatur von

$$T = 7200^\circ.$$

Bei der Berechnung der Elektronendichte aus der Breite war eine Temperatur von 7000° angenommen. Es ist damit kein großer Fehler gemacht worden, da die Temperatur nur mit $T^{1/6}$ bei der Berechnung der Elektronendichte eingeht. Bei der Bestimmung der Temperatur aus der Saha-Gleichung geht die Elektronendichte, da T im Exponenten von e vorkommt, auch nicht sehr empfindlich ein. Aus diesem Grunde dürfte auch die Bestimmung der Temperatur aus der Elektronenstoßverbreiterung, d. h. aus der Elektronendichte, recht genau sein, falls nur vollständiges lokales thermisches Gleichgewicht angenommen werden kann. Die so erhaltene Temperatur liegt um etwa 1000° höher als aus der Elenbaas-schen Beziehung²⁾:

$$T_{\max} = 6025 \left(\frac{L}{8,5 + 5,75 m} \right)^{0,1}$$

(m = Quecksilbermenge in mg je cm Säulenlänge) folgt.

Um einen Überblick über die mit Änderung der Leistungsaufnahme erfolgenden Temperaturänderungen zu erhalten, seien die für 35 Watt/cm und die doppelte Leistung 70 Watt/cm aus der Breite der 3 D -Terme berechneten Temperaturen angegeben. Sie betragen 7120° bzw. 7330°. Die Temperaturänderungen sind also recht gering.

Zur näheren Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Elektronendichte und Leistung wird Gl. (3) zweckmäßig in der Form:

$$L = \pi R_0^2 n_e b_e G^2 e \quad (5)$$

geschrieben. Da für die vorliegende Entladungsform $R_0 \sim \sqrt{L}$ gilt, folgt daraus:

$$n_e \sim \frac{1}{b_e G^2}. \quad (6)$$

¹⁾ R. Rompe u. P. Schulz, ZS. f. Phys. **110**, 223, 1938; A. Unsöld, Ann. d. Phys. **33**, 607, 1938; R. Rompe, P. Schulz u. W. Thouret, ZS. f. Phys. **112**, 369, 1939. — ²⁾ W. Elenbaas, Physica **1**, 211, 673, 1934; **2**, 169, 1935.

In erster Näherung, wenn wir die geringe Änderung von G im ersten Augenblick nach dem Umschalten auf höhere Leistung vernachlässigen, ist hiernach:

$$n_e \sim \frac{1}{b_e}.$$

Unter Anwendung der Langevinschen Formel für die Beweglichkeit (also wenn für die Beweglichkeit nur die Wechselwirkung mit den neutralen Atomen berücksichtigt wird), ergibt sich wegen der sehr geringen Temperaturänderungen und der konstanten Dichte: $b_e = \text{const}$ und somit $n_e = \text{const}$.

Aus dem Anwachsen der Breiten der $3D$ -Terme mit der Leistung folgt dagegen ein Anstieg der Elektronendichte. Hierzu ist noch folgendes zu bemerken. Bis jetzt wurde immer ein vereinfachtes Modell mit einer innerhalb des Bogenquerschnittes konstanten Temperatur angenommen. In Wirklichkeit fällt die Temperatur von einem Maximum in der Bogenmitte stetig zum Rande ab. Bei den Aufnahmen zur Messung der Linienbreite wurde die Mitte des Entladungsbogens auf den Spalt des Gitterapparates abgebildet, so daß aus der gemessenen Breite der $3D$ -Terme die mittlere Elektronendichte längs eines Schnittes durch die Bogenmitte folgt. Hierbei kommen die Bereiche höherer Temperatur in der Gegend der Bogenachse im Verhältnis zu den kälteren Randgebieten mehr zur Geltung als bei einer Bestimmung der über den ganzen Kanalquerschnitt gemittelten Elektronendichte. Denn der Einfluß einer (kälteren) Randzone ist bei den vorliegenden Messungen proportional ihrer Dichte dR , während für die über den ganzen Querschnitt gemittelte Elektronenkonzentration ihr Einfluß mit $R \, dR$ geht. Der Anstieg der Temperatur mit der Leistung, der aus den Messungen der Elektronenstoßbreite folgt, dürfte aus diesem Grunde etwas größer als der Anstieg der „effektiven“ Temperatur sein. Doch steigt auf jeden Fall auch die mittlere Elektronendichte und damit die effektive Temperatur mit der Leistung an.

