

# Die Strahlung des Xenon-Hochdruckbogens hoher Leistungsaufnahme.

## I. Experimentelle Ergebnisse für die Lichtstrahlung.

Von

KURT LARCHÉ\*.

Mit 8 Figuren im Text.

(Eingegangen am 23. Mai 1953.)

LARCHÉ und SCHIRMER haben unlängst vorgeschlagen, die kontinuierliche Strahlung der Xenon-Hochdruckentladung für den Fall optisch dünner Schicht als graue Strahlung zu behandeln. In der vorliegenden Arbeit wird diese Arbeitshypothese an den experimentellen Ergebnissen für die Lichtstrahlung von Xenon-Hochdruckbögen hoher Leistungsaufnahme geprüft. Dazu wurden die Lichtstärke, die Leuchtdichte und der Absorptionsgrad in einem weiten Bereich der Leistungsaufnahme gemessen. Für den Wirkungsgrad der Lichterzeugung wurde das von A. R. MEYER für den schwarzen Körper errechnete flache Maximum der visuellen Ausbeute der Gesamtstrahlung bei hohen Temperaturen nachgewiesen. Die Bogentemperatur wurde aus Leuchtdichte und Absorptionsgrad bestimmt. Die erhaltenen Werte stehen in Übereinstimmung mit rechnerisch gewonnenen Ergebnissen von H. SCHIRMER. Für den höchsten gemessenen Leuchtdichtewert von  $1,17 \cdot 10^6$  cd/cm<sup>2</sup> ergibt sich ein Absorptionsgrad von 86%, so daß die Bogensäule eines Xenon-Hochdruckbogens dieser Leuchtdichte als praktisch optisch dick anzusehen ist.

### 1. Problemstellung.

Das für die Hohlraumstrahlung abgeleitete Strahlungsgesetz von PLANCK gilt bekanntlich — unter Berücksichtigung der individuellen Materialeigenschaften der Strahler im Sinne des KIRCHHOFFSchen Gesetzes — für die Temperaturstrahlung aller im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen Strahlungsquellen. Während für den festen Körper diese Materialeigenschaften — im wesentlichen das wellenlängen- und temperaturabhängige Emissionsvermögen — im allgemeinen gut bekannt sind, sind unsere Kenntnisse darüber für die Temperaturstrahlung der Gase noch sehr lückenhaft.

UNSÖLD hat mit Hilfe der KRAMERSschen Formel für den Absorptionskoeffizienten der diskreten Quantenzustände des Wasserstoffatoms die Frequenzabhängigkeit des über alle Quantenzustände summierten kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten für Wasserstoff [2] und wasserstoffähnliche Atome [3] berechnet und im zweiten Fall einen Verlauf proportional der reziproken PLANCK-Funktion erhalten. Daraus folgt für die Temperaturstrahlung wasserstoffähnlicher Atome in optisch

\* Vorgetragen auf dem 17. Physikertag in Berlin am 30. September 1952 [1].

dünnen Schicht ein von der Frequenz unabhängiger Wert der Strahldichte. Für dieses Ergebnis liegt jedoch bisher noch keine mit ausreichender Genauigkeit durchgeführte experimentelle Bestätigung vor. Diese Sachlage brauchte so lange nicht als unbefriedigend angesehen zu werden, solange die kontinuierliche Temperaturstrahlung der Gase im Lichtbogen nur als ein schwacher Untergrund neben einer starken Linienstrahlung beobachtbar gewesen ist. In diesem Falle ist eine genaue Messung der Eigenschaften der kontinuierlichen Strahlung sowieso schwierig, und die Ergebnisse können durch Überlagerung der viel intensiveren Linien verfälscht sein.

Diese Situation hat sich grundlegend geändert, seit uns in den Edelgas-Hochdruckbögen stationäre Strahlungsquellen mit einer intensiven kontinuierlichen Temperaturstrahlung zur Verfügung stehen [4] und damit die experimentelle Bestimmung ihrer Strahlungseigenschaften in einwandfreier Weise durchführbar geworden ist. Von allen stabilen Edelgasen besitzt das Xenon seines höchsten Atomgewichtes und seiner niedrigsten Ionisierungsspannung wegen die höchste Ausbeute an kontinuierlicher Strahlung. Da es außer dieser nur im Infrarot zwischen  $0,8$  und  $0,9\mu$  eine Linienstrahlung vergleichbarer Intensität aufweist, eignet es sich ausgezeichnet dazu, unsere spärlichen Kenntnisse über die Gesetze der kontinuierlichen Strahlung der Gase zu erweitern. Wir haben uns daher die Aufgabe gestellt, beim Xenon-Hochdruckbogen

1. die strahlungsphysikalisch wichtigen Daten in einem möglichst weiten Variationsbereich der Parameter experimentell zu untersuchen und

2. eine Strahlungsformel zu finden, welche diesen experimentellen Daten am besten gerecht wird.

Über die ersten Ergebnisse dieses Programms wird im folgenden und in dem nachfolgenden Aufsatz von H. SCHIRMER (weiterhin als II bezeichnet) berichtet.

