

Sitzungsberichte

der

mathematisch-physikalischen Klasse

der

K. B. Akademie der Wissenschaften

zu München

1914. Heft II

Mai- bis Julisitzung.

München 1914

Verlag der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften
in Kommission des G. Franz'schen Verlags (J. Roth)



Polarisation der Lichtemission der Kanalstrahlen.

Von J. Stark und H. Lunelund.

Vorgelegt von A. Sommerfeld in der Sitzung am 4. Juli 1914.

Inhalt: 1. Aufgabe und Methoden. 2. Fehlen der Polarisation bei den Bandenlinien in der negativen Glimmschicht und in den Kanalstrahlen und bei den Serienlinien in den Kanalstrahlen. 3. Polarisation der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen, erste Versuchsreihe. 4. Polarisation der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen, zweite Versuchsreihe. 5. Resultate und ihre Deutung.

1. Aufgabe und Methoden.

Es ist bereits durch qualitative Beobachtungen¹⁾ festgestellt worden, daß die Lichtemission der Wasserstoff-Kanalstrahlen teilweise polarisiert ist, daß nämlich in einer Sehachse senkrecht zur Kanalstrahlenachse die Lichtschwingungen (J_p) parallel der Achse der Kanalstrahlen etwas intensiver sind als die Schwingungen (J_s) senkrecht dazu. Diese Beobachtungen wurden an der Gesamtemission der Kanalstrahlen in reinem Wasserstoff angestellt; diese besteht zwar zum größten Teil aus der bewegten Intensität der *H*-Serienlinien, indes ist in ihr doch auch ruhende Intensität der Serienlinien und außerdem Intensität der Bandenlinien in merklichem Betrage enthalten. Es blieb somit die Aufgabe übrig, die Serien- und Bandenlinien getrennt auf Polarisation in den Kanalstrahlen zu untersuchen; weiter mußte die qualitative Feststellung des Vorhandenseins einer teilweisen Polarisation durch die quantita-

¹⁾ J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 104, 1908; J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 43, 1002, 1914.

tive Ermittlung des Verhältnisses $\frac{J_p}{J_s}$ ergänzt oder wenigstens eine untere Grenze dieses Verhältnisses bestimmt werden. Zur Lösung dieser Aufgabe bedienen wir uns folgender Methode.

Die Achse des Spaltrohres eines Spektrographen wird senkrecht zur Achse eines Kanalstrahlenbündels so aufgestellt, daß sie diese 2—3 cm hinter der Kathode schneidet, durch deren Löcher die Kanalstrahlen austreten. Mittels eines Objektivs und einer Wollaston-Platte werden von dem Kanalstrahlenbündel zwei senkrecht zueinander polarisierte Bilder so auf den Spektrographenspalt entworfen, daß die Schwingungen in dem einen Bild parallel, diejenigen in dem anderen senkrecht zu den Kanalstrahlen erfolgen. Man erhält somit auf der photographischen Platte von einer jeden Linie, welche die Kanalstrahlen emittieren, übereinander zwei Bilder, ein p - und ein s -Bild. Aus deren Schwärzungen S_p und S_s dieser Bilder läßt sich zunächst ihr Intensitätsverhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_s$ auf der photographischen Platte in folgender Weise ermitteln.

Bei gleicher Belichtungsdauer gilt innerhalb des Gebietes der Normalschwärzung die Beziehung¹⁾ $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_s = e^{\frac{S_p - S_s}{m}}$. Ermittelt man also m , so läßt sich das auf der Platte erscheinende („scheinbare“) Intensitätsverhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_s$ berechnen. Nun ist indes das scheinbare Intensitätsverhältnis im allgemeinen nicht gleich dem „wirklichen“ Intensitätsverhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ der p - und s -Schwingungen, welche von der untersuchten Lichtquelle, in unserem Falle von den Kanalstrahlen, emittiert werden. Selbst wenn nämlich $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w = 1$ ist, wird das scheinbare Intensitätsverhältnis im allgemeinen von 1 verschieden sein, indem $(J_p)_w$ durch die Optik der Beobachtung, sei es durch die Brechung

¹⁾ Vgl. J. Stark, Ann. d. Phys. 35, 461, 1911.

