

**4. Über ultraviolette Duplets des Zinks,
Kadmiums und Quecksilbers und über thermisch
inhomogene Strahlung;
von J. Stark und S. Kinoshita.**

§ 1. *Einleitung, Methoden.* — Der Träger der Hg-Linie 2536 ist nach der vorhergehenden Untersuchung wahrscheinlich ein einwertiges positives Atomion. Wie oben vermutet und auch für Wasserstoff und Kalium gezeigt wurde, emittieren einwertige Ionen Serien von Duplets. Es war darum zu folgern, daß die Linie 2536 entweder die eine Komponente eines Duplets ist, oder daß sie wenigstens mit Dupletserien verkoppelt ist, indem die Änderung ihrer Intensität parallel derjenigen von Duplets geht. Bei Hg ist der vermutliche Abstand der Komponenten der Duplets so groß, daß sie in spektralen Gebieten von weit verschiedener Empfindlichkeit der photographischen Schicht oder daß sie zum Teil in dem für die gewöhnlichen Methoden unzugänglichen äußersten Ultraviolett liegen. Kleiner ist der Abstand bei Cd und noch kleiner bei Zn, entsprechend den kleineren Atomgewichten dieser Metalle. Nun aber sind die Spektren von Zn, Cd, Hg wahrscheinlich Linie für Linie homolog; dies ist für die zwei Tripletserien der drei Elemente nachgewiesen. Ebenso ist die Linie 2536 von Hg zweifellos homolog zu der Linie 2288 von Cd und zu der Linie 2138 von Zn; denn diese drei Linien zeigen genau die gleiche Abhängigkeit von der Temperatur hinsichtlich ihrer Intensität und ihrer Verbreiterung. Ist darum für die Linien 2288 und 2138 die Zugehörigkeit zu Dupletserien erwiesen, so gilt dies auch für die Linie 2536. J. R. Rydberg¹⁾ hat bereits vor längerer Zeit die Vermutung ausgesprochen, daß die drei fraglichen Linien Komponenten von Duplets sind; er gibt folgende Duplets an für Zn: 2558—2502; 2138—2099;

1) J. R. Rydberg, Svenska Vet.-Akad. Handl. 23. No. 11. p. 111.

2060—2024; für Cd: 3534—3249; 2748—2573; 2321—2194; 2265—2144; für Hg: 2536—?; 2847—2224.

Um die Verkoppelung zweier Linien zu einem Paare im Spektrum von Zn und Cd nachzuweisen, haben wir Gebrauch gemacht von dem oben abgeleiteten Satz, daß die Intensitätsverteilung zwischen den Komponenten eines Seriengliedes unabhängig ist von der Erregungsart, speziell von der Temperatur. Wir haben darum das Spektrum von Zn, Cd und Hg bei weit verschiedenen Versuchsbedingungen aufgenommen, nämlich vom Lichtbogen in verdünntem Metaldampf bei niedriger Temperatur, vom Lichtbogen in freier Luft bei hoher Temperatur und vom elektrischen Funken bei noch höherer Temperatur.

Der Lichtbogen in verdünntem Metaldampf wurde erzeugt in Quarzglasröhren von W. C. Heraeus. Die Hg-Lampe hatte die ältere Form der Lampen dieser Firma; die Zn- und Cd-Lampen waren Π -förmige Röhren; letztere brannten mit 3—5 Amp. und 20—30 Volt Klemmspannung bei ungefähr 0,1 mm Druck.

Der Lichtbogen in freier Luft wurde in folgender Weise erzeugt. Zwei Zn- oder Cd-Stäbe von 5—10 mm Dicke waren in eine Bogenlampe für Handregulierung eingesetzt; sie wurden erst zur Berührung gebracht und dann bis auf 10—20 mm wieder voneinander entfernt. Der Bogen brannte dann für 5—25 Sek. unruhig zwischen ihnen bei ungefähr 5 Amp. Stromstärke, um dann infolge Schmelzens der Elektrodenspitzen wieder zu erlöschen. Das Zünden des Bogens mußte darum sehr oft wiederholt werden, um intensive Spektrogramme zu erhalten.

