4. *Versuche über das Leuchten der Wasserstoff-Kanalstrahlen;* *von R. v. Hirsch.*

(Hierzu Tafel VI—IX.)

Die im folgenden beschriebenen Versuche befassen sich mit einigen Fragen, die seit Entdeckung des Dopplereffektes an Kanalstrahlen mehrfach angeschnitten worden sind, aber trotz mancher Diskussion noch als strittig gelten müssen. Sie beziehen sich alle auf den Leuchtvorgang und suchen zunächst die ungeklärten Punkte früherer Arbeiten aufzuheben. Dies dürfte insofern gelungen sein, als sich in das gewonnene Bild so ziemlich das ganze einschlägige Versuchsmaterial einordnen läßt, ohne die Experimente selbst in Zweifel zu ziehen. Nur in einigen Punkten, die den Leuchtvorgang selbst nicht betreffen, sind ungeklärte Gegensätze zurückgeblieben, ja neue entstanden; sie werden hier nur so weit besprochen, als es zum Verständnis des Übrigen notwendig ist.

Die *Versuchsanordnung* unterscheidet sich nicht wesentlich von der bisher üblichen, und zwar ist durchwegs die ältere Form der Kanalstrahlenröhre verwendet, bei welcher Erzeugungs- und Beobachtungsraum der Strahlen frei kommunizieren, also stets auf gleichem Druck stehen. Diese Anordnung hat den Vorzug einfacher Röhrenkonstruktion — keine Kittung an der Kathode; sie gestattet die von Paschen angegebene gründliche Reinhaltung des Wasserstoffs mittels Kokoskohle in flüssiger Luft. Vor allem aber bietet sie gegenüber der Durchströmungsmethode den Vorteil größerer Lichtstärke, da die Kathode mit vielen Löchern zu einem förmlichen Sieb ausgestaltet werden kann. Dem steht der Nachteil gegenüber, daß jede Druckänderung Beobachtungs- und Erzeugungsraum gleichzeitig trifft, so daß es nicht ohne weiteres möglich ist, das Leuchten desselben Strahles bei verschiedenen Drucken zu untersuchen. Dieser Nachteil wiegt

um so schwerer, als nach unseren Resultaten der Druck auch auf die Geschwindigkeit der Strahlen von wesentlichem Einfluß ist, so daß Druck und Geschwindigkeit nicht unabhängig voneinander variiert werden können (vgl. unten). Hier mußte durch Verwendung verschieden geformter Röhren abgeholfen werden: die Röhren erwiesen sich nämlich je nach ihrer Gestalt verschieden hart, d. h. sie gaben bei gleichen Gasdrucken und Spannungen um so schnellere Strahlen, je enger die Rohrwand die Kathodenvorderfläche umschloß. Es wurden also die Kathoden (6 cm lange Zylinder mit einem aufgesetzten durchlöcherten Aluminiumdeckel von 4 cm Durchmesser) zum Teil in den Hals großer Kolben so eingesetzt, daß die Siebfläche in den Kugelraum hineinragte (weiche Röhren); zum Teil staken sie in zylindrischen Röhren, die nur eine geringe Auftreibung an der Kathodenvorderfläche erhielten, um Funkenbildung an der Glaswand zu verhindern (harte Röhren). Durch dieses Mittel war es möglich, die Härte der Röhren weitgehend zu ändern und so Aufnahmen bei gleicher Strahlgeschwindigkeit aber stark abweichenden Drucken und umgekehrt zu erhalten. Alle anderen Einzelheiten der Röhren, wie Abstand der Elektroden, Lochgröße der Kathode und ähnliches erwiesen sich in Übereinstimmung mit aller früheren Erfahrung als gleichgültig. Es genügt daher die Angabe, daß die Anodenscheibe der Kathode stets so gegenüberstand, daß sie die stark erhitzende Kathodenstrahlung abfang, ohne aber die Ausbildung genügender Dunkelräume zu stören. Der Beobachtungsraum jenseits der Kathode war bis 50 cm lang und meist durch eine aufgekittete Glasplatte beendet.