an der Glaswand der Kanalstrahlenröhre, an der Wollaston-Platte, an den Objektiven, an den verwendeten Prismen, durch Polarisation am Spalt oder am verwendeten Gitter größer oder kleiner als $(J_s)_w$ gemacht wird. Dieses „optische“ Intensitätsverhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_0$ wird gleich dem scheinbaren Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_s$, wenn die Lichtquelle oder die zu untersuchende Spektrallinie so gewählt wird, daß $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w = 1$ ist. Hat man so für eine optische Anordnung einmal die Konstante $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_0$ bestimmt, so kann man aus dem scheinbaren Verhältnis das wahre Verhältnis für eine andere Emission berechnen, deren Polarisation untersucht werden soll. Es ist nämlich, wie leicht zu sehen ist,

$$\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w = \left(\frac{J_p}{J_s}\right)_s \bigg/ \left(\frac{J_p}{J_s}\right)_0.$$

Es sei $(S_p - S_s)_s$ bzw. $(S_p - S_s)_0$ die Schwärzungsdifferenz der Bilder, welche das scheinbare bzw. das optische Intensitätsverhältnis liefern. Es ist dann

$$\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w = e^{\frac{(S_p - S_s)_s - (S_p - S_s)_0}{m}}.$$

Die strenge Voraussetzung der vorstehenden Methode ist, daß das Licht, welches $(S_p - S_s)_0$ liefert, genau denselben optischen Weg zurücklegt wie das zu untersuchende Licht, welches die Differenz $(S_p - S_s)_s$ ergibt. Dieser Voraussetzung wurde in der vorliegenden Untersuchung dadurch genügt, daß bei unveränderter Optik an dem Ort in der Röhre, woher die untersuchte Lichtemission der Kanalstrahlen kam, nach oder vor deren Untersuchung die negative Glimmschicht des Glimmstromes hergestellt wurde. In ihr wird die Emission der Bandenlinien überwiegend durch die nach allen Richtungen laufenden zerstreuten oder sekundären Kathodenstrahlen erzeugt; wie darum zu erwarten ist und die qualitative Untersuchung bestätigt, ist in ihr die Lichtemission der Banden- und der Serienlinien unpolarisiert.

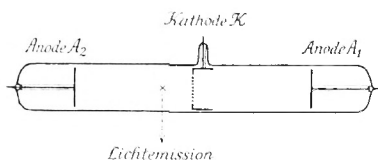


Fig. 1.

Demgemäß haben wir der von uns verwendeten Kanalstrahlenröhre die aus Fig. 1 ersichtliche Form gegeben. Einer Kathode K in der Röhrenmitte ist an jedem Röhrenende je eine Anode A_1 und A_2 gegenübergestellt. 2–3 cm auf der Rückseite von K befindet sich der Ort der spektrographisch untersuchten Lichtemission. Wurde A_1 als Anode des Glimmstromes benutzt, so trat an diesem Ort die Lichtemission der Kanalstrahlen auf; wurde dagegen A_2 als Anode benutzt, so trat an ihre Stelle die Lichtemission der negativen Glimmschicht (Kathodenstrahlen) bei ziemlich hohem Gasdruck. Um nur Lichtemission in der Nähe der Röhrenachse zu untersuchen, ferner um die p - und s -Bilder auf dem Spalt und auf der photographischen Platte zu trennen, schoben wir über den Teil $A_2 - K$ der Röhre einen Zylinder aus Aluminiumblech, in welchem ein 2 mm weiter Schlitz als Austrittsöffnung für die Lichtemission angebracht war.

Nachdem somit die Grundzüge der von uns verwendeten Methode angegeben sind, seien noch folgende Einzelheiten erwähnt.

Der Glimmstrom in der Kanalstrahlenröhre wurde mit Gleichspannung aus einer Dynamo und einer Batterie hergestellt. Der die Kanalstrahlen erzeugende Kathodenfall wurde an einem Elektrometer ständig kontrolliert und bis auf 10% konstant gehalten. Vor den spektrographischen Aufnahmen wurde die Röhre durch Strombetrieb unter Wasserstoffspülung gereinigt; während der Aufnahmen wurde darauf geachtet, daß die Wasserstofffüllung rein blieb, daß also die Kanalstrahlen die ihnen eigentümliche rote Farbe beibehielten. Reinheit der Wasserstofffüllung ist, wie weiter unten begründet ist, eine wichtige Voraussetzung für das positive Resultat der vorliegenden Untersuchungen.