Der Funke wurde bei Zn und Cd ebenfalls zwischen Metallstäben hergestellt. Er wurde erzeugt mittels eines großen Induktoriums, das mit Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher betrieben wurde; die primäre Stromstärke betrug 5 Amp. Parallel zur Funkenstrecke war eine große Leidener Flasche geschaltet. In der Richtung vom Spalt des Spektrographen her wurde durch den Raum zwischen den Elektroden Luft geblasen, um das Absetzen von Oxydteilchen auf dem Spalt zu verhindern. Bei Hg wurde der Funke in einem vertikal stehenden Quarzglasrohr erzeugt zwischen flüssigem Quecksilber und einem ihm vertikal gegenüberstehenden Aluminiumstift.

Zur Photographie der Spektre diene ein kleiner Quarzspektrograph von Zeiss; er besaß Quarz-Flußspat-Achromate von kleiner Brennweite und ein Cornu-Prisma. Die Dispersion war darum selbst im äußersten Ultraviolett noch so gering, daß genaue Bestimmungen der Wellenlängen nicht möglich waren.

Gewöhnliche Trockenplatten erwiesen sich für Wellenlängen kleiner als 2200 wenig empfindlich; es wurden darum fast ausschließlich sogenannte Schumannsche Platten verwendet. Einige brauchbare Aufnahmen wurden mit Platten gemacht, welche vor etwa 12 Jahren von Hrn. Kayser¹⁾ in der Technischen Hochschule in Hannover nach dem alten Verfahren von Schumann hergestellt worden waren. Diese Platten waren aber zum größeren Teil unempfindlich und schleierten. Darum stellte der eine von uns (Stark) in der Technischen Hochschule in Hannover Platten nach dem neuen Verfahren von Schumann²⁾ her; er wurde hierbei in dankenswerter Weise von Hrn. stud. Ebeling unterstützt; die neuen Platten waren etwa 4 mal empfindlicher als die alten. Die Aufnahme der Spektrogramme selbst erfolgte im Göttinger physikalischen Institut in der Abteilung für Experimentalphysik.

Vorweggenommen sei ein Resultat über die Durchlässigkeit von Quarzglas von W. C. Heraeus für das äußerste Ultraviolett. Wir haben keine Messungen über den Absorptionskoeffizienten dieser Substanz ausgeführt. Vielleicht haben aber folgende Angaben doch einiges Interesse. Von der Hg-Lampe erhielten wir noch $\lambda = 1941$ in beträchtlicher Intensität durch Quarzglas von 0,8 mm Wandstärke; bei der Zn-Lampe war die Linie 2025 noch intensiv, bei der Cd-Lampe ebenfalls die Linie 2144; die Dicke des Glases mochte in beiden Fällen ebenfalls 0,8 mm betragen.

§ 2. *Neue ultraviolette Hg-Linien.* — J. M. Eder und E. Valenta³⁾ haben das ultraviolette Funkenspektrum von Al, Zn und Cd bis zu $\lambda = 1854$ mit einem Quarzapparat von beträchtlicher Dispersion untersucht. Wir haben alle von ihnen

1) H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie I. p. 500.

2) V. Schumann, Ann. d. Phys. 5. p. 349. 1901.

3) J. M. Eder u. E. Valenta, Beiträge zur Photochemie u. Spektralanalyse, p. 377.

für diese drei Metalle angegebenen Linien auf unseren Spektrogrammen wiedergefunden, außer ihnen nur einige wenige neue Linien. Da deren Messung infolge ihrer geringen Intensität und der kleinen Dispersion unseres Apparates doch nur ungenau wäre, so verzichteten wir auf die Mitteilung der Wellenlängen dieser neuen Linien. Bemerkt sei indes, daß die meisten der ziemlich zahlreichen Funkenlinien von Zn und vor allem von Cd im Spektrum des Lichtbogens fehlen; dieser liefert außer den hier behandelten ultravioletten Duplets nur wenige ultraviolette Linien jenseits von $\lambda = 2200$.