## *2. Ergebnisse früherer Arbeiten.*

Bevor auf die Strahlungsformel für den Xenon-Hochdruckbogen eingegangen wird, sollen ganz kurz die Ergebnisse einiger vorhergehender Arbeiten über die Strahlung des Xenonbogens besprochen werden.

ELENBAAS [5] rechnet unter der Annahme der Gültigkeit der UNSÖLDSchen Formel den Wert der maximal möglichen Lichtausbeute des Xenon-Hochdruckbogens zu  $24 \text{ lm/W}$  aus in leidlicher Übereinstimmung mit experimentell bis zu einer Leistungsaufnahme von  $33 \text{ W/cm}$  bestimmten Ausbeuten, aus denen durch Extrapolation eine maximale Lichtausbeute von  $27 \text{ lm/W}$  sich ergeben würde. Dieser Wert ist jedoch merklich niedriger als die von SCHULZ [4] und ALDINGTON [6] bei höheren Leistungsaufnahmen ( $1 \text{ kW/cm}$ ) gemessenen und beträgt nur

die Hälfte des in der vorliegenden Untersuchung bei einer Leistungsaufnahme von 6 kW/cm erhaltenen maximalen Wertes. Die von der UNSÖLDSchen Formel für optisch dünne Schicht geforderte Konstanz der Strahldichte je Frequenzeinheit müßte in der geläufigeren Darstellung der Energieverteilung für ein konstantes Wellenlängenintervall einen stetigen Anstieg der Verteilungskurve proportional  $\lambda^{-2}$  nach kürzeren Wellenlängen hin bis zu einer Grenzwellenlänge  $\lambda_m$ , die nach UNSÖLD [3] ungefähr durch die Ionisierungsspannung  $V_i$  entsprechend der Beziehung  $h\nu_m = eV_i$  gegeben ist, ergeben. Für Xenon wäre  $\lambda_m = 0,1 \mu$ , so daß die spektrale Energieverteilung bis zum kurzwelligen Ultraviolett steil ansteigen müßte. Während also *im Infrarot* die Energieverteilung nach der UNSÖLDSchen Formel und nach PLANCK für Temperaturen um 6000° K sich *nicht wesentlich unterscheiden*, weil *beide* nach kürzeren Wellenlängen hin ansteigen, steht im Ultraviolett dem *Anstieg* nach der UNSÖLDSchen Formel der *Abfall* nach der PLANCK-Funktion gegenüber, so daß im Ultraviolett eine klare Entscheidung getroffen werden kann. Nun findet nach SCHULZ [4] bei mittleren Leistungsaufnahmen des Xenon-Hochdruckbogens von etwa 1 kW/cm für die spektrale Strahldichte im Ultraviolett ein steiler Abfall statt, dessen Verlauf nach BAUM und DUNKELMAN [7] einer PLANCK-Funktion von 6600° K bei einem Emissionsvermögen von 0,058 entspricht, die Strahlung mithin aus optisch dünner Schicht erfolgt.

Wir müssen also feststellen, daß die bisher für alle Hochdruckbögen angenommene Gültigkeit der von UNSÖLD für wasserstoffähnliche Atome abgeleiteten Formel für das Xenonatom *nicht* zutrifft, sondern daß die spektrale Energieverteilung beim Xenon-Hochdruckbogen in besserer Näherung durch eine PLANCK-Funktion dargestellt werden kann.

### 3. Der Xenon-Hochdruckbogen als grauer Strahler.

Verfasser und H. SCHIRMER [8] haben daher unlängst vorgeschlagen, den Xenon-Hochdruckbogen als grauen Strahler zu behandeln, d. h. für das Xenonatom den kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  als wellenlängenunabhängig anzusetzen. Für die spektrale Strahldichte  $E$  einer strahlenden Bogensäule gilt ganz allgemein, wenn diese durch eine Säule einheitlicher (effektiver) Temperatur ersetzt gedacht wird (siehe dazu II, Kap. 1):

$$E(\lambda, T) = (1 - e^{-\tau(\lambda, T)}) E_0(\lambda, T) \quad (1)$$

und

$$\tau(\lambda, T) = \kappa(\lambda, T) l, \quad (1a)$$

wo  $l$  die geometrische Tiefe,  $\tau$  die optische Tiefe des strahlenden Bogenkanals und  $E_0$  die PLANCK-Funktion bedeuten. Für optisch dünne

Schichten ( $\tau \ll 1$ ) folgt aus (1):

$$E(\lambda, T) = \tau(\lambda, T) E_0(\lambda, T). \quad (2)$$

$E$  hat also den gleichen spektralen Verlauf wie  $E_0$

$$E(\lambda, T) = \tau(T) E_0(\lambda, T) \quad (2a)$$

nur, wenn  $\tau$  von der Wellenlänge unabhängig ist. Da für optisch dicke Schicht ( $\tau \gg 1$ ) die Beziehung (1) in

$$E(\lambda, T) = E_0(\lambda, T) \quad (3)$$

übergeht, also auf jeden Fall von  $\tau$  unabhängig wird, gilt die Wellenlängenunabhängigkeit von  $\tau$  für alle Werte von  $\tau$ :

$$E(\lambda, T) = (1 - e^{-\tau(T)}) E_0(\lambda, T). \quad (4)$$

Führt man das Absorptionsvermögen  $\alpha$  als

$$\alpha = 1 - e^{-\tau} \quad (5)$$

ein, so lautet die Beziehung (4):

$$E(\lambda, T) = \alpha(T) E_0(\lambda, T). \quad (4a)$$

Ist  $\alpha$  kleiner als 1, so liegt ein grauer Strahler vor.