Der Intensitätsexponent m wurde nach einer an früherer Stelle¹⁾ beschriebenen Methode in folgender Weise bestimmt. Es wurde ein Stück einer photographischen Platte ausgewählt, auf dem die eine Hälfte intensiver geschwärzt war als die andere; zwei anfänglich gleich intensive Lichtbündel nahmen somit beim Durchgang durch die zwei Hälften oder Felder dieser Platte („Doppelfeld“) ein von 1 verschiedenes Intensitätsverhältnis an. Dieses Verhältnis bestimmten wir für das von uns verwendete Doppelfeld zu 1,48. Ein solches Doppelfeld wurde auf dem Spektrographenspalt zum Zweck der Bestimmung des Exponenten m befestigt, so daß jede Spalthälfte von je einem Feld bedeckt war, also auf der photographischen Platte die Hälften der Spektrallinien von Seite einer dem Spalt entlang gleich intensiven Lichtquelle eine Schwärzungsdifferenz $S_1 - S_2$ zeigten. Es konnte dann m aus der Formel

$$1,48 = e^{\frac{S_1 - S_2}{m}}$$

berechnet werden.

In dieser Weise wurde für eine jede Platte, von welcher das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ für die Kanalstrahlen abgenommen werden sollte, der Exponent m bestimmt. Es wurde also auf eine und dieselbe Platte mindestens eine Aufnahme von der Lichtemission der Kanalstrahlen gemacht, eine Aufnahme von der Emission der negativen Glimmschicht durch den Schlitz in dem abdeckenden Blechzylinder und mindestens eine Aufnahme von der negativen Glimmschicht ohne diesen abdeckenden Zylinder oder auch eine Aufnahme von einer H -Geißlerröhre durch das Doppelfeld auf dem Spalt. In einer ersten Versuchsreihe wurden die Intensitäten so ausprobiert, daß die drei Aufnahmen bei gleicher Belichtungsdauer nicht bloß normal, sondern angenähert gleich geschwärzte Spektrallinien für den Vergleich lieferten. Unter dieser Voraussetzung ist nämlich die vorstehende photometrische Methode genau. Nachdem wir in dieser Versuchs-

¹⁾ J. Stark, Ann. d. Phys. 35, 461, 1911.

reihe außer jeden Zweifel gesetzt hatten, daß $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ für die Kanalstrahlen größer als 1 ist, haben wir in einer zweiten Versuchsreihe, welche in erster Linie dem Vergleich von H_α und H_β galt, auch solchen Aufnahmen auf einer Platte, deren Belichtungszeiten verschieden waren, den gleichen Intensitäts-exponenten m zugewiesen. Der damit gemachte Fehler blieb aber sehr klein, da ja m innerhalb des Gebietes der Normal-schwärzung sich noch nicht merklich ändert, wenn die Intensität im Verhältnis 1:20 sich ändert.

Die erste Versuchsreihe wurde mit Agfa-Platten (Extra rapid) durchgeführt. Da m von Platte zu Platte derselben Emulsion und auch für die Linien H_β und H_γ nicht merklich innerhalb der Versuchsfehler verschieden war, so haben wir den Mittelwert von m als allen Bestimmungen gebildet und mit ihm die Intensitätsverhältnisse $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ berechnet. Dieser Mittelwert m betrug 0,64.

Die zweite Versuchsreihe haben wir mit der rotempfindlichen Platte von Wratten & Wainright (Spektralplatte) durchgeführt. Auch bei ihr ergaben sich nur wenig verschiedene Werte des Exponenten m für H_α , H_β und H_γ ; wir haben darum ebenfalls den Mittelwert $m = 0,67$ für die drei Linien benützt.

Die erste und die zweite Versuchsreihe wurde mit einem Einprismenspektrographen mit Objektiven von 30 cm Brennweite durchgeführt, die erste Reihe außerdem gleichzeitig mit einem Plangitterspektrographen, dessen Objektive 60 bzw. 50 cm Brennweite haben. Die Spaltrohre der zwei Spektrographen waren hierbei koaxial und einander zugewandt. Die Resultate mit den zwei Spektrographen sollten nämlich einander kontrollieren; bei dem einen war das optische Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_0$ größer, bei dem anderen kleiner als 1. In der zweiten Versuchsreihe wurden die Bedingungen so gewählt, daß $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_0$ nur sehr wenig von 1 verschieden war.

2. Fehlen der Polarisation bei den Bandenlinien in der negativen Glimmschicht und in den Kanalstrahlen und bei den Serienlinien in der negativen Glimmschicht.

Das Fehlen der Polarisation der Bandenlinien in der negativen Glimmschicht erklärt sich ohne weiteres aus der ungeordneten Verteilung der Geschwindigkeiten der zerstreuten oder sekundären Kathodenstrahlen, welche die Emission in der negativen Glimmschicht veranlassen. Dagegen erschien es nicht als ausgeschlossen, daß die geordnet verlaufenden Kanalstrahlen eine teilweise Polarisation der Bandenlinien bewirken, welche sie an ruhenden Gasmolekülen zur Emission bringen. Um diesen Punkt zu prüfen, haben wir nach der oben angegebenen Methode das H -Bandenspektrum von Seite der negativen Glimmschicht und von Seite der Kanalstrahlen auf dieselbe Platte aufgenommen. In Tabelle I sind für mehrere Bandenlinien die Schwärzungen der p - und s -Bilder in den zwei Aufnahmen zusammengestellt.

