

# Sitzungsberichte

der

mathematisch - physikalischen Classe

der

**k. b. Akademie der Wissenschaften**

zu München.

Band IX. Jahrgang 1879.

München.

Akademische Buchdruckerei von F. Straub.

1879.

In Commission bei G. Franz.

Herr v. Jolly bespricht die vorgelegte Abhandlung:

„Ueber allmähliche Ueberführung des Bandenspectrums des Stickstoffs in ein Linienspectrum“ von A. Wüllner, corr. M.

### § 1.

In der Auffassung der Spectralerscheinungen, welche die durch den Inductionsstrom zum glühen gebrachten Gase darbieten, stehen sich zwei Ansichten einander gegenüber. Die eine ist im Grunde die ursprünglich von Ångström ausgesprochene, der für ein bestimmtes Gas anfänglich nur ein einziges, und zwar ein aus einzelnen Linien bestehendes Spectrum als möglich annahm. Die von Plücker und Hittorf beschriebenen Bandenspectra glaubte er Verunreinigungen zuschreiben zu müssen, wie er denn speciell das Bandenspectrum des Stickstoffes einer Oxydationsstufe desselben zuschrieb. Diese Oxydationsstufe glühe als solche, wenn der Strom ohne Funken durch das Gas gehe, sie werden zerrissen durch den Funken und der Stickstoff gebe dann für sich glühend das Linienspectrum des Stickstoffes.

Später hat dann Ångström im Jubelband von Poggendorffs Annalen es als möglich zugegeben, dass ein einfacher Körper beim Glühen im gasförmigen Zustande mehrere Spectra liefern könne. Er nahm dann aber an, dass der Körper mit sich selbst Verbindungen eingehe, also isomere Verbindungen bilde, und diese isomeren Verbindungen liefern dann die verschiedenen Spectra.

Dieser Auffassung der Spectralerscheinungen hat sich dann im Wesentlichen Herr Lockyer angeschlossen, der sie dahin präcisirte, dass im Linienspectrum das einzelne Atom wirksam sei, in den canellirten und continuirlichen Spectren Anhäufungen von Molekülen.

Ich habe eine solche zur Erklärung der verschiedenen Spectralerscheinungen ersonnene Hypothese nicht für nöthig gehalten, sondern geglaubt die verschiedenen Spectralerscheinungen der einfachen Gase aus dem Kirchhoff'schen Satze ableiten zu können. Nachdem Herr Zöllner darauf aufmerksam gemacht hatte, dass das von einer strahlenden Gasschicht ausgesandte Licht wesentlich von der Dicke und Dichte der Schicht abhängig sein müsse, habe ich nach Constatirung der Thatsache, dass das Linienspectrum der von mir untersuchten einfachen Gase nur bei dem eigentlichen elektrischen Funken sich zeigt, das Bandenspectrum dagegen, wenn im Gase das positive Büschellicht auftritt, die verschiedenen Spectra dem Unterschiede in der strahlenden Schicht zugeschrieben. Im Funken leuchten nur die direkt von dem Funken getroffenen Moleküle, also fast nur eine lineare Molecülreihe. Deshalb können sich nur die der Temperatur des Funkens entsprechenden absoluten Maxima des Emissionsvermögens im Spectrum zeigen. Wird dagegen in dem positiven Büschellicht die ganze in der betreffenden Spectralröhre eingeschlossene Gasmasse leuchtend, so sendet stets eine relativ dicke Schicht Licht aus, es müssen sich daher in dem Spectrum alle Lichtarten zeigen, für welche bei der betreffenden Temperatur das Emissionsvermögen überhaupt von Null verschieden ist. Da das leuchtende Gas aber immer eine relativ sehr kleine Dichtigkeit hat, so muss sich in dem Spectrum jeder Unterschied des Emissionsvermögens für die einzelnen Lichtarten zeigen, die Spectra müssen reich schattirt sein, wie wir es in der That bei den Bandenspectris der Gase finden.

Als einen weiteren Beweis für die Richtigkeit dieser meiner Auffassung habe ich die Spectra des Joddampfes angesehen. In einer Wasserstoffflamme zum glühen gebracht, gibt der Joddampf das negative Absorptionsspectrum, welches ganz denselben Charakter hat, wie die Bandenspectra der Gase; durch den Funken zum glühen gebracht, geben die leuchtenden Jodmoleküle ein aus einzelnen hellen Linien bestehendes Spectrum.

§ 2.

Diese Erklärung stützt sich auf die von Herrn Zöllner zuerst entwickelte Gleichung für die Menge der von einer strahlenden Schicht von der Dicke  $d$  und der Dichte  $\delta$  ausgesandte Lichtmenge  $E$  einer bestimmten Wellenlänge. Ist  $\alpha$  das Absorptionsvermögen einer Gasschicht, deren Dicke und Dichte gleich eins ist bei irgend einer Temperatur für die betreffende Wellenlänge, ist  $e$  das Emissionsvermögen eines vollkommen schwarzen Körpers für dieselbe Wellenlänge bei derselben Temperatur, so ist

$$E = (1 - (1 - \alpha)^{\delta d}) e.$$

Diesem Ausdrucke liegt ausser dem Kirchhoff'schen Satze nur die Annahme zu Grunde, dass die Absorption des Lichtes bei Vermehrung der Dichte einer Schicht und constanter Dicke gerade so zunimmt, wie bei Vermehrung der Dicke und constant erhaltener Dichte.