Für die Leuchtdichte  $B$  geht die Beziehung (4a) über in

$$B(T) = \alpha(T) B_0(T), \quad (6)$$

wo  $B_0$  die Leuchtdichte des schwarzen Körpers bedeutet. Da die Abhängigkeit des  $B_0$  von der Temperatur bekannt ist (A. R. MEYER [9]), läßt sich aus (6) durch Messung der Leuchtdichte  $B$  und des Absorptionsgrades  $\alpha$  die Temperatur  $T$  bestimmen.

#### 4. Die Lichtquelle.

Den Aufbau der verwendeten Xenon-Hochdrucklampen zeigt Fig. 1. Durch Wahl verschiedener Elektrodenabstände von 3,4 mm bis zu 0,35 mm herab wurde die Leistungsaufnahme je Zentimeter Bogenlänge von 0,4 bis 31 kW/cm variiert (s. Tabelle 1). Bei den Messungen wurde die Anode stets oberhalb der Kathode angeordnet, um einen vollkommen ruhig brennenden Bogen zu erhalten [10]. Der Bogen hat dann die Form eines Rotationsparaboloids, wobei die maximale Bogenbreite bei größerem Elektrodenabstand etwa gleich der Bogenlänge ist, bei kleinerem aber ein Mehrfaches der Bogenlänge beträgt (s. Fig. 2).

Die in bezug auf die Elektroden unsymmetrische Bögenform hat zur Folge, daß die Leuchtdichte nicht nur senkrecht zur Bogenachse variiert, sondern auch längs der Bogenachse sehr verschiedene Werte

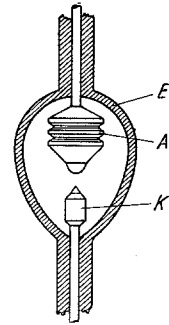


Fig. 1. Aufbau der Xenon-Hochdruckversuchslampen hoher Leistungsaufnahme.  $E$  Entladungsgefäß aus Quarzglas;  $A$  Anode und  $K$  Kathode aus Wolfram.

Tabelle 1. Daten der Versuchslampen.

Gasfüllung . . . . .	8 . . . 20 at (kalt)
Stromstärke . . . . .	10 . . . 110 A
Leistungsaufnahme . . . . .	0,2 . . . 3,7 kW
Elektrodenabstände . . . . .	0,35 . . . 3,4 mm
Leistungsaufnahme je Zentimeter Bogenlänge . . . . .	0,4 . . . 31 kW/cm
Lichtstärke . . . . .	330 . . . 13 400 cd
Leuchtdichte . . . . .	$12 \cdot 10^3$ . . . $1,2 \cdot 10^6$ cd/cm <sup>2</sup>

besitzt (s. Fig. 3). Der höchste Wert liegt dicht vor der Kathode im Bereich der kathodischen Plasmakugel [10]. Er fällt mit wachsender

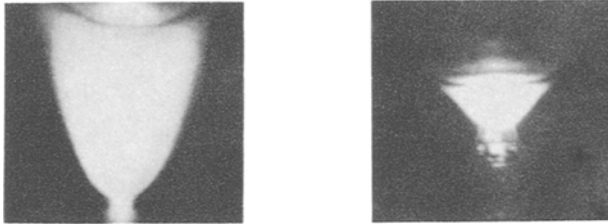


Fig. 2. Der Xenon-Hochdruckbogen von 70 A bei Elektrodenabständen von 3,4 mm und 0,8 mm.

Entfernung von der Kathode im Bereich des kathodischen Übergangsbereiches annähernd umgekehrt proportional zu dem Abstand von der

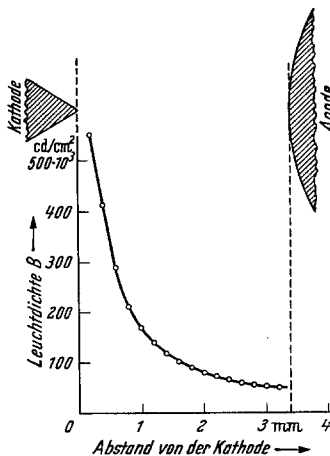


Fig. 3. Die Leuchtdichte  $B$  längs der Achse eines Xenon-Hochdruckbogens bei 70 A; Elektrodenabstand 3,4 mm, Betriebsdruck 25 at.

Kathode ab bis auf den Wert der Bogensäule kurz vor der Anode und sinkt erst dicht vor der Anode nochmals steil ab. Die Leuchtdichte im Bereich der kathodischen Plasmakugel ist im vorliegenden Beispiel um den Faktor 11 höher als für den anodischen Bogenteil. Bei Verringerung des Elektrodenabstandes rückt der anodische Bogenteil in den Bereich des kathodischen Übergangsbereiches, so daß die Leuchtdichte vor der Anode ansteigt. Bei sehr kurzem Elektrodenabstand (0,35 mm) bleibt nur noch das Gebiet der Plasmakugel als Bogen übrig.