Aus dem Anstieg der mittleren Elektronenkonzentration n_e muß nach Gl. (6) auf eine mit zunehmender Leistung abnehmende Elektronenbeweglichkeit geschlossen werden. Dies kann auf den Einfluß der positiven Ionen zurückgeführt werden. Nach Gvosdover (l. c.) gilt für die in die Langevinsche Formel einzusetzende freie Weglänge der Elektronen unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit den Ionen:

$$\lambda_e = \frac{1}{Nq + \frac{e^4 N^+ \pi}{k^2 T^2} \frac{\pi}{4} \ln \frac{k^2 T^2}{e^4 N^{+2/3}}} \quad (7)$$

Dabei bedeuten: N die Anzahl der Atome in cm^3 , N^+ die der Ionen, q den Wirkungsquerschnitt für Stöße der Elektronen mit neutralen Atomen, e die Elementarladung, k die Boltzmannsche Konstante. Das erste Glied im Nenner berücksichtigt die Wechselwirkung mit den neutralen Atomen, während das zweite Glied von der Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen herrührt.

Aus Gl. (7) kann man den Einfluß der positiven Ionen im Verhältnis zu dem der neutralen Atomen abschätzen. Der Wirkungsquerschnitt q für Stöße zwischen Elektronen und neutralen Atomen ist für Geschwindigkeiten von etwas unter 1 e-V^1) nach Brode ²⁾ $\sim 10 \cdot 10^{-15}$. Klarfeld ³⁾ findet einen Wert von $2 \cdot 10^{-15}$. Wird als mittlerer Wert $6 \cdot 10^{-15}$ genommen, so ergibt sich mit $n = 4,7 \cdot 10^{18}$:

$$N \cdot q = 2,8 \cdot 10^4. \quad (8)$$

Der Anteil durch die Wechselwirkung mit den Ionen ist demgegenüber mit $T = 7200^\circ$ und $N^+ = 4,1 \cdot 10^{16}$

$$\frac{e^4 N^+ \pi}{k^2 T^2} \ln \frac{k^2 T^2}{e^4 N^{+2/3}} = 8,6 \cdot 10^3. \quad (9)$$

Man sieht, daß der Einfluß der positiven Ionen auf die Elektronenbeweglichkeit (Gl. 8) von derselben Größenordnung ist wie der der neutralen Atome (Gl. 9). Mehr Wert darf man der Abschätzung nicht beilegen, da hierfür die Konstanten, die in die Gleichung (7) eingehen, nicht genau genug festgelegt sind. Es ist mit dieser Abschätzung nur gezeigt worden, daß die Elektronenbeweglichkeit durchaus von der Wechselwirkung mit den positiven Ionen merklich abhängen kann, so daß die Schlüsse, die aus dem Verhalten von Elektronenkonzentration, Gradient und Kanaldurchmesser gezogen wurden, ohne weiteres plausibel erscheinen. Nach Elenbaas ⁴⁾ sollte sich ein Einfluß der positiven Ionen erst bei sehr viel kleineren Drucken bemerkbar machen.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen kann auch für die Entladungen bei höheren Drucken mit fast konstantem Kanalradius Bedeutung haben. Es soll darum eine gleiche Abschätzung für diese Entladung durchgeführt werden. Bei einer Elektronendichte von $3,6 \cdot 10^{17}$ (s. Rompe und Schulz, a. a. O.) und einer wirksamen Ionisierungs-

¹⁾ 1 Volt entspricht 7730° . — ²⁾ R. B. Brode, Phys. Rev. **35**, 504, 1930. — ³⁾ B. Klarfeld, Techn. Phys. USSR. **4**, 44, 1937. — ⁴⁾ W. Elenbaas, Physica **5**, 568, 1938.