Tabelle I.

Wellenlänge	Intensität	
	im Bogen	im Funken
2053,77	1	5
2027,36	0	2
2002,24	3	1
1972,36	2	1
1941,77	2	1

Bei Hg sind jenseits von 2224 noch keine weiteren ultravioletten Linien bekannt. Darum seien hier in Tab. I die Wellenlängen mehrerer neuer Linien mitgeteilt. Ihre Wellenlängen sind durch eine quadratische Interpolation aus den Wellenlängen $\lambda_{\text{Hg}} = 2224,73$, $\lambda_{\text{Al}} = 1989,90$ und $\lambda_{\text{Al}} = 1930,41$ berechnet. Außer den hier mitgeteilten Linien zeigen unsere Schumann-Platten im Gebiet $\lambda 2300 - \lambda 2100$ noch eine große Anzahl bisher unbekannter Hg-Linien. Da in diesem Gebiet die Dispersion des von uns verwendeten Spektrographen noch kleiner ist als jenseits 2100, so sahen wir von der Ermittlung der Wellenlängen dieser neuen Hg-Linien ab.

§ 3. *Zwei ultraviolette Duplets von Zn und Cd.* — Indem wir unsere Spektrogramme vom Lichtbogen im Vakuum, vom Bogen und vom Funken in freier Luft miteinander verglichen, fanden wir, daß die in den Tab. II und III zusammengestellten Linien (Wellenlängen nach Eder und Valenta) zu je zweien miteinander verkoppelt sind hinsichtlich der Änderung ihrer Intensität beim Übergang von einer Lichtquelle zu einer

anderen. Dies lassen die zwei Tabellen deutlich erkennen. Bei den Duplets der zwei Tabellen besitzt die erste Komponente eine größere Intensität als die zweite. Dies Verhalten ist bis jetzt bei allen Duplets einer ersten und zweiten Nebenserie gefunden worden; bei den Duplets der Hauptserien ist die zweite Komponente intensiver als die erste. Es ist darum zu schließen, daß die hier aufgefundenen Duplets im Zn- und Cd-Spektrum zu Nebenserien gehören.

Tabelle II.

Element	Wellenlänge	Bog. i. Vakuum		Bogen in Luft		Funke	
		Intens.	Breite	Intens.	Breite	Intens.	Breite
Zn {	2062,08	3	3, scharf	8	12, unscharf	15	20, unscharf
	2025,51	2	3, „	6	12, „	12	20, „
Cd {	2265,04	15	9, „	20	8, „	30	15, „
	2144,44	10	6, „	15	5, „	20	10, „

Tabelle III.

Element	Wellenlänge	Bog. i. Vakuum		Bogen in Luft		Funke	
		Intens.	Breite	Intens.	Breite	Intens.	Breite
Zn {	2558,20	1,5	3, scharf	8	5, scharf	15	20, unscharf
	2502,20	1	3, „	4	5, „	10	10, „
Cd {	2748,68	1	3, „	8	5, „	15	18, „
	2573,15	1	3, „	4	5, „	10	15, „

Es zeigt sich allgemein bei den Linienserien, daß hinter dem Intensitätsmaximum die Intensität der Serienglieder nach Ultraviolett zu abnimmt (vgl. die vorausgehende Abhandlung über den Wasserstoff, § 16). Das Intensitätsmaximum liegt nun beim Lichtbogen in freier Luft jedenfalls oberhalb $\lambda 4500$. Aus diesem Grunde können die Zn-Duplets 2062—2025; 2558—2502 und die Cd-Duplets 2265—2144; 2748—2573 nicht einer und derselben Serie angehören. Denn das brechbarere Duplet besitzt in beiden Fällen im Lichtbogen eine größere Intensität als das weniger brechbare Duplet.