Die erste Evakuierung geschah mit der Gaedeschen rotierenden Hg-Pumpe, die weitere Reinigung und Druckregulierung mittels Kokoskohle in flüssiger Luft, genau nach der von Paschen¹⁾ angegebenen Art. Um eine Hg-freie Füllung zu erhalten, mußte aber der Gebrauch der Pumpe stark eingeschränkt werden, da die Elektroden leicht amalgamierten und dann kaum mehr ganz Hg-frei wurden; deshalb wurde schon bei der Rohrreinigung (mittels starker Induktor-entladung) nur mit der Kühlung unter Absperrung von der Pumpe gearbeitet. Wasserstoff konnte durch einen Palladium-

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 23. p. 247. 1907.

draht eingelassen werden, soweit er nicht durch die Entladungen aus den Elektroden gewonnen wurde.

Die Forderung, Hg auszuschließen und doch den Druck beständig zu kontrollieren, führte zum Bau eines Hg-freien Manometers, welches auf den Resultaten von Knudsen¹⁾ über Wärmeleitung in verdünnten Gasen fußt und als Hitzdrahtinstrument ausgebildet wurde. Ein 0,015 mm dicker, 10 cm langer Wollastondraht wurde in der Achse einer 1 cm weiten Glasröhre ausgespannt, die dem evakuierten Raum angeschlossen war. Er bildete den einen Zweig einer Wheatstoneschen Brückenschaltung, die mit drei konstanten Widerständen so abgeglichen war, daß die Brücke stromlos blieb, wenn der Wollastondraht durch den Strom auf eine bestimmte Temperatur erhitzt wurde, die zu ungefähr 120° gewählt war. Da in dem hier in Betracht kommenden Druckgebiet die Wärmeleitfähigkeit der Gase ihrem Druck proportional geht, so wächst die zur Aufrechterhaltung der festgelegten Drahttemperatur erfordernte Joulesche Wärme ebenfalls mit dem Druck; dieser ist also dem Quadrat des Heizstromes proportional, der an einem eingeschalteten Milliampereometer gemessen wird. Voraussetzung einer richtigen Messung ist die Reinheit des Gases, die für die Versuche schon an sich, der Strahlung halber, zu fordern war. Nur bei absichtlicher Verunreinigung, die einmal verwendet wurde, war das Manometer nicht zu gebrauchen. Die Eichung durch Vergleich mit dem McLeodmanometer (unter geeigneten Vorsichtsmaßregeln wegen der Hg-Dämpfe) bestätigte die Proportionalität des Druckes mit dem Heizstromquadrat mit aller erforderlichen Genauigkeit. Die stete Kontrolle des Brückeninstrumentes gestattete den gewünschten Gasdruck mit voller Sicherheit auch bei langen Expositionen festzuhalten.

Als Stromquelle wurde anfangs ausschließlich eine Akkumulatorenbatterie von 1200 Elementen verwendet, die Klemmspannung mit dem Braunschen Elektrometer gemessen. Da sich aber bald zeigte, daß die Anforderungen an Konstanz der Spannung recht geringe waren, andererseits die Akkumulatorenspannung nicht überall genügte, so wurde später vielfach ein großer Induktor verwendet, der ohne Unterbrecher

1) M. Knudsen, *Ann. d. Phys.* **36**. p. 635. 1911.

mit Wechselstrom betrieben wurde, und dessen eine Phase meistens durch eine Ventilröhre unterdrückt war, wie sie in der Röntgentechnik gebräuchlich sind.

Optik: Die Aufnahmen sind mit einem Spektrographen von Fuess gemacht; Objektive von 25 cm Brennweite, Öffnungsverhältnis 5:1; Plangitter von 8 cm geteilter Fläche mit 48700 Strichen, von Anderson geteilt und genügend frei von Geistern, um in den drei ersten Ordnungen gebraucht werden zu können. Der Spektrograph stand ohne Zwischenschaltung von Linsen vor der Kanalstrahlenröhre.