spannung von etwa 9 Volt ergibt sich die Temperatur zu 8300° und die Dichte der Hg-Atome im Entladungskanal zu $1,8 \cdot 10^{19}$. Es wird dann:

$$N \cdot q = 10^6 \quad (10)$$

für den Anteil der Wechselwirkung mit den neutralen Atomen, und

$$\frac{e^4 N^+}{k^2 T^2} \frac{\pi}{4} \ln \frac{k^2 T^2}{e^4 N^{+2/3}} = 1,4 \cdot 10^4 \quad (11)$$

für den Anteil der Wechselwirkung mit den positiven Ionen.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen dürfte, wie ein Vergleich von (10), (11) mit (8) und (9) zeigt, bei dieser Entladungsform vielleicht weniger Einfluß haben, als bei der Entladungsform mit veränderlicher Bogenbreite. Doch besteht auch hier die Möglichkeit einer merklichen Beeinflussung. Nach S. 437 war unter der Voraussetzung einer von der Wechselwirkung mit den Ionen unabhängigen Beweglichkeit in angenäherter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund $J \sim n_e$ berechnet worden, wobei sowohl der Gradient als auch die Bogenbreite als konstant angenommen wurde. Doch steigt der Gradient bei diesen Entladungen etwas mit der Leistung an. Andererseits ist auch ein (zwar sehr kleiner) Anstieg der Bogenbreite, der an der Fehlergrenze liegt, mit der Leistung zu beobachten¹⁾. Schreibt man Gl. (3)

$$b_e \sim \frac{J}{n_e R_0^2 \cdot G}, \quad (12)$$

so folgt, da $J \sim n_e$ gemessen war,

$$b_e \sim \frac{1}{R_0^2 G}, \quad (13)$$

d. h. da sowohl R_0 wie auch G etwas mit der Stromstärke ansteigen, muß b_e kleiner werden. Doch sind die Änderungen sehr klein, so daß die Beweglichkeit sich nur wenig vermindert.

Die Aussagen, die über das Verhalten der Temperatur in Entladungen mit leistungsabhängigem Kanalradius auf Grund der Messungen der Halbwertsbreiten der gelben und infraroten Quecksilberlinien gemacht wurden, können auch zur Deutung neuerer Leuchtlichtmessungen von Kern²⁾ herangezogen werden. In Fig. 3 geben wir als Beispiel die Leuchtlichtmessungen in Abhängigkeit von der Leistung bei einem Gradienten von 31 Volt/cm für ein Entladungsrohr mit 10 mm Innendurchmesser wieder. Es liegen hier also etwa dieselben Verhältnisse vor wie bei den Breiten-

¹⁾ R. Rompe u. P. Schulz, ZS. f. Phys. **112**, 691, 1939. — ²⁾ J. Kern, ZS. f. techn. Phys. **19**, 249, 1938; **20**, 250, 1939.

messungen. Die Leuchtdichte steigt etwas weniger als proportional mit der Leistung an. Wird demgegenüber der Lichtstrom in Abhängigkeit von der Leistung aufgetragen (Fig. 4), so sieht man, daß dieser stärker als proportional anwächst. Die Zunahme des Lichtstromes wurde früher (Kern und Schulz, a. a. O.) zum größten Teil auf die Vergrößerung des Kanalquerschnittes, zum kleineren Teil auf Temperaturerhöhung zurückgeführt. Da der Entladungsquerschnitt proportional der Leistung ist,

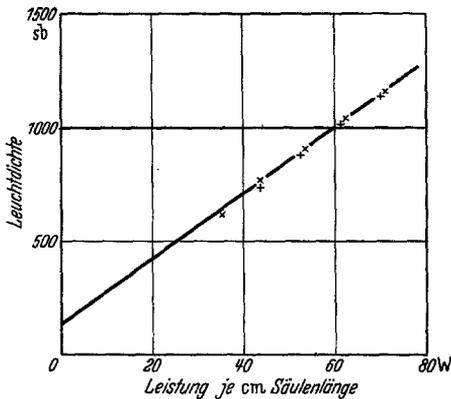


Fig. 3. Leuchtdichte der Quecksilberhochdruckentladung mit variabler Kanalbreite ($\sim 4,5$ Atm.) in Abhängigkeit von der Leistung.