Tabelle I.

Lichtquelle	Wellenlänge	S_s	S_p	$S_s - S_p$	Mittelwert
Negative Glimmschicht	4723 Å	1,23	1,19	0,04	0,03
	4634	2,22	2,18	0,04	
	4583	1,73	1,70	0,03	
	4499	1,23	1,20	0,03	
	4177	1,59	1,57	0,02	
Kanalstrahlen 3300 Volt	4634	1,97	1,94	0,03	0,03
	4583	1,63	1,57	0,06	
	4177	1,34	1,34	0,00	

Wie aus ihr hervorgeht, ist die Schwärzungsdifferenz $S_p - S_s$ der Bandenlinien aus den Kanalstrahlen dieselbe wie derjenigen aus der negativen Glimmschicht. Das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_s$ hat also hier denselben Wert wie dort und, da $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ für die negative

Glimmschicht den Wert 1 hat, so hat dieses wirkliche Intensitätsverhältnis der p - und s -Schwingungen der Bandenlinien in den Kanalstrahlen ebenfalls den Wert 1; die Emission der H -Bandenlinien in den Kanalstrahlen ist also unpolarisiert.

Gemäß der ungeordneten Verteilung der Kathodenstrahl-Geschwindigkeiten in der negativen Glimmschicht ist von vornherein zu erwarten, daß in dieser Strompartie die Emission der Serienlinien ebenso unpolarisiert ist wie diejenige der Bandenlinien. Immerhin hielten wir es für notwendig, auch diesen Punkt experimentell zu prüfen. Zu diesem Zweck nahmen wir auf eine und dieselbe Platte die Lichtemission der negativen Glimmschicht für verschiedene Belichtungszeiten auf, um für den Vergleich angenähert gleiche normale Schwärzungen von Banden- und Serienlinien zu erhalten. In Tabelle II sind Schwärzungen für mehrere Linien zusammengestellt. Wie aus ihr zu ersehen ist, ist die Schwärzungsdifferenz der p - und

Tabelle II.

Linienart	Wellenlänge	Belichtungszeit in Min.	S_s	S_p	$S_s - S_p$	Mittelwert
Serienlinien	H_β 4861 Å	} 15	1,88	1,85	0,03	} 0,025
	H_γ 4341		1,56	1,54	0,02	
Bandenlinien	4634	} 15	1,95	1,91	0,04	} 0,038
	4177		1,18	1,14	0,04	
	4723	} 30	1,68	1,66	0,02	
	4583		1,78	1,73	0,05	
	4182		1,74	1,70	0,04	

s -Bilder innerhalb der Versuchsfehler für die Serienlinien dieselbe wie für die Bandenlinien. Da diese unpolarisiert sind, so ist somit auch die Lichtemission der Serienlinien in der negativen Glimmschicht unpolarisiert.

3. Polarisation der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen, erste Versuchsreihe.

Bekanntlich kommt in den Kanalstrahlen, wenn sie in dem eigenen Gase verlaufen, gleichzeitig ruhende und bewegte Intensität ihrer Serienlinien zur Emission; diese von Seite der Kanalstrahlen selber, jene von Seite der von ihnen gestoßenen ruhenden Gasteilchen. Beobachtet man die Lichtemission der Kanalstrahlen in einer Achse senkrecht zu ihrer Geschwindigkeit, so überlagern sich in den Serienlinien die ruhende und die bewegte Intensität.

Bei Untersuchung der Polarisation der Lichtemission der Kanalstrahlen ist diese Überlagerung zu beachten und zu fragen, in welchem Betrage die ruhende und die bewegte Intensität der Serienlinien für sich polarisiert sind. Zu diesem Zweck sind Bedingungen herzustellen, in denen die Serienlinien eines Elementes nur in bewegter oder nur in ruhender Intensität in den Kanalstrahlen erscheinen. Für ein Element schwerer als 12 läßt sich überwiegend nur bewegte Intensität der Serienlinien in den Kanalstrahlen erzielen, indem man es in sehr geringem Betrage einem leichten Gas wie Wasserstoff oder Helium beimischt. Eine derartige Untersuchung nach der hier benützten Methode erscheint wünschenswert. Überwiegend nur die ruhende Intensität tritt bei den Serienlinien reinen Heliums in den Kanalstrahlen auf. Für diesen Fall nun hat die Untersuchung der Gesamtemission (Überwiegen der gelben Linie bei Beobachtung mit dem Auge) ergeben, daß die Emission der ruhenden $H\epsilon$ -Linien in den Kanalstrahlen nicht merklich polarisiert ist. Wie gelegentlich der vorliegenden Untersuchung an der Hg -Linie $\lambda 4359 \text{ \AA}$ festgestellt werden konnte, ist ihre Emission in den H -Kanalstrahlen ebenfalls nicht merklich polarisiert; da sie unter den von uns benutzten Bedingungen überwiegend in ruhender Intensität herauskommt, so haben wir in ihr den zweiten Fall, daß die ruhende Intensität von Serienlinien in den Kanalstrahlen unpolarisiert ist. Und so ist wahrscheinlich, daß allgemein die Emission der ruhenden