Bei niedriger Temperatur (Flamme, Lichtbogen) ist jedes Duplet der ersten Nebenserie intensiver als das auf der brechbareren oder weniger brechbaren Seite zunächst liegende Duplet der zweiten Nebenserie. Es ist darum zu vermuten, daß das brechbarere Zn- bez. Cd-Duplet zu einer ersten Nebenserie, das andere Duplet zu einer zweiten Nebenserie gehört. Diese Vermutung wird durch den Umstand bestärkt, daß die Schwingungsdifferenz zwischen den Komponenten für das letztere Duplet (874 bez. 2481) etwas größer ist als diejenige für das erstere Duplet (873 bez. 2478). Dies ist auch für die bekannten Nebenserien von Duplets der Fall. Nach Rydberg wird die erste Komponente eines Duplets der ersten Nebenserie auf ihrer weniger brechbaren Seite von einer schwächeren Linie begleitet; Runge nennt diese Linie Satellit. Ein solcher Satellit ist bei der Cd-Linie 2265 unmittelbar an ihre weniger brechbare Kante auf dem Spektrogramm vom Bogen im Vakuum angelagert.

§ 4. *Die ultravioletten Hauptlinien von Zn, Cd und Hg.* — Wie schon bemerkt wurde, sind die Linien λ_{Zn} 2138, λ_{Cd} 2288 λ_{Hg} 2536 einander homolog. Sie sind weitaus die intensivsten Linien im ganzen Spektrum bei niedriger Temperatur, so im Spektrum des Lichtbogens in verdünntem Dampf; 2536 erscheint allein von den Hg-Linien in der Bunsenflamme, das gleiche wird man wahrscheinlich auch für 2138 und 2288 finden. Wie die Tab. IV lehrt, ändern sich die Intensitäten und Verbreiterungen ganz analog beim Übergang von einer Lichtquelle zur anderen.

Tabelle IV.

Element	Wellenlänge	Bog. i. Vakuum		Bogen in Luft			Funke	
		Intens.	Breite	Intens.	Breite		Intens.	Breite
Zn	2138,66	50	20, scharf	umgek.	sehr breit, unsch.		15	15, unscharf
Cd	2288,12	50	20, „	„	„	„	15	15, „
Hg	2536,73	50	20, „	„	„	„	15	15, „

Ein Vergleich der Tabb. II, III und IV lehrt folgendes. Bei niedriger Temperatur (Bogen im Vakuum) ist die Hauptlinie

von Zn und Cd intensiver als das zugehörige Duplet der ersten Nebenserie, dieses wieder intensiver als das Duplet der zweiten Nebenserie; im Lichtbogen in freier Luft sind die Hauptlinien umgekehrt, die Intensität des Duplets der ersten Nebenserie hat beträchtlich zugenommen, noch mehr diejenige des Duplets der zweiten Nebenserie. Im Funken ist die Verbreiterung der Hauptlinien geringer als im Bogen, die Intensität der zwei Duplets ist weiter gewachsen und zwar so sehr, daß sie größer als diejenige der Hauptlinie geworden ist; auch ist das Duplet der zweiten Nebenserie ebenso intensiv geworden als dasjenige der ersten Nebenserie.