Von den erhaltenen Aufnahmen wurden mittels des Registrierphotometers von Koch¹⁾ die Schwärzungskurven abgenommen. Wiederholte Ausmessungen, auch an verschiedenen Stellen der Linien, ergaben stets volle Übereinstimmung. Auch verschiedene Aufnahmen, die unter den gleichen Bedingungen erhalten waren, stimmten sehr befriedigend zusammen. Es sind nur Aufnahmen verwertet, deren Schwärzungen in dem für das Instrument günstigsten mittleren Gebiet liegen. Eine Reduktion auf wahre Intensität war nicht erforderlich, da die erhaltenen Effekte augenfällig waren, eine quantitative Messung aber nicht in Frage kam. Zum Zweck des Vergleiches sind die Registrierkurven zum Teil aufeinander kopiert; die verglichenen Aufnahmen sind natürlich stets mit gleicher Empfindlichkeit des Photometers erhalten und entstammen, wo verschiedene Linien in Betracht kommen, der gleichen photographischen Platte. Die Abszissenabstände der Doppleraufnahmen sind durch das Registrierinstrument im Verhältnis 50:1 vergrößert.

Vorversuche. Bevor auf die eigentlichen Versuche eingegangen wird, die das Leuchten der Kanalstrahlen betreffen, sind einige Punkte zu besprechen, die bei der Herstellung der Strahlen von Wichtigkeit sind.

1. Wie bereits erwähnt, hat sich gezeigt, daß die Geschwindigkeit der Strahlen, wie sie aus dem Abstand des bewegten Streifens von der Ruhelinie im Dopplereffekt entnommen werden kann, auch bei unveränderter Elektrodenspannung mit dem Gasdruck variiert. Dies ist so zu verstehen, daß die mit der Druckänderung verbundene Änderung

1) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **39**, p. 706. 1912.

in der Entladung, wie sie sich in der Wanderung des Kathodendunkelraumes deutlich kundgibt, die Strahlgeschwindigkeit beeinflusst. Das Resultat ist aus Fig. 1 ¹⁾ zu entnehmen, in welcher vier Aufnahmen bei gleicher Entladungsspannung V , aber verschiedenem Druck p und Dunkelraum d zusammengestellt sind. Die experimentellen Daten gibt die Tabelle.

Nr.	V	p	d	Expositionszeit	Bemerkungen
1	2200 Volt	23,5 $\frac{\text{mm}}{100}$ Hg	2 cm	3 Stunden	H_{α} Dispersion: 1 mm = 12 Å.
2	2200 "	15,5 "	3 "	7 "	
3	2200 "	10,0 "	5 "	9 "	
4	2200 "	6,5 "	8 "	18 "	

Die Stelle maximaler Schwärzung und mit ihr der Schwerpunkt der bewegten Streifen rücken bei abnehmendem p und wachsendem d deutlich von der Ruhelinie ab.

Dieses Ergebnis widerspricht der bisherigen Annahme, besonders den Angaben von Paschen.²⁾ Es ist nicht gelungen, den Grund des Widerspruches aufzufinden. Jedenfalls veranlaßte das angeführte Resultat, bei den eigentlichen Versuchen die Dunkelraumlänge und, wo diese schlecht meßbar war, den Druck unter genauer Kontrolle zu halten.

2. Andererseits ist bei dem mit dem Induktor gemachten Aufnahmen keine Spannung angegeben, da ein angeschaltetes Elektrometer nur einen Mittelwert, eine Parallelfunkstrecke einen Maximalwert geben würde, der nicht maßgebend ist. Vielmehr liegt die für die Strahlung wesentliche Spannung zwischen jenem Maximalwert einerseits und einem Minimalpotential andererseits, bei dem die Entladung einsetzt, und das wieder vom Gasdruck abhängt. Bei der hier verwendeten Schaltung, ohne Unterbrecher, wo der Sekundärstrom des Induktors keine scharfen Zacken bildet, ist jenes Intervall nicht so groß, daß eine merkliche Verschlechterung der Schärfe des bewegten Streifens zu erkennen wäre. So sind in Fig. 2 zwei Aufnahmen, die eine mit Gleichspannung, die andere mit dem Induktor erhalten, aufeinander geworfen, aus welchen man die Gleichwertigkeit beider Stromquellen ersieht.