Serienlinien in den Kanalstrahlen unpolarisiert ist. Eine weitere experimentelle Prüfung dieses Satzes ist freilich wünschenswert, für das Folgende sei seine Richtigkeit vorausgesetzt.

Verlaufen Wasserstoff-Kanalstrahlen in reinem Wasserstoff, so ist die ruhende Intensität ihrer Serienlinien zwar sehr viel kleiner als die bewegte Intensität, immerhin ist sie aber neben dieser nicht zu vernachlässigen. Ermittelt man darum nach der oben angegebenen Methode das wirkliche Intensitätsverhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ für die Kanalstrahlen in reinem Wasserstoff, so ist dieses gleich dem Verhältnis $\frac{J^{(r)} + J_p^{(b)}}{J^{(r)} + J_s^{(b)}}$, worin $J^{(r)}$ die ruhende, $J^{(b)}$ die bewegte Intensität bedeutet. Es ist somit das Verhältnis $\frac{J_p^{(b)}}{J_s^{(b)}}$, welches die Polarisation der bewegten Intensität mißt, größer als das der Beobachtung zugängliche Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$; dieses stellt nur eine untere Grenze für jenes dar.

Die vorstehenden Hinweise lassen die große Bedeutung des Verhältnisses von bewegter zu ruhender Intensität für die Untersuchung der Polarisation der Emission der Kanalstrahlen ins Licht treten. Wählt man absichtlich oder zufällig die Versuchsbedingungen so, daß in der Lichtemission der Kanalstrahlen die Intensität des Bandenspektrums und die ruhende Intensität der Serienlinien neben deren bewegter Intensität sehr groß ist, so wird bei Untersuchung der Gesamtemission auch bei Anwendung einer sehr empfindlichen Methode der Betrag der Polarisation unmerklich klein sich ergeben. Ferner erkennt man, daß die Reinheit eines Füllgases oder das Mischungsverhältnis verschiedener Gase von empfindlichem Einfluß auf das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ ist, welches die hier angewandte Methode liefert. So weiß man, daß die ruhende Intensität der Serienlinien des Wasserstoffs durch die Beimischung schwerer Gase im Verhältnis zur bewegten Intensität beträchtlich verstärkt

wird. Um also $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ möglichst in Annäherung an $\frac{J_p^{(b)}}{J_s^{(b)}}$ bei den Serienlinien des Wasserstoffs zu erhalten, hat man für große Reinheit der Wasserstofffüllung Sorge zu tragen.

Die Ungleichung $\frac{J_p^{(b)}}{J_s^{(b)}} > \left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ ist ein Umstand, welcher den quantitativen Charakter der vorliegenden Untersuchung beeinträchtigt. Dazu tritt noch ein weiterer Umstand. Es kommt ja in einem Kanalstrahlenbündel nicht eine einzige Geschwindigkeit für alle Teilchen, sondern eine ganze Reihe von Geschwindigkeiten vor. Wenn also, wie wahrscheinlich ist, $\frac{J_p^{(b)}}{J_s^{(b)}}$ eine Funktion der Geschwindigkeit ist, so gibt das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ nur eine untere Grenze des Durchschnittswertes der Verhältnisse $\frac{J_p^{(b)}}{J_s^{(b)}}$ für eine Reihe von Geschwindigkeiten.

Obgleich gemäß diesen Überlegungen das experimentell zugängliche Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ nur einen qualitativen Wert für die Beurteilung der Polarisation bewegter Serienlinien hat, so ist der experimentellen Feststellung dieser Erscheinung durch Angabe eines unteren Grenzwertes doch eine erhebliche Bedeutung beizumessen, da sie theoretisch interessante Gesichtspunkte liefert.