##### 5. Die Lichtstärke.

Wegen der Abschattung durch die großen Elektroden wurde nicht der Lichtstrom, sondern die Lichtstärke in Candela (cd) senkrecht zur Bogenachse gemessen. Der Bogen wurde abgebildet, um die von den glühenden

Elektroden kommende Lichtstrahlung abschirmen zu können. Die Bestimmung der Lichtstärke (wie auch der Leuchtdichte) erfolgte, wie in der Lichttechnik üblich, mit einer Sperrschichtzelle, deren spektrale Empfindlichkeit mit Hilfe von Filtern an den Verlauf der Augenempfindlichkeit angepaßt worden war. Wegen des sehr steilen Abfalls der Augenempfindlichkeitskurve vom Maximum bei 555 nm nach Rot und Blau hin entspricht die Lichtmessung praktisch einer Strahlungsmessung in dem Spektralbereich von 510 bis 610 nm. In diesem Abschnitt des Spektrums strahlt der untersuchte Xenon-Hochdruckbogen rein kontinuierlich, so daß die Meßergebnisse für die Lichtstrahlung das Verhalten der kontinuierlichen Strahlung des Xenonbogens allein wiedergeben, d. h. durch die zusätzliche Linienstrahlung in den Spektralbereichen 450 bis 492 nm, 647 bis 688 nm und 0,82 bis 0,99  $\mu$  nicht gestört werden.

Die Abhängigkeit der Lichtstärke  $I$  von der Stromstärke  $J$  für verschiedene Betriebsdrücke und Elektrodenabstände ist in Fig. 4 in doppeltlogarithmischem Maßstabe wiedergegeben. Die Meßpunkte liegen auf Geraden, so daß, wie bereits SCHULZ [4] gezeigt hat, die Beziehung  $I \sim J^n$  gilt, in der  $n$  mit steigendem Druck  $p$  deutlich abnimmt. Die Gegenüberstellung der aus der Arbeit von SCHULZ und der aus Fig. 4 entnommenen Werte für  $n$  in Tabelle 2 zeigt eine gute Übereinstimmung und liefert für den Zusammenhang zwischen  $n$  und  $p$  die Beziehung

$$n = 2 - a p, \tag{7}$$

in der  $a = 0,016$  ist, so daß für die Lichtstärke des Kurzbogens folgender Ausdruck gilt:

$$I \sim J^{2-0,016 p}. \tag{8}$$

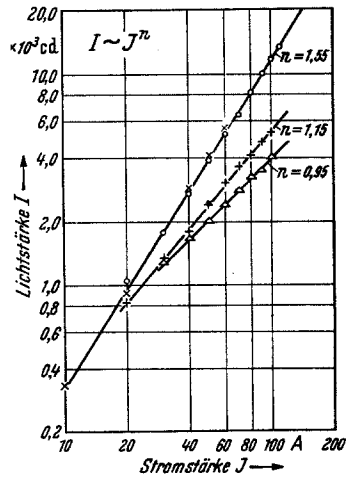


Fig. 4. Die Lichtstärke  $I$  des Xenon-Hochdruckbogens in Abhängigkeit von der Stromstärke  $J$  für verschiedene Elektrodenabstände und Drücke (Zeichen s. Fig. 5).

Tabelle 2. Abhängigkeit des Exponenten  $n$  vom Betriebsdruck  $p$ .

Fülldruck at	Betriebsdruck at	Exponent $n$	
		berechnet nach (8)	gemessen
—	18,7	1,70	1,67 (nach SCHULZ [4])
—	29,0	1,54	1,59 „ „
—	36,8	1,41	1,43 „ „
8	25	1,60	1,55 (nach Fig. 4)
15	50	1,20	1,15 „ „
20	65	0,96	0,95 „ „

Im Bereich kleiner Drucke steigt also die Lichtstärke ungefähr proportional mit dem Quadrat der Stromstärke (siehe dazu auch II, Kap. 4). Die Beziehung (8) kann dazu verwendet werden, bei Xenon-Kurzbogenlampen aus einer Lichtstärkemessung bei verschiedenen Stromstärken den der Messung schwer zugänglichen Betriebsdruck zu bestimmen.

In der Druckabhängigkeit von  $n$  spiegelt sich das Verhalten von  $\tau$  unter den hier vorliegenden Versuchsbedingungen. Bei kleinem Druck sind die untersuchten Xenon-Hochdruckbögen soweit optisch dünn, daß Beziehung (2) gilt. Die mit einer Stromstärkeänderung parallel gehende Änderung der Bogentemperatur hat also eine Änderung beider temperaturabhängiger Faktoren der rechten Seite von (2) zur Folge, wobei die Temperaturabhängigkeit von  $\tau$  wegen der praktisch exponentiellen Abhängigkeit des  $\kappa$  von  $T$  [siehe II, Gl. (17)] besonders groß ist. Der Wert für die Strahldichte  $E$  ist daher bei kleinem Druck außerordentlich empfindlich gegenüber Änderungen der Bogentemperatur. Mit wachsendem Wert für die optische Tiefe nimmt die Temperaturempfindlichkeit ab, weil der Einfluß von  $\tau$  auf die Größe von  $E$  in der für mittlere Werte von  $\tau$  gültigen Gleichung (4) immer mehr abnimmt, bis schließlich bei großen Werten von  $\tau$  die Strahlungsformel (3) gilt und die Temperaturabhängigkeit von  $E$  allein durch das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz gegeben wird,  $E$  also nur noch proportional  $T^4$  ist.