1) Die Figg. 1—7 befinden sich auf Tafel VI—IX.

2) l. c. p. 254.

Die experimentellen Daten sind folgende:

Nr. 44	V	p	d	Expositionszeit	Bemerkungen
1	2000	10,0	3,0	$\frac{1}{2}$ Stunde	} Hg 24 Å. = 1 mm
2	Induktor	9,5	3,0	$\frac{3}{4}$ Stunden	

Wo in der Folge der Induktor zu vergleichenden Versuchen benutzt wurde, ist außer p und d die Primärstromstärke konstant gehalten; aus den Registriertkurven ist ersichtlich, daß dies genügte, um die Strahlgeschwindigkeit, d. h. den Abstand der Ruhelinie von dem Schwärzungsmaximum der bewegten Intensität, in befriedigender Weise festzuhalten.

Versuche über den Leuchtvorgang:

1. Die zuerst untersuchte Frage betraf den Gang des Verhältnisses der bewegten zur ruhenden Intensität im Dopplereffekt (B/R), der bei Änderung von Druck und Geschwindigkeit beobachtet ist; im Zusammenhang hiermit die Farbenänderung, d. h. die Änderung im Intensitätsverhältnis verschiedener Linien der Wasserstoffserie, die mit der ersten Größe weitgehend parallel zu gehen scheint. Für den Leuchtvorgang bedeutsam ist hier einmal der von Vegard ¹⁾ gefundene Gang von B/R mit dem Druck, aus dem zu schließen wäre, daß der einzelne Zusammenstoß das bewegte und das ruhende Teilchen nicht gleichmäßig anregt; sodann die Farbenverschiebung nach Blau für wachsende Geschwindigkeiten, die Stark ²⁾, allerdings bei gleichzeitig abnehmenden Drucken, erhalten hat und die für das Leuchten im Strahl eine gewisse Ähnlichkeit mit der Temperaturstrahlung bedeuten würde. Nach Vegard ³⁾ dagegen handelt es sich dabei um einen recht komplizierten Druckeffekt. In den hier beschriebenen Versuchen zeigte sich zunächst keinerlei Einfluß des Druckes auf das Verhältnis B/R . Dieser doppelte Widerspruch löste sich schließlich in der Weise, daß es gelang, die ganze von Stark und Vegard beschriebene Erscheinungsgruppe zu erhalten, und zwar bei unverändertem Druck und unveränderter Geschwindigkeit, allein durch Beobachtung in verschiedener Entfernung von der Kathode. Hierbei wurde der 50 cm

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. **39**. p. 111. 1912.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**. p. 434. 1906.

3) L. Vegard, l. c. p. 143; vgl. auch F. Lunkenheimer, Ann. d. Phys. **36**. p. 134. 1911; **37**. p. 823. 1912.

lange Beobachtungsraum der Röhre an verschiedenen Stellen seitlich in einem $\frac{\pi}{2}$ von etwa 38° gegen die Achse anvisiert; es wurde das übereinandergelagerte Spektrum 2. und 3. Ordnung für H_α und H_γ benutzt, das den Vorzug besitzt, beide Linien im gleichen Maßstab des Dopplereffektes zu liefern, da die Wellenlängen der Linien nahezu im Verhältnis 3:2 stehen.

Fig. 3 zeigt den Gang des Verhältnisses B/R .

Die experimentellen Daten sind die folgenden:

Aufnahme 73. H_α . Dispersion 22 Å./mm. $p = 7,5$. Induktor.

II 40 cm hinter der Kathode

III unmittelbar hinter der Kathode } beobachtet.

(Beide Registrierkurven sind so kopiert, daß die Ruhelinien sich decken.)

(Die dritte Kurve 78 vgl. später.)

In Fig. 4 ist für dieselbe Aufnahme das Farbenverhältnis dargestellt. Es sind jetzt die Registrierkurven von H_α und H_γ so aufeinander geworfen, daß die Schleierlinien sich decken.

Zum Vergleich ist in Fig. 5 die Farbenverschiebung bei gesteigerter Geschwindigkeit und abnehmendem Druck dargestellt, wie sie Stark ursprünglich erhalten hatte:

Platte 67. H_α und H_γ . Dispersion 22 bzw. 15 Å./mm. Induktor.