Die gleiche relative Intensitätsänderung zeigen nun die Hauptserie und die erste und zweite Nebenserie von Duplets bei denjenigen Elementen, bei welchen die drei Serien einwandsfrei nachgewiesen sind. Es wird darum die Vermutung nahe gelegt, daß die ultravioletten Hauptlinien von Zn, Cd und Hg Komponenten eines Duplets einer Hauptserie sind. Aus der Differenz der Schwingungszahlen der zweiten Nebenserie würde sich auf Grund dieser Vermutung als zweite Komponente des hypothetischen Duplets für Zn die Wellenlänge 2099,5, für Cd die Wellenlänge 2166,5 berechnen. Es erscheinen nun in der Tat bei den verschiedenen Lichtquellen an diesen Stellen Linien. Indes ist ihr Verhalten so merkwürdig, wie es für die zweite Komponente eines Duplets einer Hauptserie nach Analogie zu anderen Elementen nicht zu erwarten ist. Bei der niedrigen Temperatur des Lichtbogens im Vakuum erscheint rechts und links von dem Orte der zwei bezeichneten Linien je eine schmale Linie, sie sehen aus wie die Ränder einer umgekehrten Linie, ihr Abstand ist so groß wie derjenige der Ränder von 2138 bez. 2288; auf einigen Spektrogramme treten diese zwei Linien nicht hervor, vielmehr erscheint bei 2099 und 2165 eine breite sehr wenig intensive Linie von der gleichen Breite wie 2138 bez. 2288. Beim Lichtbogen in freier Luft erscheinen bei 2165 wieder die zwei seitlichen Linien aber intensiver als zuvor; 2099 ist wegen des Auftretens zweier unmittelbar benachbarter Linien im Lichtbogen und Funken in freier Luft nicht sicher zu beobachten. Im Funken erscheint bei 2166 nur eine einzige Linie, die etwa halb so intensiv als 2288 ist.

Es ist möglich, daß die Linien 2099 und 2166 zu 2138 und 2288 als zweite Komponenten eines Duplets gehören und daß sie sich nur deshalb abweichend von den zweiten Komponenten der Duplets von Hauptserien verhalten, weil ihre zur Beobachtung gelangende Intensität durch Absorption im Zinkbez. Kadmiumdampf oder auch durch Selbstumkehr (Absorption durch niedriger temperierte Linienträger) geschwächt ist (vgl. § 6). Indes ist dies durch unsere Beobachtungen nicht sicher gestellt.

§ 5. *Verbreiterung der Hauptlinien im Lichtbogen und Funken.* — Die ultravioletten Hauptlinien von Zn, Cd und Hg sind im Lichtbogen außerordentlich stark verbreitert und auf dieser Verbreiterung umgekehrt. Im Funken dagegen sind sie zwar auch verbreitert, aber viel weniger als im Bogen. Während der Abfall der Intensität am Rande der Linie hier sehr langsam ist, erfolgt er im Funken rasch.

Wie in § 16 der ersten der vorliegenden Abhandlungen dargelegt wurde, ist die Temperatur im kondensierten Funken höher als im Lichtbogen. Die größere Verbreiterung der Hauptlinien im Bogen kann darum nicht eine Wirkung der Temperatur sein. Sie ist offenbar eine Wirkung der Dampfdichte. Diese ist im Bogen größer als im Funken; sie hängt nämlich von der Dampfentwicklung aus den Elektroden ab; infolge der stärkeren Erhitzung senden diese mehr Dampf in die Bahn des Bogens als in diejenige des Funkens. Die größere Dampfdichte im Bogen äußert ihren Einfluß auch auf die Absorption bez. Selbstumkehrung, wie im folgenden ausgeführt ist.

Durch Verringerung der Dampfdichte kann man die durch diese bewirkte Verbreiterung von Linien verringern. Beim Funken geschieht dies in bekannter Weise durch Verringerung der Stromstärke, indem man eine Selbstinduktion vor die Funkenstrecke schaltet.

§ 6. *Thermisch inhomogene Strahlung.* — In der Abhandlung über die Lichtemission der Kanalstrahlen in Wasserstoff hat der eine von uns von der Temperatur des Lichtbogens und Funkens am Orte der Emission einer Linienserie gesprochen. Von der Temperatur der Strahlung des Bogens und Funkens muß mit größter Vorsicht die Rede sein. Um Mißverständnisse auszuschließen, möchte darum der eine von uns (Stark) folgende Ausführungen nachtragen, im Anschluß

über die obigen Beobachtungen an Linien des Zinks und Kadmiums.