Bemerkenswert ist der Wert von  $n=0,95$  für die Versuchslampe mit dem Betriebsdruck von 65 at. Da die Leistungsaufnahme des Bogens wegen des (im ganzen untersuchten Stromstärke- und Druckbereich) mit der Stromstärke ansteigenden Gradienten mehr als proportional mit der Stromstärke wächst, bedeutet  $n < 1$ , daß in dem von dieser Versuchslampe erfaßten Bereich der Leistungsaufnahme oberhalb von 6 kW/cm der Wirkungsgrad der Lichterzeugung mit steigender Stromstärke merklich abnimmt. Dieses Ergebnis wird im folgenden Kapitel durch die direkte Bestimmung des Wirkungsgrades für die Lichterzeugung bestätigt.

#### 6. Der Wirkungsgrad der Lichterzeugung.

Das Ergebnis für die Lichtstärke wurde durch Berechnung der Lichtausbeute zu einer qualitativen Prüfung der Hypothese der grauen Natur der Strahlung des Xenonbogens herangezogen. Als Lichtausbeute des Bogens wird hier der Quotient Lichtstärke durch Produkt aus Stromstärke und Bogenspannung verstanden. Bei der Bestimmung der Bogenspannung als Differenz zwischen gemessener Brennspannung und der Summe der Spannungsverluste an den Elektroden ergaben sich für die letztere auffallend niedrige Werte von 8 V bei kleinen bis herab zu 5 V bei den höchsten Leistungsaufnahmen.

Die in Abhängigkeit von der Leistungsaufnahme je Zentimeter Bogenlänge bestimmte Lichtstärke je Watt Bogenleistung hat den in Fig. 5 wiedergegebenen Verlauf mit einem flachen Maximum im mittleren Meßbereich von 4 bis 9 kW/cm. Die *maximale Bogenlichtausbeute* hat für 6 kW/cm einen Wert von 5 cd/W. Dieser liegt deutlich höher als die bisher von anderen Autoren gemessenen Werte, die sich jedoch nach Fig. 5 gut in den gefundenen Verlauf des Wirkungsgrades einfügen.

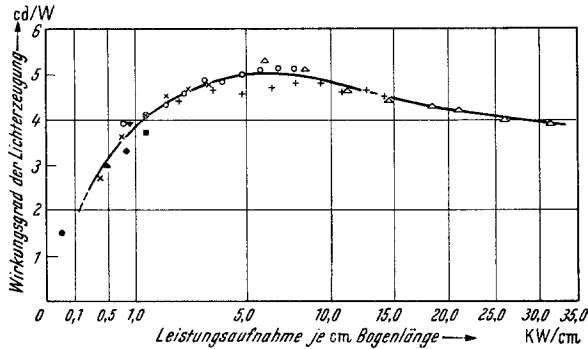


Fig. 5. Die Lichtausbeute des Xenon-Hochdruckbogens in Abhängigkeit von der Leistungsaufnahme je Zentimeter Bogenlänge.

Zeichen	Versuchslampe	Elektrodenabstand mm	Betriebsdruck at
×	a	3,40	25
○	b	3,40	25
+	c	0,80	50
△	d	0,35	65
▲	siehe II	110	25
■	nach [4]	4,3	37
●	„ [5]	—	—
◆	„ [6]	65	—
▼	„ [12]	6,5	44

Der steile Anstieg der Lichtausbeute im linken Teil des Kurvenzuges rührt davon her, daß der Anteil der Gesamtstrahlung am Energieumsatz in der Bogensäule, d. h. der Wirkungsgrad für die Erzeugung der Gesamtstrahlung, gegenüber den strahlungslosen Verlusten durch Wärmeleitung und Konvektion im Bereich kleiner Ionisierungsgrade mit steigender Leistung zuerst schnell, später langsamer stetig ansteigt [11]. Da er auch im Bereich des abfallenden Astes des rechten Teiles der Kurve in Fig. 5 zunimmt, muß der beobachtete Abfall der Lichtausbeute vom spezifischen Verhalten des Strahlungsanteiles zwischen 510 und 610 nm herrühren. Der gleiche Effekt ist für die Lichtausbeute beim schwarzen Körper bekannt [9]. Der Schwerpunkt der PLANCK-Verteilung rückt oberhalb 6500° K mit steigender Temperatur aus dem Bereich des Maximums der Augenempfindlichkeit bei 555 nm nach kürzeren Wellenlängen, so daß der Anteil der sichtbaren Strahlung an der



Gesamtstrahlung stetig sinkt (s. Fig. 2 in II). Die experimentelle Verifikation dieser für das Problem der rationellen Lichterzeugung wichtigen Aussage ist bekanntlich bisher nicht möglich gewesen, weil schon Temperaturen über  $4200^{\circ}\text{K}$  mit einem festen Körper nicht darstellbar sind.