Aufnahme IV	$p = 14$	$d = 3$
„ V	5,5	7

Die Photogramme 73 zeigen deutlich, daß in größerer Entfernung von der Kathode die bewegte Intensität gegen die ruhende und die Linie H_γ gegen H_α geschwächt ist, obwohl Druck und Strahlgeschwindigkeit dieselben geblieben sind. Die längere Gasstrecke hat also ebenso gewirkt wie die dichtere Gasstrecke (Vegard) oder die kleinere Geschwindigkeit (Stark). Dies bedeutet wohl, daß es nur auf die Gesamtzahl der Begegnungen von bewegten mit ruhenden Teilchen ankommt. Die ganze Erscheinung wäre also nur die optische Seite der von Wien¹⁾ nachgewiesenen Umladungswirkung, die sich dort an der Änderung des Ladungszustandes entlang der Strahlenbahn zu erkennen gab.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **33**. p. 871. 1910.

Hiernach wäre zu erwarten, daß bei hohen Drucken, langsamen Strahlen und in genügender Entfernung von der Kathode, wo das Gleichgewicht im Strahl eingetreten ist, keine Druckabhängigkeit mehr zu finden wäre; eben dieser Fall entspricht unseren ersten Versuchen, die mit denen Vegards so vollständig im Widerspruch schienen, und von denen Fig. 6 ein Beispiel zeigt:

Platte 37. I.				} $V = 2000. H_{\alpha}.$ $12 \text{ \AA.} = 1 \text{ mm.}$ Beobachtet 30 cm von der Kathode, der Achse.
$p = 9,5$	$d = 5$	Kugelröhre		
Platte 38. III				
$p = 21$	$d = 2,8$	Zylinderröhre		

Das Verhältnis B/R dieser langsamen Strahlen ($v = 1,7 \cdot 10^7$) hat sich trotz des großen Druckunterschiedes nicht geändert. Ein wirklicher direkter Druckeffekt ist also nicht vorhanden.

Um die oben ausgesprochene Hypothese, welche die ganzen Erscheinungen als Umladungswirkung anspricht, näher zu prüfen, wurden einige weitere Resultate von Wien betreffs der Umladungen herangezogen. Hiernach haben geringe Beimengungen fremder Gase deutliche Wirkungen, die wohl so zu verstehen sind, daß alle Stoffe, die leicht Elektronen abgeben, die Neutralisierung, alle Stoffe, die leicht Elektronen binden, die Ionisierung des Strahles fördern. Als Beispiel wurde einmal Hg-Dampf eingelassen, wozu die Öffnung der Verbindung zum McLeodmanometer genügte; andererseits wurde CO_2 aus Soda entwickelt und in kleinen, nicht gemessenen Mengen in die Röhre eingeführt, so daß die Farbe der Kanalstrahlen einen deutlichen Stich ins Graue zeigte. Die Wirkung des Hg-Dampfes ist aus Fig. 3 ersichtlich. Hier ist die Aufnahme 78 unter identischen Bedingungen wie 73 II erhalten, jedoch in Anwesenheit von Hg, dessen eine Linie auf dem Photogramm sichtbar ist. Die bewegte Intensität ist durch die Beimengung erhöht; es wirkt also nicht, wie häufig angenommen wird, jede Verunreinigung schwächend auf den Dopplerstreif. Die umgekehrte Wirkung von CO_2 , die sehr bekannt ist, zeigt Fig. 7.