In den Tabellen III und IV sind die Resultate mitgeteilt, welche für die Linien H_β und H_γ bei Verwendung von Agfa-Platten ($m = 0,64$) hinsichtlich des wirklichen Intensitätsverhältnisses $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ in den Kanalstrahlen (letzte Spalte) erhalten wurden. Um ein genaueres Urteil über die den Endwerten zu Grunde liegenden Schwärzungsmessungen zu erlauben, sind diese ausführlich mitgeteilt. Unterhalb der von den Kanalstrahlen beobachteten Serienlinien H_β und H_γ sind in der dritten Spalte Bandenlinien angeführt, die aus der negativen Glimm-

Tabelle III.

Kathodenfall, Volt	Spektrograph, Belichtungszeit	Linie	S_p	S_s	$S_p - S_s$	$\frac{S_p - S_s}{\text{Mittel}}$	$(S_p - S_s)_s - (S_p - S_s)_0$	$\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w = e^{\frac{(S_p - S_s)_s - (S_p - S_s)_0}{m}}$
2400	Prisma 30 Min.	H_β	1,42	1,15	0,27	0,28	0,21	1,36
	"	H_β	1,58	1,29	0,29			
	"	4973 Å	1,17	1,11	0,06	0,07		
	"	4973	1,18	1,12	0,06			
	"	4723	1,78	1,71	0,07			
	"	4723	1,77	1,68	0,09			
	Gitter 60 Min.	H_β	1,14	1,16	- 0,02	- 0,21	0,19	
	"	4719	1,46	1,68	- 0,22			
	"	4723	1,15	1,34	- 0,19			
	4800	Prisma 30 Min.	H_β	1,90	1,63	0,27	0,25	
"		H_β	2,22	1,99	0,23			
"		4723	1,56	1,47	0,09	0,08		
"		4723	1,80	1,73	0,07			
Gitter 60 Min.		H_β	1,43	1,45	- 0,02	- 0,21	0,19	
"		4719	1,13	1,33	- 0,20			
"		4634	1,32	1,54	- 0,22			
9600	Prisma 30 Min.	H_β	2,05	1,84	0,21	0,225	0,13	1,25
	"	H_β	2,07	1,83	0,24			
	"	4723	1,19	1,11	0,08	0,095		
	"	4723	1,13	1,02	0,11			
	Gitter 60 Min.	H_β	1,18	1,22	- 0,04	- 0,205	0,16	
	"	4634	1,67	1,85	- 0,18			
	"	4632	1,22	1,44	- 0,23			

Tabelle IV.

Kathodenfall, Volt	Spektrograph, Belichtungszeit	Linie	S_p	S_s	$S_p - S_s$	$\frac{S_p - S_s}{\text{Mittel}}$	$(S_p - S_s)_s - (S_p - S_s)_0$	$\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$
2400	Prisma 30 Min.	H_{γ}	1,37	1,17	0,20	} 0,215	} 0,12	} 1,20
	"	H_{γ}^s	1,41	1,18	0,23			
	"	4318 Å	1,82	1,72	0,10	} 0,09		
	"	4318	1,68	1,60	0,08			
	Gitter 60 Min.	H_{γ}	1,28	1,41	— 0,13	} 0,11		
	"	4312	1,63	1,87	— 0,24			
4800	Prisma 30 Min.	H_{γ}	1,90	1,67	0,23	} 0,225	} 0,14	} 1,22
	"	H_{γ}^s	2,12	1,90	0,22			
	"	4318	1,84	1,75	0,09	} 0,085		
	"	4318	2,04	1,96	0,08			
	Gitter 60 Min.	H_{γ}	1,54	1,66	— 0,12	} 0,12		
	"	4179	1,73	1,97	— 0,24			
9600	Prisma 30 Min.	H_{γ}	2,00	1,75	0,25	} 0,225	} 0,13	} 1,21
	"	H_{γ}^s	1,99	1,79	0,20			
	"	4341 (H_{γ})	2,18	2,10	0,08	} 0,09		
	"	4341 (H_{γ}^s)	2,20	2,10	0,10			
	Gitter 60 Min.	H_{γ}	1,32	1,46	— 0,14	} 0,11		
	"	4179	1,08	1,33	— 0,25			

schicht zum Zweck der Ermittlung des optischen Intensitätsverhältnisses $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_0 = e^{\frac{(s_p - s_s)_0}{m}}$ erhalten wurden; nur in einem Falle (H_γ bei 9600 Volt) wurde für diesen Zweck die Serienlinie (H_γ) selber aus der negativen Glimmschicht verwendet.