Das Maximum der Lichtausbeute wird beim Xenonbogen erst bei einem höheren Temperaturwert als beim schwarzen Körper erreicht,

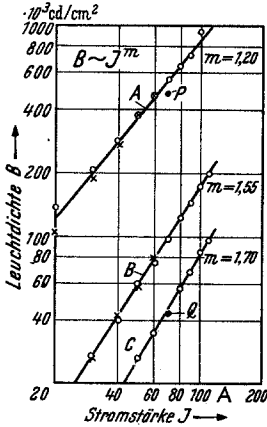


Fig. 6. Die Leuchtdichte  $B$  des Xenon-Hochdruckbogens in Abhängigkeit von der Stromstärke  $J$  (Versuchslampen a und b, Elektrodenabstand 3,4 mm, Betriebsdruck 25 at).  $A$  vor der Kathode (Blende 0,3 mm  $\varnothing$ );  $B$  für die ganze Bogenfläche (Blende  $3,4 \times 1,7$  mm $^2$ );  $C$  vor der Anode ( $1 \times 1$  mm $^2$ );  $P$ ,  $Q$  Orte für die Messung des Absorptionsgrades.

weil der Anteil der zur Lichterzeugung nicht beitragenden Linienstrahlung an der Gesamtstrahlung sowie der Anteil des Wärmeverlustes am Energieumsatz mit steigender Bogen­temperatur abnehmen [4, 11]. Die Schätzung dieses Temperaturwertes auf Grund der zu diesem Bogen gehörenden Leuchtdichte von  $150000\text{ cd/cm}^2$  mit Hilfe der in II gegebenen Unterlagen führt daher auf  $8800^{\circ}\text{K}$ . Bei dieser Temperatur hat der schwarze Körper eine visuelle Ausbeute (s. II, Kap. 3) von  $6,6\text{ cd/W}$ . Aus dem Vergleich dieses Wertes mit dem beim Xenonbogen gemessenen von  $5\text{ cd/W}$  folgt für den Wirkungsgrad der Erzeugung der kontinuierlichen Strahlung des betreffenden Xenon-Hochdruckbogens der Wert von 75%.

### 7. Die Leuchtdichte.

Es wurde die mittlere Leuchtdichte der ganzen Bogenfläche (s. Fig. 6, Kurve  $B$ ), sowie der Bogenteile vor der Anode (Kurve  $C$ ) und vor der Kathode (Kurve  $A$ ) gemessen. Man erkennt, daß für die Leuchtdichte  $B$  in einem großen Bereich der Stromstärke die Beziehung

$$B \sim J^m \quad (9)$$

gilt. Der Exponent  $m$  ist für die drei untersuchten Bogenteile verschieden groß, wobei der Wert für die ganze Bogenfläche zwischen den Werten für die an beiden Enden des Bogens liegenden Teilstücke liegt.

In Fig. 7 ist die Leuchtdichte des Bogenteils vor der Kathode in Abhängigkeit von der Stromstärke für die Bögen der Versuchslampen c und d wiedergegeben. Die Exponenten  $m$  sind hier kleiner als 1 und auch kleiner als die Exponenten  $n$  für die Lichtstärke  $I$  der gleichen Versuchslampen nach Fig. 4 in Übereinstimmung mit dem Ergebnis in Fig. 6 für die Versuchslampen a und b ( $m$  für Kurve  $A$  kleiner als  $n$  in Fig. 4).

Die nach Fig. 7 erreichten hohen Leuchtdichtewerte von  $10^6\text{ cd/cm}^2$  und mehr liegen weit oberhalb der bei allen anderen stationären ter-

restrischen Lichtquellen bisher gemessenen. Sie übertreffen die Leuchtdichte der Sonne mit  $180000 \text{ cd/cm}^2$  und erreichen nahezu die Leuchtdichte der Sterne des Spektraltyps A0 (Sirius, Wega).

8. Der Absorptionsgrad.

Die bei höheren Leistungsaufnahmen festgestellten sehr hohen Leuchtdichtewerte ließen vermuten, daß dabei auch der durch (5) und (6) definierte Absorptionsgrad  $\alpha$  so groß ist, daß er der direkten experimentellen Bestimmung zugänglich ist. Dazu wurde der Bogen der Versuchslampe c mittels eines Objektivs großer Öffnung in den Bogen der Versuchslampe b, dessen Absorption gemessen werden sollte, projiziert und dann beide Bögen stark vergrößert auf eine Blende abgebildet, hinter deren Öffnung der Lichtstrom mit einer Sperrschichtzelle gemessen wurde. Durch die Blende konnte die für die Absorptionsmessung bestimmte Stelle des Bogens der Versuchslampe b ausgewählt werden. Die Messung wurde in der Bogenachse in der Nähe der Anode und der Kathode an den Stellen mit der Leuchtdichte von  $43 \cdot 10^3$  und  $473 \cdot 10^3 \text{ cd}$  je Quadratzentimeter (Punkt P und Q in Fig. 6) durchgeführt. Das Ergebnis ist in der ersten und zweiten Zeile der Tabelle 3 wiedergegeben. Die daraus nach (5) berechneten Werte für die optische Tiefe  $\tau$  sind in der vierten Zeile aufgeführt. Beim Vergleich der beiden Werte für  $\tau$  ist zu beachten, daß die Plasmakugel vor der Kathode eine um den Faktor 2,6 geringere geometrische Tiefe l besitzt als der Bogenteil vor der Anode (s. Zeile 3). Der Absorptionskoeffizient  $\kappa$  nimmt daher stärker zu als die Leuchtdichte (s. Zeile 5).