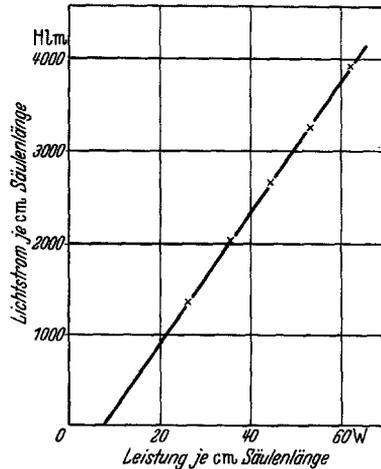


Fig. 4. Lichtstrom der Quecksilberhochdruckentladung mit variabler Kanalbreite ($\sim 4,5$ Atm.) in Abhängigkeit von der Leistung.

erklärt sich hieraus ein proportionales Anwachsen mit der Leistung, der Anstieg darüber hinaus beruht auf Temperaturerhöhung. Der Lichtstrom wächst bei einer Steigerung der Leistung von 35 Watt/cm auf das Doppelte auf das 2,4fache. Davon beruht eine Steigerung auf das Zweifache auf der Querschnittsvergrößerung. Die weitere Steigerung auf das 1,2fache rührt von der Temperaturerhöhung her.

Wird nun die Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Leistung betrachtet, so ergibt sich folgendes: 1. Wegen der Vergrößerung des Kanaldurchmessers mit \sqrt{L} wächst die Strahlung des schmalen Bereiches durch die Kanalmitte, die bei der Messung der (maximalen) Leuchtdichte erfaßt wird, ebenso mit \sqrt{L} . In unserem Beispiel würde also die Leuchtdichte aus diesem Grunde um das $\sqrt{2} = 1,4$ fache ansteigen. 2. Darüber hinaus wächst die Leuchtdichte noch, da die Strahlung infolge der Temperaturerhöhung vergrößert wird. Bei gleichmäßiger „effektiver“ Temperatur müßte dieser

Anteil das 1,2fache ausmachen, so daß die gesamte Leuchtdichtesteigerung das $1,4 \cdot 1,2 = 1,7$ fache betragen sollte.

In Wirklichkeit steigt die Leuchtdichte stärker, nämlich auf das 1,9fache. Dies kann auf die stetige Temperaturverteilung in der Säule (vgl. S. 443) zurückgeführt werden, wodurch bei den Leuchtdichtemessungen gerade die temperaturempfindlichen Teile des Entladungsbogens, nämlich die Bogenmitte, bevorzugt erfaßt wird. Die bei der Messung der Elektronenstoßverbreiterung erfaßten Teile der Entladung sind gerade dieselben wie bei den Leuchtdichtemessungen. Es sollen deshalb die hierbei ermittelten Temperaturänderungen zur Berechnung des Temperaturanteils der Leuchtdichteänderungen herangezogen werden. Die Strahlung einer Linie ist gegeben durch

$$S = A \cdot h \nu \cdot g_\nu \cdot N \cdot e^{-\frac{e V_\nu}{k T}}. \quad (14)$$

Dabei bedeuten: A die Übergangswahrscheinlichkeit, ν die Frequenz der Linie, g_ν das statistische Gewicht des oberen Terms, V_ν die Anregungsspannung. Das Verhältnis der Strahlung bei den Temperaturen T_1 und T_2 ist gegeben durch

$$\frac{S_1}{S_2} = e^{\frac{e V_\nu}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)}. \quad (15)$$

Wird als mittlere Anregungsspannung der sichtbaren Strahlung 7,8 Volt eingesetzt, so ergibt sich für das Verhältnis der Strahlung bei 70 Watt/cm und 35 Watt/cm mit den auf S. 442 berechneten Temperaturen von 7330° bzw. 7120°:

$$\frac{S_1}{S_2} = 1,44.$$

Die gesamte Erhöhung der Leuchtdichte bei einer Steigerung der Leistung von 35 Watt/cm auf 70 Watt/cm sollte demnach das $\sqrt{2} \cdot 1,44 \sim 2$ fache betragen. Dieser Wert stimmt mit dem gemessenen 1,9 innerhalb der Meßgenauigkeit und der Genauigkeit dieser Abschätzungen überein.

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, Herrn Dr. Rompe für viele wertvolle Diskussionen meinen herzlichen Dank auszusprechen.

Berlin, Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.