In thermischer Hinsicht besteht der Lichtbogen aus koaxialen Schichten, sie haben die Achse des Bogens als gemeinsame Achse. Innerhalb einer Schicht von der Dicke dx kann die Temperatur als konstant betrachtet werden; dagegen nimmt die Temperatur von Schicht zu Schicht von innen nach außen ab. Die Ordinatenachse falle mit der Achse des Lichtbogens zusammen, die Abszissenachse (x) stehe also senkrecht auf dieser. Wir betrachten die Strahlung, welche in der x -Achse senkrecht durch das Flächenelement dw austritt; wir nehmen zur Vereinfachung an, daß die von jenseits der Achse, also von negativen x -Werten kommende Strahlung auf ihrem Wege über positive x -Werte vollkommen absorbiert werde. Der Abstand der äußersten eben noch Metaldampf enthaltenden Schicht von der Achse sei l .

Nach dem Vorstehenden ist in dem aus dem Lichtbogen herausgeschnittenen Zylinder $l \cdot dw$ die absolute Temperatur eine Funktion von x , darum ebenfalls die von dem Element $dx \cdot dw$ emittierte Strahlung $e = f(x) \cdot dx$, ferner die Absorption $a = \psi(x)$, welche die von innen kommende Strahlung in dem Stücke $(l - x)$ erfährt; für $x = l$ ist $a = 0$. Die außerhalb des Lichtbogens von einem Beobachter wahrgenommene Gesamtstrahlung E des Zylinders $l \cdot dw$ ist eine Superposition der Strahlungen e der Elemente des Prismas, nachdem sie auf ihrem Weg zum Beobachter in den Stücken $(l - x)$ Schwächung durch Absorption erfahren haben. Es ist demgemäß

$$(1) \quad E = \int_0^l e \cdot (1 - a) \cdot dx \cdot dw.$$

Nun ist nach dem Obigen $x = \varphi(T)$, für $x = 0$ sei $T = T_0$, für $x = l$ sei $T = T_1$. Ferner sei

$$f(\varphi(T)) = F(T) \quad \text{und} \quad \psi(\varphi(T)) = \Psi(T).$$

Es ist dann

$$(2) \quad E = \int_{T_0}^{T_1} F(T) \cdot [1 - \Psi(T)] \cdot \varphi'(T) \cdot dT \cdot dw.$$

Aus dieser Formel ist zu ersehen, daß die beobachtbare Gesamt-

strahlung E des in das Auge gefaßten Stückes des Lichtbogens eine komplizierte Funktion verschiedener Werte der absoluten Temperatur ist. Und weil diese Gesamtstrahlung nicht von einem einzigen Wert, sondern von verschiedenen Werten der Temperatur hervorgebracht wird, so sei sie *thermisch inhomogen* genannt.

Die thermische Inhomogenität der Strahlung des Lichtbogens ist erstens bei der Intensität der einzelnen Wellenlänge zu berücksichtigen. Es ist nach dem Vorhergehenden im allgemeinen nicht möglich, die beobachtete Gesamtintensität einer Linie des Bogens einem einzigen bestimmten Wert der Temperatur zuzuordnen.

Zweitens ist die spektrale Intensitätsverteilung des Bogens thermisch inhomogen. Denn das Verhältnis $E(\lambda_1)/E(\lambda_2)$ ist ebenfalls eine Funktion verschiedener T -Werte. Aus der spektralen Intensitätsverteilung kann darum im allgemeinen nicht auf eine bestimmte Temperatur des Lichtbogens geschlossen werden.