Das Spectrum, welches eine glühende Gasschicht bei einer bestimmten Temperatur liefert, wird darnach durch eine Summe von Gliedern der obigen Form dargestellt, deren Zahl so gross ist, als es überhaupt sichtbare Wellenlängen gibt. Aus dieser Summe fallen nur die Glieder aus, welche Wellenlängen entsprechen, für die der Werth  $\alpha$  bei dem betreffenden Gase und der betreffenden Temperatur absolut gleich null ist.

Dieser Ausdruck für das von einer glühenden Gasschicht gelieferte Licht zeigt, dass es für ein Gas überhaupt kein bestimmtes Spectrum gibt, dass vielmehr das Spectrum je nach den Werthen von  $d$  und  $\delta$ , immer gleiche Temperatur vorausgesetzt, sehr verschieden sein muss, wenigstens dann, wenn das Absorptionsvermögen nicht lediglich für einige wenige Wellenlängen von null verschieden ist. Nur im letztern Falle würde das Spectrum des Gases unabhängig von der Dicke und Dichte der strahlenden Schicht lediglich aus einer begrenzten Zahl heller Linien bestehen, wie es früher Ångström annahm.

Ist aber  $\alpha$  für alle oder doch eine grosse Zahl von Wellen von null verschieden, so kann das Gas-spectrum nur dann aus einzelnen hellen Linien bestehen, wenn sehr dünne Gasschichten von sehr geringer Dichte leuchten, wie es eben der Fall ist, wenn nur die im elektrischen Funken getroffene Molekularreihe leuchtet. Wächst Dichte oder Dicke der leuchtenden Schicht, so muss das Spectrum immer reicher werden, es müssen nach und nach neue Wellen zu den schon vorhandenen hinzu treten und schliesslich muss das Spectrum ein continuirliches werden.

Es sind demnach in gewisser Weise zwei Grenzfälle, welche wir im Linien- und Bandenspectrum eines Gases beobachten, in gewisser Weise, denn wir können im positiven Büschellicht immerhin nur sehr begrenzte Dicken und Dichten des Gases auf solche Temperaturen bringen, dass sie hinreichend helles Licht aussenden.

### § 3.

Dieser Auffassung der Banden- und Linien-spectra der Gase bietet sich nur eine Schwierigkeit dar und zwar in dem Umstande, dass die Linien des Linien-spectrums keineswegs gerade den Helligkeitsmaximis des Bandenspectrums entsprechen. Und gerade dieser Umstand ist es wohl, der

zu der Ansicht geführt hat, der Kirchhoff'sche Satz reiche zum Verständniss der von den Gasen gelieferten Spectra nicht aus, es bedürfte vielmehr zur Erklärung derselben einer neuen Hypothese. So meinen Ångström und Thalen, dass mit wachsender Dicke und Dichte der strahlenden Schichte das Spectrum wohl an Reichhaltigkeit zunehmen könne, dass aber einmal vorhandene Linien nicht verschwinden könnten. Dass, wenn bei constanter Temperatur des Gases die Dicke oder Dichte der strahlenden Schicht zunimmt, Wellen, welche bei geringerer Dichte im Spectrum sich zeigen, nicht verschwinden können, unterliegt bei obiger Auffassung der Spectralerscheinungen keinen Zweifel; es ist aber sehr wohl möglich, dass Linien des Linienspectrums nicht mehr als scharfe Linien erscheinen. Sie werden als solche verschwinden, wenn das Absorptionsvermögen der neben liegenden Wellen hinreichend ist, um an der Stelle der Linien ein helles Feld zu entwickeln, wenn die Werthe von  $d$  oder  $\delta$  gross genug sind.

Dass die Dicke und Dichte dann immer noch sehr klein sein können, folgt daraus, dass das Linienspectrum von einer fast linearen Molekülreihe geliefert wird. Indess müssten dann doch, so lange Dicke und Dichte der Schicht nicht sehr gross sind, diese Wellen als Maxima vor den übrigen hervorragen. Das ist nun, wie die Vergleichung der Linien- und Banden-Spectra zeigt, allerdings nicht der Fall. Indess ist dabei zu beachten, dass die Linien- und Bandenspectra, die wir beobachten einer sehr verschiedenen Temperatur angehören, dass die Temperatur des Funkens, der das Linienspectrum liefert, eine sehr viel höhere ist als diejenige des positiven Büschellichtes. Mit steigender Temperatur wächst ohne Zweifel das Absorptionsvermögen der Körper für alle Wellenlängen und damit das Emissionsvermögen, das zeigen uns alle Erfahrungen.