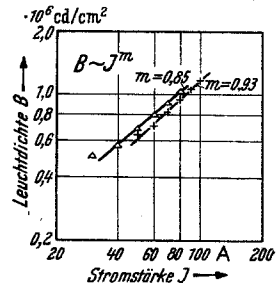


Fig. 7. Die Leuchtdichte B des Xenon-Hochdruckbogens dicht vor der Kathode in Abhängigkeit von der Stromstärke J (Blende 0,3 mm  $\varnothing$ ). (Zeichen s. Fig. 5).

Tabelle 3. Strahlungsphysikalische Daten der Bogenteile vor den Elektroden der Versuchslampe b.

	Bogenteil vor der Anode	Plasmakugel vor der Kathode
Gemessen:		
1. Leuchtdichte B . . . . .	$43 \cdot 10^3 \text{ cd/cm}^2$	$473 \cdot 10^3 \text{ cd/cm}^2$
2. Absorptionsgrad $\alpha$ . . . . .	$8 \pm 4\%$	$35 \pm 5\%$
3. Geometrische Tiefe l . . . . .	0,23 cm	0,09 cm
Berechnet:		
4. Optische Tiefe $\tau$ . . . . .	0,08	0,43
5. Absorptionskoeffizient $\kappa$ . . . . .	$0,35 \text{ cm}^{-1}$	$4,8 \text{ cm}^{-1}$
6. Leuchtdichte $B_0$ des schwarzen Körpers gleicher Temperatur . . . . .	$0,54 \cdot 10^6 \text{ cd/cm}^2$	$1,35 \cdot 10^6 \text{ cd/cm}^2$
7. Bogentemperatur T . . . . .	$7500^\circ \text{ K}$	$10000^\circ \text{ K}$

Die erhaltenen Werte für  $\tau$  besagen, daß beim Bogenteil vor der Anode noch eine optisch dünne Schicht vorliegt ( $\tau \ll 1$ ) und daher die Beziehung (2a) in praktisch ausreichender Näherung gilt, während für die Plasmakugel wegen  $\tau \approx 1$  Gl. (4) angewendet werden muß und damit der Übergang zu einer optisch dicken Schicht beginnt. Wie Tabelle 4 zeigt, kann erst bei Leuchtdichten über 1 Million  $\text{cd}/\text{cm}^2$  von einer optisch dicken Schicht ( $\tau > 1$ ) gesprochen werden.

### 9. Die Bestimmung der Bogentemperatur aus Leuchtdichte und Absorptionsgrad.

Beim Vorliegen einer ausreichenden optischen Tiefe ( $\tau \gg 1$ ) kann nach (3) von der gemessenen (spektralen) Strahldichte unmittelbar auf die Temperatur geschlossen werden. Bei geringerer optischer Tiefe ( $\tau \gtrsim 1$ ) muß noch die Wellenlängenabhängigkeit von  $\tau$  bzw.  $\kappa$  berücksichtigt werden, die — wie eingangs ausgeführt — bisher nur für das Wasserstoffatom sowie wasserstoffähnliche Atome (UNSÖLD [2, 3]) und für schwere Edelgasatome (LARCHÉ und SCHIRMER [8] und II) diskutiert worden ist. Bei bekannter Wellenlängenabhängigkeit von  $\tau$  kann also ganz allgemein durch Messung des Absorptionsvermögens und der Strahldichte in einfacher Weise die (effektive) Bogentemperatur bestimmt werden.

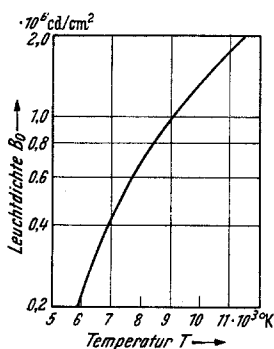


Fig. 8. Die Leuchtdichte  $B_0$  des schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ .

In entsprechender Weise wurde im vorliegenden Falle aus der Leuchtdichte  $B$  und dem Absorptionsgrad  $\alpha$  nach Tabelle 3 mit Hilfe der Beziehung (6) die Leuchtdichte  $B_0$  des schwarzen Körpers gleicher Temperatur (Zeile 6) und mit Hilfe des aus Fig. 8 ersichtlichen Zusammenhanges zwischen  $B_0$  und  $T$  direkt der Wert für die (effektive) Temperatur des gemessenen Bogenteiles berechnet (Zeile 7).