Wie aus den zwei Tabellen zu ersehen ist, übersteigt die Intensität der p -Schwingungen diejenige der s -Schwingungen der Serienlinien in den Kanalstrahlen durchweg um 20—35%. Nach den oben gegebenen Ausführungen ist also die bewegte Intensität der H -Serienlinien in den Kanalstrahlen um mehr als 20—35% zu Gunsten der Schwingungen parallel der Geschwindigkeitsachse größer. Man wird erstaunt sein über die Größe dieses Effektes; wohl niemand hätte ihn in diesem Betrag erwartet, sonst wäre er vermutlich schon längst aufgesucht worden.

Vergleicht man die Werte von $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ für verschiedene Kathodenfälle miteinander, so scheint es, als ob sie mit wachsendem Kathodenfall abnehmen. Wir möchten indes auf diesen Punkt keinen Wert legen. Es ist nämlich möglich, daß in den Aufnahmen für die drei Werte des Kathodenfalls die Gasfüllung noch nicht gleichmäßig rein war; wahrscheinlich war sie etwas durch Stickstoff verunreinigt. Eine Verunreinigung aber hat, wie oben dargelegt wurde, einen empfindlichen Einfluß auf das Verhältnis von bewegter und ruhender Intensität und somit auf das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w = \frac{J^{(r)} + J_p^{(b)}}{J^{(r)} + J_s^{(b)}}$. Es ist also möglich, daß in gleichmäßig reinem Wasserstoff der Gang des Verhältnisses $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ mit dem Kathodenfall ein anderer ist. In der Tat nimmt gemäß der Tabelle V $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ mit wachsendem Kathodenfall etwas zu, und zwar war in der Versuchsreihe dieser Tabelle der Wasserstoff gleichmäßig reiner als in der ersten Versuchsreihe. Aber selbst wenn dieser zweite Gang des Verhältnisses

$\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ mit wachsendem Kathodenfall in reinem Wasserstoff eine wiederkehrende Erscheinung wäre, möchten wir deren theoretische Verwertung für bedenklich erachten. In unseren Versuchen änderte sich nämlich mit dem Kathodenfall gleichzeitig der Gasdruck, und zwar wurde dieser kleiner gemacht, um jenen zu erhöhen. Es ist nun sehr wohl möglich, daß das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ auch vom Gasdruck abhängig ist.

4. Polarisation der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen, zweite Versuchsreihe.

Diejenigen Linien H_β und H_γ in den Tabellen III und IV, welche hinter demselben Wert des Kathodenfalls verzeichnet stehen, wurden von demselben Spektrogramm abgenommen; sie entsprechen also gleichen Versuchsbedingungen. Vergleicht man nun ihre Verhältnisse $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ miteinander, so ergibt sich für H_β durchweg ein größerer Wert als für H_γ . Dies bedeutet, daß der Betrag der Polarisation der Lichtemission in den Kanalstrahlen bei der Serienlinie H_β größer ist als bei H_γ .

Dieser Punkt erschien uns so interessant, daß wir zu prüfen beschlossen, ob zwischen H_α und H_β die gleiche Beziehung besteht. Zu diesem Zweck führten wir eine zweite Versuchsreihe mit einer rottempfindlichen Platte durch; hierbei wurde nur der Prismenspektrograph verwendet; die Versuchsbedingungen wurden günstig für den Vergleich von H_α und H_β gewählt. In Tabelle V sind für drei Werte des Kathodenfalls die gewonnenen Messungen zusammengestellt. Wie aus ihr hervorgeht, ist $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ für H_α durchweg etwas größer als für H_β .

Es nimmt demnach das Verhältnis $\left(\frac{J_p}{J_s}\right)_w$ bei den drei ersten Gliedern der Wasserstoffserie mit steigender Gliednummer ab. Es ist freilich unentschieden, wenn auch wahrscheinlich, daß

Tabelle V.

Kathodenfall, Volt	Serien- linie	Linie	S_p	S_s	$S_p - S_s$	$(S_p - S_s) - (S_p - S_s)_0$	$\left(\frac{I_p}{I_s}\right)^w = e^{\frac{(S_p - S_s)_s - (S_p - S_s)_0}{m}}$
2300	H_α	H_α 5920 Å	1,77 1,28	1,63 1,33	$0,14$ $-0,05$	$0,19$	1,32
	H_β	H_β 4797	1,18 1,21	1,09 1,24	$0,09$ $-0,03$	$0,12$	1,20
	H_γ	H_γ 4318	1,13 1,39	1,05 1,45	$0,08$ $-0,06$	$0,14$	1,23
	H_α	H_α 5920	2,35 0,94	2,21 0,97	$0,14$ $-0,03$	$0,17$	1,28
4200	H_β	H_β 4973	1,99 1,05	1,90 1,12	$0,09$ $-0,07$	$0,16$	1,27
	H_γ	H_γ 4318	1,84 1,68	1,74 1,71	$0,10$ $-0,03$	$0,13$	1,21
	H_α	H_α 5920	1,59 1,14	1,41 1,18	$0,18$ $-0,04$	$0,22$	1,38
	H_β	H_β 4973	1,48 1,27	1,33 1,32	$0,15$ $-0,05$	$0,20$	1,34
9500	H_γ	H_γ 4318	1,42 1,76	1,27 1,81	$0,15$ $-0,05$	$0,20$	1,34