Läßt man zu der beobachteten Gesamtstrahlung sämtliche Volumenelemente des Lichtbogens beitragen, so erhöht sich die Komplexität des Einflusses der thermischen Inhomogenität, sowohl was die Intensität der einzelnen Wellenlänge als auch vor allem, was die Intensitätsverteilung in einer Linienserie oder auch zwischen verschiedenen Linienserien betrifft. Die Angabe eines einzelnen Wertes der Temperatur der Strahlung des Bogens oder gar der „Temperatur des Bogens“ hat keinen Sinn mehr.

Will man der Strahlung des Bogens trotzdem eine bestimmte Temperatur beilegen, so kann dies nur eine erste Annäherung sein und muß in folgender Weise auf die Emission einzelner Linienserien an bestimmten Orten des Bogens bezogen werden.

In dem Integral $\int_0^l e \cdot (1 - a) \cdot dx \cdot dw$ wird e von innen nach außen kleiner, $(1 - a)$ dagegen größer, zwischen 0 und l hat $e \cdot (1 - a)$ einen maximalen Wert; wir wollen von dem Integral die Beiträge derjenigen Schichten fortlassen, deren $e \cdot (1 - a)$ kleiner als 10 Proz. des größten Wertes von $e \cdot (1 - a)$ ist; dieser größte Wert habe die Abszisse $x = l_1$. Die Dicke der

nicht vernachlässigten Schichten sei Δl_1 , ihre mittlere Temperatur sei T_1 ; T_1 sei also in erster Annäherung die Temperatur der Intensität E_1 . Gemäß dieser Annäherung wird also erstens die Emission derjenigen Schichten vernachlässigt, für welche x größer als $l_1 + \frac{1}{2} \Delta l_1$ ist, ferner die Emission der inneren Lichtbogenschichten, für welche x kleiner als $l_1 - \frac{1}{2} \Delta l_1$ ist. Die beobachtete Gesamtemission E_1 wird also zugeeignet einer hohlen Schicht, deren mittlerer Durchmesser $2l_1$ ist. Die Temperatur der Strahlung E_1 ist dieser Schicht als dem Orte ihrer überwiegenden Emission zuzuordnen.

Die Linien einer Serie werden alle von demselben Träger emittiert, ihre Emission ist verkoppelt. Darum werden wir die Emission aller Linien einer Serie in erster Annäherung an derselben hohlen Schicht des Bogens wahrnehmen und demgemäß aus der spektralen Intensitätsverteilung innerhalb der Linienserie die mittlere Temperatur an dem Orte ihrer überwiegenden Emission ableiten können. Indes ist dies ebenfalls nur in erster Annäherung möglich. Denn e ist eine Funktion der Wellenlänge λ , es nimmt mit dieser hinter dem Intensitätsmaximum ab; hinter diesem ist also in der Serie l_1 um so kleiner zu nehmen, je kleiner die Wellenlänge der Linie ist. Oder es fallen die hohlen Schichten der überwiegenden Emission für die Linien einer Serie nicht genau zusammen, sondern rücken für die ultravioletten Linien ein wenig in das Innere des Bogens; die mittleren Temperaturen T_1 der Strahlung sind also für diese Linien etwas größer.

Eine scheinbar vollkommene Trennung der Schichten der Emission vermag für verschiedene Linienserien einzutreten. Ist nämlich die Intensität der einen Serie schon bei der relativ niedrigen Temperatur T_1 beträchtlich, diejenige einer anderen Serie erst bei einer beträchtlich höheren Temperatur T_2 , so ist die hohle Schicht (l_1) der überwiegenden Emission der ersten Serie beträchtlich größer als die hohle Schicht (l_2) der überwiegenden Emission der zweiten Serie. Die erste Schicht umschließt die zweite Schicht, die beobachteten Strahlungen kommen von verschiedenen Orten und haben wie diese verschiedene mittlere Temperaturen. Auf diese Erscheinung ist bereits in der Abhandlung über die Kanalstrahlen in Wasserstoff (§ 21) hingewiesen worden.