Die so gewonnenen Werte für  $T$  stehen in guter Übereinstimmung mit den von H. SCHIRMER in II nach einer von der hier angewandten unabhängigen Methode erhaltenen (s. Tabelle 1 in II).

### 10. Der Xenon-Hochdruckbogen sehr hoher Leuchtdichte.

Da mit der verwendeten einfachen Anordnung die Messung des Absorptionsgrades für Bogenteile mit noch höherer Leuchtdichte Schwierigkeiten bereitete, wird diese in einer weiteren Untersuchung mit einem größeren Aufwand an Hilfsmitteln durchgeführt.

Die strahlungsphysikalischen Daten des Xenon-Hochdruckbogens (der Versuchslampe c) mit dem höchsten Meßwert für die Leuchtdichte

Tabelle 4. *Strahlungsphysikalische Daten des Bogenteiles vor der Kathode der Versuchslampe c.*

Gemessen:	
1. Leuchtdichte $B$ . . . . .	$1,17 \cdot 10^6 \text{ cd/cm}^2$
2. Geometrische Tiefe $l$ . . . . .	0,09 cm
Berechnet (nach II):	
3. Absorptionsgrad $\alpha$ . . . . .	86%
4. Optische Tiefe $\tau$ . . . . .	2,0
5. Leuchtdichte $B_0$ des schwarzen Körpers gleicher Temperatur . . . . .	$1,36 \cdot 10^6 \text{ cd/cm}^2$
6. Bogentemperatur $T$ . . . . .	$10\,100^\circ \text{ K}$

von  $1,17 \cdot 10^6 \text{ cd/cm}^2$  wurden daher in II mit Hilfe der dort gegebenen Grundlagen berechnet. Das Ergebnis ist in Tabelle 4 angegeben (s. auch Tabelle 1 in II).

Der Xenon-Hochdruckbogen der Versuchslampe  $c$  mit einem Betriebsdruck von 50 at und einer Stromstärke von 100 Amp stellt trotz der geringen geometrischen Tiefe von 0,09 cm eine annähernd optisch dicke Schicht dar.

Wir besitzen also in den Xenon-Hochdrucklampen hoher Leistung eine Quelle kontinuierlicher Strahlung mit den Eigenschaften eines grauen Strahlers, deren optische Tiefe unter den Versuchsbedingungen der hier und in II verwendeten Versuchslampen vom Bereich der optisch dünnen Schicht ( $\alpha = 0,6\%$ ) bis in den Bereich der optisch dicken Schicht ( $\alpha = 86\%$ ) verändert werden kann.

### 11. Ausblick.

Wenn für einen Bogenstrahler mit einem kontinuierlichen Spektrum die Bogentemperatur nach einer von dem vorliegenden Verfahren unabhängigen Methode, etwa (wie in II) aus der Leitfähigkeit, bestimmt wird, so läßt sich aus der Messung der spektralen Strahldichte und des spektralen Absorptionsvermögens beim Vorliegen einer optisch dünnen Schicht in einfacher und direkter Weise nach (1) und (1a) die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  bestimmen.

Die experimentelle Durchführung dieser Aufgabe für den Xenon-Hochdruckbogen ist im Rahmen der in Kap. 10 erwähnten Untersuchung vorgesehen, ebenso die Erweiterung der Versuche auf die Strahlung der Hochdruckbögen in Krypton und den leichteren Edelgasen. Es wird sich dann erweisen, ob die Hypothese der Wellenlängenunabhängigkeit des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten eine gute Näherung nur für das Xenonatom darstellt oder eine allgemeine Eigenschaft aller Edelgasatome und edelgasähnlicher Atome ist.

Ich möchte auch an dieser Stelle Herrn Prof. WILFRIED MEYER für sein förderndes Interesse, Herrn H. GRABNER für die experimentelle Mithilfe und den Herren K. ITTIG und W. FALKEWITZ für die Konstruktion der Versuchslampen vielmals danken.

#### Literatur.

- [1] LARCHÉ, K.: Physik. Verh. **8**, 180 (1952). — [2] UNSÖLD, A.: Z. Astrophys. **8**, 32 (1934). — [3] UNSÖLD, A.: Ann. Physik **33**, 607 (1938). — [4] SCHULZ, P.: Ann. Physik (6) **1**, 95, 107 (1947). — [5] ELENBAAS, W.: Phil. Res. Rep. **4**, 221 (1949). — [6] ALDINGTON, J. N.: Trans. Illum. Engng. Soc. **14**, 19 (1949). — [7] BAUM, W. A., and L. DUNKELMAN: J. Opt. Soc. Amer. **40**, 782 (1950). — [8] LARCHÉ, K., u. H. SCHIRMER: Naturwiss. **39**, 376 (1952). — [9] MEYER, A.R.: Verh. dtsh. phys. Ges. **17**, 384 (1915). — Elektrotechn. Z. **37**, 142, 157, 667 (1916). — [10] LARCHÉ, K.: Z. Physik **132**, 544 (1952). — [11] ELENBAAS, W.: Physica, Haag **4**, 413 (1937). — [12] ANDERSON, W. T.: J. Opt. Soc. Amer. **41**, 6 (1951).

*Berlin NW 87*, Osram-Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.

---