Platte 82. H_{α} . Dispersion $22 \text{ \AA./mm.}$ H_{γ} . Dispersion $15 \text{ \AA./mm.}$

VI	$d = 4,0$	$V = 1500$	} rein $\text{mit CO}_2 \text{ verunreinigt.}$
VII	„	„	

Die beiden Linien sind wieder aufeinander kopiert, so daß man nicht nur die Schwächung der bewegten Intensität durch die Beimengung ersieht, sondern auch die Farbenänderung, die die ganze Erscheinung als spezifische Umladungswirkung kennzeichnet.¹⁾

2. Ist diese Erklärung richtig, so ist auch ein Einfluß eines Magnetfeldes auf das Kanalstrahlenlicht zu erwarten, wie ihn schon Bärwald²⁾ gefunden zu haben glaubte, Vegard³⁾ aber in Abrede stellte. Um diese Frage nochmals zu untersuchen, wurden die bisher gebrauchten zylindrischen Entladungsröhren zwischen die Pole eines starken Elektromagneten gebracht, so daß auf einer Strecke von etwa 5 cm eine Feldstärke von etwa 1000 Gauss erzeugt wurde, welche genügen sollte, um die positiven Teile dem Strahl weitgehend zu entziehen. Das Gebiet der Kathode und des Dunkelraumes waren durch einen über die Röhre geschobenen Mantel aus weichem Eisen vor der Feldwirkung geschützt. Es wurde nur die Farbe des Gesamtlichtes, ruhende + bewegte Intensität, untersucht, die dem Versuch die günstigsten Bedingungen bot. Zu diesem Zweck stand der Spektrograph jetzt $\perp$ zur Strahlrichtung und wurde mit breitem Spalt (0,4 mm) und schwacher Dispersion benutzt. Er empfing das Licht eines 5 cm langen Rohrstückes unmittelbar hinter dem Ende des Feldes, während alle anderen leuchtenden Teile abgedeckt waren. Da das Magnetfeld das Licht des Strahles erheblich schwächte, wurde jede Aufnahme im Feld mit zwei bis drei Aufnahmen ohne Feld auf einer Platte vereinigt, welche alle den gleichen Entladungsbedingungen, aber verschiedenen Beleuchtungsstärken entsprachen; hierdurch sollte das Purkinjesche Phänomen eliminiert werden, demgemäß die Farbeempfindlichkeit der photographischen Platte von der absoluten Intensität abhängig sein konnte. Das Beobachtungsergebnis ist in den beiden Kurventafeln enthalten, welche die Schwärzungsverhältnisse H_a/H_β bzw. H_a/H_γ als Funktion der Schwärzung H_a darstellen, alles in der Skala des Photometers gemessen. Wie nach dem Prinzip des Photometers

1) Die Farbenänderung ist nur an den ruhenden Intensitäten erkennbar. 82. VII ist mit geringerer Empfindlichkeit photometriert als 82. VI!

2) H. Bärwald, *Ann. d. Phys.* **34**, p. 883. 1911.

3) L. Vegard, *l. c.* p. 161.

und dem photographischen Schwärzungsgesetz zu erwarten war, liegen die Werte „ohne Feld“ auf einer Geraden, die gegen die Abszissenachse schwach geneigt ist (Purkinje-Phänomen), die Werte „im Felde“ aber ausnahmslos darüber. Das Feld hat die Farbe zugunsten von H_α verschoben. Der Effekt ist für H_α/H_γ erheblich deutlicher als für H_α/H_β , wo er in einigen Fällen innerhalb der Meßfehler liegt; dies mag ein Grund sein, warum Vegard, der nur diese beiden Linien untersuchte, ein negatives Resultat erhielt. Die experimentellen Daten der in den Kurven verwendeten Aufnahmen sind folgende:

Platten Nr.	Spannung	Strahlgeschwindigkeit v	p
91	Induktor	$1,7 \cdot 10^7$	$11 \cdot 10^{-2}$ mm Hg
92	„	2,0	7,5
96	Akkumulator	1,9	9,5
97	„	1,7	11,0
98	„	< 1,5	17,5
104	Induktor	um 2	7,0
105	„	> 2	3,0
106	„	< 2	10,5

Einfluß des Magnetfeldes auf das Verhältnis H_α/H_β Einfluß des Magnetfeldes auf das Verhältnis α/γ .