dieser Gang für die bewegte Intensität der Serienlinien allein zutrifft, daß er also nicht durch einen Gang des Verhältnisses der bewegten zur ruhenden Intensität, deren Summen ja zur Beobachtung kommen, bewirkt wird.

5. Resultate und ihre Deutung.

Durch die vorliegende Untersuchung dürfen wir folgende Erscheinungen als sichergestellt erachten.

1. Die Emission der Bandenlinien des Wasserstoffs ist in den Kanalstrahlen ebenso unpolarisiert wie in der negativen Glimmschicht.

2. Die Emission der *H*-Serienlinien in der negativen Glimmschicht ist unpolarisiert, wahrscheinlich ebenso die Emission der ruhenden *H*-Serienlinien in den Kanalstrahlen entsprechend den ruhenden Serienlinien des Heliums und des Quecksilbers in den Kanalstrahlen.

3. Die Emission der bewegten *H*-Serienlinien in den Kanalstrahlen ist polarisiert und zwar ist die Intensität der Schwingungen parallel der Geschwindigkeitsachse mehr als 20 bis 35% intensiver als die Intensität der Schwingungen senkrecht dazu.

Das Fehlen der Polarisation in der negativen Glimmschicht bei höherem Druck erklärt sich allein aus dem ungeordneten Verlauf der zerstreuten und sekundären Kathodenstrahlen, welche die Lichtemission in jener Strompartie durch ihren Stoß auf ruhende Gasmoleküle veranlassen.

Aus der teilweisen Polarisation der bewegten *H*-Serienlinien in den geordnet verlaufenden Kanalstrahlen ist zu folgern, daß zwischen der Bewegung der Kanalstrahlenteilchen und der Beschleunigung ihrer emittierenden Serienelektronen ein unmittelbarer Zusammenhang besteht, so daß die Ordnung in der Stellung der Geschwindigkeitsachsen der Kanalstrahlen in einer teilweisen Ordnung der Beschleunigungsachsen ihrer Serienelektronen wiederkehrt. Diese Folgerung ist verträglich mit

der Auffassung, daß die Träger der *H*-Serienlinien positive Atomjone sind und daß diese ihre bewegte Intensität an ihren eigenen Serienelektronen überwiegend unmittelbar durch ihren Stoß auf Gasmoleküle als positive Kanalstrahlen anregen, daß also Geschwindigkeits-, Stoß- und Beschleunigungsachsen angenähert zusammenfallen.

Das Fehlen der Polarisation bei der Emission der ruhenden Serien- und Bandenlinien in den Kanalstrahlen läßt folgern, daß zwischen der Beschleunigung der sie emittierenden Elektronen und der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen kein unmittelbarer Zusammenhang besteht. Wohl wird die Emission der zwei Arten von Linien durch den Stoß der Kanalstrahlen auf ruhende Gasmoleküle veranlaßt,¹⁾ indes nur veranlaßt. Zwischen den Stoß und die Emission schaltet sich ein unmittelbar auf den Stoß folgender Vorgang ein, welcher die Orientierung der Stoßachsen nicht auf die Beschleunigungsachsen der Emission überträgt. Dieser Vorgang ist im Falle der Emission der Bandenlinien gemäß der Auffassung des einen von uns die teilweise oder ganze Abtrennung und Wiederanlagerung von Valenzelektronen. Im Falle der Emission der ruhenden Serienlinien ist es die Ionisierung, also die Abtrennung eines Valenzelektrons von seinem Atom infolge des Stoßes eines Kanalstrahlenteilchens; im Abschluß dieses Vorganges kommen die Serienelektronen des neu gebildeten Atomjons mit Geschwindigkeit in ihrer neuen Gleichgewichtslage an und strahlen dann ihre überschüssige Energie in Schwingungen um diese aus.

Aachen, 30. Juni 1914.

¹⁾ J. Stark, Ann. d. Phys. 42, 163, 1913.