Der kondensierte Funke¹⁾ ist ein kurz dauernder oszillatorischer Lichtbogen. Seine Strahlung ist darum thermisch ebenso inhomogen wie diejenige des Lichtbogens. Der Unterschied zwischen beiden Fällen wird durch den Umstand bedingt, daß die Dichte des Metалldampfes im Lichtbogen im allgemeinen größer ist als im Funken. Wird die Dichte kleiner, so wird in dem Integral $\int_0^l e \cdot (1 - a) \cdot dx \cdot dw$ die Größe e und ebenso a kleiner. Für kleine Werte von a wird die Zunahme von $(1 - a)$ nicht kompensiert durch die Abnahme von e . Darum muß die Abnahme von e infolge Abnahme der Dichte kompensiert werden durch eine Zunahme von e infolge einer Zunahme der Temperatur. Hieraus folgt, daß bei Abnahme der Dampfdichte die beobachtete Gesamtintensität in einer Linienserie eine höhere Temperatur annimmt. Darum können wir beim Funken im allgemeinen höhere Temperaturen der Linienserien beobachten als im Bogen. Indes sei hier der Vollständigkeit halber darauf hingewiesen, daß auch in der Achse, dem Orte höchster Temperatur, diese beim Funken höher sein wird als beim Bogen. Die Temperatur in einem Volumenelement steigt nämlich mit der elektrischen Leistung in ihm und demnach mit dem Spannungsabfall bei konstanter Stromdichte. Nun ist der Spannungsabfall²⁾ um so größer, je kleiner der Partialdruck des Metалldampfes in dem Gemisch Metалldampf-Luft ist, je geringer z. B. beim Lichtbogen infolge Verringerung der Stromstärke oder infolge künstlicher Abkühlung die Erhitzung der Elektroden ist. Im Funken ist nach § 5 die Dichte des Metалldampfes kleiner als im Bogen; darum wird bei ihm der Spannungsabfall und folglich auch die Temperatur in seiner Achse größer sein als beim Bogen.

Eine Folge der höheren Temperatur der coaxialen Schichten des Funkens ist die Erscheinung, daß die zur Beobachtung gelangende Intensität der bei hohen Temperaturen erscheinenden Linienserien im Funken größer ist als im Bogen, verglichen mit der Intensität der schon bei niedrigen Temperaturen erscheinenden Serien.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 12. p. 673. 1903.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 12. p. 679. 1903; J. Stark, T. Ret-schinsky u. A. Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. 18. p. 223. 1905.

Die thermisch-energetische Analyse der Strahlung der Flamme, des Lichtbogens, des Funkens und vieler Himmelskörper führt bei Nichtbeachtung der obigen Ausführungen über die thermisch inhomogene Strahlung zu unhaltbaren Schlüssen.

Für die Ausführung der vorstehenden Untersuchung hat uns Hr. Geheimrat Prof. Riecke die elektrischen Hilfsmittel seines Instituts, Hr. Geheimrat Prof. Voigt den benutzten Quarzspektrographen überlassen. Hierfür sagen wir auch an dieser Stelle besten Dank.

Anmerkung bei der Korrektur. Von geschätzter Seite werden wir darauf aufmerksam gemacht, daß von H. Lehmann und R. Straubel (Ann. d. Phys. 7. p. 909. 1902) jenseits von 2224 bereits neue Hg-Linien aufgefunden wurden. Diese Autoren teilen als ultraviolette Hg-Linien hinter 2060 folgende Wellenlängen mit: 2054,5 (1)—2048,0 (5)—2027,7 (3)—1990,5 (5)—1987,3 (4)—1973,1 (4)—1970,1 (5)—1941,6 (3)—1930,4 (4). Diese Linien haben sie freilich auf andere Weise erhalten als wir die obigen Bogen- und Funkenlinien; sie ließen nämlich durch eine evakuierte Hg-Dampf enthaltende Kapillare die Entladung eines Induktoriums gehen.

(Eingegangen 24. September 1906.)