Die bisherigen Versuche haben gezeigt, daß alle Mittel, welche den Ladungszustand der Kanalstrahlen beeinflussen, im Licht der Strahlung nachweisbar sind, so daß ein ursächlicher Zusammenhang anzunehmen ist. Wesentlich schwerer fällt es aber, sich über diese Wirkung ein im einzelnen befriedigendes Bild zu machen. Die nächstliegende Annahme, daß der positive und der neutrale Teil an sich verschieden leuchten, ist wohl auszuschließen; denn sonst könnte das Magnetfeld, welches die positiven Teile ausscheidet, nicht in gleichem Sinn auf die Farbe wirken wie die Beimengung von CO_2 , das dieselben durch Elektronenbindung begünstigt. Die Suche nach einem befriedigenden Bild führte zu folgender Hypothese: Der Kanalstrahl leuchtet bei der Umladung, sowohl beim Verlust als bei der Rückkehr der Elektronen; beide Formen des Leuchtens sind aber nicht gleichartig: bei der Ionisierung ist die ruhende Intensität relativ stärker, was durchaus plausibel ist, da die Ionisierung wohl nur bei der Begegnung mit ruhenden Teilchen stattfindet, die Neutralisierung nicht notwendigerweise. Außerdem sind die langen Wellen begünstigt. Da nun die Bildung positiver bzw. neutraler Teilchen um so intensiver geschehen wird, je weiter der Zustand des Strahles von seinem Gleichgewicht abweicht und je größer die Geschwindigkeit der Reaktion ist, so erhält man starkes Ionisierungsleuchten (Rot und Ruhende Intensität stark) sowohl bei Anwesenheit von CO_2 , das die freien Elektronen abfängt, als hinter dem Magnetfeld, wo die positiven Teilchen fehlen, sich also verstärkt bilden; dagegen starkes Neutralisierungsleuchten (Blau und Bewegte Intensität stark), nahe hinter der Kathode, wo die Zahl der positiven Teilchen die Gleichgewichtsverteilung überschreitet.

Die soeben ausgesprochene Hypothese geht auf Einzelheiten des Leuchtvorganges ein, für welche die beschriebenen Versuche eine allzu schmale Grundlage bilden. Wenn sie hier trotzdem mitgeteilt wird, so geschieht dies, weil ihre weitere Verfolgung Anlaß zu einem neuen Versuch gab. Der Gedankengang war folgender: Wenn das stärkere Auftreten der ruhenden Intensität beim Ionisierungsleuchten daher rührt, daß der Zusammenhang mit den Stößen hier ein engerer ist, so könnte die ausgezeichnete Richtung dieser Stöße sich in einer Polarisation des Lichtes zeigen. Daß das Gesamtlicht der Strahlen

polarisiert ist, hat Stark¹⁾ gefunden, und zwar H_α stärker als H_γ , wie es auch unsere Hypothese verlangt; denn H_α ist im Ionisierungslicht stärker vertreten. Es wäre nun aber zu erwarten, daß jede Beeinflussung der Umladungen auch den Polarisationszustand ändern würde; um diese Frage zu prüfen, genügte es, den vorbeschriebenen Versuch mit dem Magnetfeld im polarisierten Licht zu wiederholen.

3. Es wurde also vor das Fernrohrobjektiv des Spektrographen ein Doppelpisma aus Spat und Glas geschaltet, welches vom Spalt zwei Bilder übereinander entwarf, die das Licht der zum Kanalstrahl $\parallel$ bzw. $\perp$ Komponente enthielten. Das Schwärzungsverhältnis beider Bilder, mit und ohne Magnetfeld, wurde gemessen und ist in der folgenden Tabelle p. 863 direkt in dem Maß der Photometerskala angegeben.

In allen diesen Werten ist die durch den Apparat hervorbrachte Polarisation mitenthalten, die nicht stört, da sie überall gleich eingeht, und es nicht darauf ankam, den schon von Stark sichergestellten Effekt nachzuprüfen. Man erkennt denselben übrigens deutlich an den von H_γ zu H_α ansteigenden Werten der Polarisation, die nicht vom Apparat herrühren können und ganz den dortigen Angaben entsprechen. Die neue Tatsache aber liegt in der deutlichen Vergrößerung der Polarisation durch das Feld, die ihrerseits für H_β und H_γ größer ist als für H_α und so die Vorstellungen bestätigt, die zur Anstellung des Versuches führten. Denn das blaue Licht, das im Neutralisierungsleuchten stärker vertreten und daher schwächer polarisiert ist, wird durch das Feld, das die positiven, zur Neutralisierung befähigten Teilchen herausnimmt, mehr geschwächt; die Polarisation tritt stärker hervor.

Der positive Ausfall auch dieses letzten Versuches gibt Veranlassung, das gewonnene Resultat im Bild der eingeführten Vorstellung nochmals zusammenzufassen, die trotz ihres stark hypothetischen Charakters den Vorzug besitzt, die zahlreichen Einzelheiten in anschaulicher Weise zu vereinigen: Der H -Kanalstrahl leuchtet bei der Umladung, sei es, daß er Elektronen gewinnt oder verliert; das Ionisierungsleuchten hängt näher mit dem „Stoß“ der bewegten gegen die ruhenden

1) J. Stark, Verh. d. Deutschen Physik. Ges. 8. p. 104. 1908; J. Stark u. H. Lunelund, Ann. d. Phys. 46. p. 68. 1915.

Tabelle.

Platte	v	p	Schwärzung										Bemerkung
			H_α		H_β			H_γ					
			Schwing.	⊥ Schwing.	Verhältnis		⊥	Verh.		⊥	Verh.		
107. IV.	< 2·10 ⁷	10·10 ⁻³	40,0	37,0	1,08	46,0	45,0	1,02	34,5	35,0	0,99	ohne Feld	
V.	< 2·10 ⁷	10·10 ⁻³	36,5	32,5	1,14	44,0	43,0	1,02	32,0	31,5	1,02		
Mittel					1,11			1,02			1,00		
III.	< 2·10 ⁷	10·10 ⁻³	35,0	26,0	1,30	42,0	35,0	1,20	21,0	17,0	1,24	Feld von 1000 G.	
108. II.	um 2·10 ⁷	7·10 ⁻³	23,0	18,0	1,28	40,0	36,5	1,10	23,0	21,0	1,10	ohne Feld	
III.	um 2·10 ⁷	7·10 ⁻³	37,0	31,0	1,19	50,0	46,5	1,08	34,5	31,0	1,11		
V.	um 2·10 ⁷	7·10 ⁻³	33,0	28,0	1,18								
Mittel					1,22			1,09			1,10		
IV.	um 2·10 ⁷	7·10 ⁻³	35,0	26,0	1,35	43,5	35,5	1,22	25,0	19,0	1,32	Feld von 1000 G.	
109. II.	< 2·10 ⁷	10,5·10 ⁻³	29,0	26,0	1,12	36,0	34,5	1,04	23,5	23,5	1,00	ohne Feld	
IV.	< 2·10 ⁷	10,5·10 ⁻³	38,3	34,0	1,13	47,0	45,5	1,03	34,0	34,0	1,00		
Mittel					1,12			1,03			1,00		
III.	< 2·10 ⁷	10,5·10 ⁻³	30,0	22,5	1,33	44,0	32,5	1,35	23,5	19,5	1,21	Feld von 1000 G.	

Teilchen zusammen als das Neutralisierungsleuchten; daher enthält es mehr ruhende Intensität und ist stärker polarisiert. Außerdem sind in ihm die langwelligen Linien des Spektrums stärker vertreten; hieraus folgt, daß im Rot das Verhältnis R/B größer¹⁾ und die Wirkung des Magnetfeldes auf die Polarisierung geringer ist. Alle Umstände, welche die Umladung beeinflussen: Verunreinigung, Änderung des Gasdruckes, der Strahlgeschwindigkeit, der durchlaufenen Gasstrecke, wirken hierdurch indirekt auf das ausgesandte Licht; eine andere direkte Wirkung ist dagegen einstweilen nicht nachgewiesen.

1) Vgl. L. Vegard, l. c. p. 143; auch aus den früheren Figuren ersichtlich.

(Eingegangen 24. Februar 1916.)

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 6.

73. II.

73. III.

Fig. 4.

R. v. Hirsch.

67. IV.

67. V.

Fig. 5.

R. v. Hirsch.

82. VI.

82. VII.

Fig. 7.

R. v. Hirsch.