Dabei ist nun durchaus nicht erforderlich, ja nicht

einmal wahrscheinlich, dass das Absorptionsvermögen für alle Wellen in derselben Weise wächst, dass also das Verhältniss der Werthe von  $\alpha$  für die verschiedenen Wellen bei allen Temperaturen dasselbe bleibe. Sowie aber eine solche Veränderung eintritt, muss sich auch oder kann sich wenigstens eine Verschiebung der Maxima zeigen. Eine solche Verschiebung der Maxima ist es aber nur, wenn die hellen Linien des Linienspectrums an anderen Stellen liegen als die Helligkeitsmaxima des Bandenspectrums. In dieser Weise können also Linien des Linienspectrums im Bandenspectrum wirklich verschwinden, indem an der betreffenden Stelle des Bandenspectrums eine gleichmässige Beleuchtung eintritt, oder selbst eine geringere Helligkeit als an benachbarten Stellen sich zeigt.

#### § 4.

So ungezwungen sich nach dem vorigen die Spectralerscheinungen der Gase aus dem Kirchhoff'schen Satze ergeben, so hat Herr E. Wiedemann<sup>1)</sup> sich doch dagegen aussprechen zu müssen geglaubt, indem er auf Grund eines Versuches des Herrn Lockyer die Annahme der Aequivalenz von Dicke und Dichte der strahlenden Schicht, welche der im § 2 angeführten Gleichung zu Grunde liegt, als nicht zulässig ansieht.

Zunächst ist dazu zu bemerken, dass meine Auffassung der Spectralerscheinungen keineswegs die volle Aequivalenz von Dicke und Dichte der strahlenden Schicht verlangt; sie setzt nur die doch wohl unbezweifelbare Thatsache voraus, dass mit der Dicke der absorbirenden Schicht die Absorption, somit auch mit der Dicke der strahlenden Schicht die Menge des ausgesandten Lichtes zunimmt. Ob die Zunahme ganz dieselbe ist wie bei wachsender Dichte oder nicht, das ist ziemlich gleichgültig; jedenfalls wird bei zu-

---

1) *Annalen der Physik*, neue Folge Bd. V. p. 512.

nehmender Dicke der strahlenden Schicht und constanter Dichte das Spectrum durch eine Summe von Gliedern ähnlicher Form dargestellt, und damit muss der Gang der Spectralerscheinungen der vorhin geschilderte werden.

Dass innerhalb der bei den Gasspectren vorkommenden Dichten und Dicken der strahlenden Schicht die Aequivalenz soweit vorhanden ist, wie sie bei der gegebenen Erklärung der Spectralerscheinungen angenommen werden muss, das haben die Messungen der Herren Bunsen und Roscoe über die Absorption der chemisch wirksamen Strahlen im Chlor gezeigt; nach denselben ist der Exstinctionscoefficient des Chlors unter einem Drucke von 760mm doppelt so gross als wenn das Chlor mit dem gleichen Volumen Luft gemischt ist. Das heisst nach der Definition des Exstinctionscoefficienten, dass in Chlorgas von halber Dichte die Intensität des Lichtes auf dem doppelten Wege in demselben Grade, auf 0,1, geschwächt wird als im Chlorgas von einfacher Dichte <sup>1)</sup>).

Ebenso haben die Herren Bunsen und Roscoe bei ihren photochemischen Untersuchungen auf's neue den Beweis geliefert, dass in einer Schicht gegebener Dicke und Dichte die Absorption der Intensität des in die Schicht eintretenden Lichtes proportional ist <sup>2)</sup>). Der im § 2 angeführten Gleichung liegt aber, soweit sie von der Dicke der Schicht abhängig ist, nichts anders als dieses Gesetz zu Grunde.

Dem gegenüber kann der Versuch des Herrn Lockyer, nach welchem die Absorptionslinien durch Natriumdampf in dem Spectrum des elektrischen Flammboogens nicht erheblich breiter wurde, wenn das Licht durch eine 5 Fuss lange Röhre gegangen war, als wenn es eine kurze Röhre

---

1) Bunsen und Roscoe. Photochem. Untersuch. IV Abh. Poggend. Ann. Cl.

2) Bunsen und Roscoe a. a. O.  
[1879. 2. Math.-phys. Cl.]

durchstrahlt hatte, keinen Beweis bilden, dass die Absorption nicht mit der Dicke der strahlenden Schicht wächst. Der Versuch beweist nichts, als dass unter den Umständen des Versuchs sich das Absorptionsvermögen des Natriumdampfes auf anderes Licht als das gelbe noch nicht merklich machte. Man kann das nach den Versuchen der Herren Roscoe und Schuster sowie Lockyer selbst nur dem Umstande zuschreiben, dass der Natriumdampf in der betreffenden Röhre eine sehr geringe Dichte gehabt hat.

Dass die Absorption des Natriumdampfes bei wachsender Dichte und Dicke der Schicht ganz in der von der Theorie verlangten Weise zunimmt, das geht deutlich aus den Versuchen der Herren Schuster und Roscoe über die Absorption im Kaliumdampfe und Natriumdampfe hervor. Dieselben brachten in mit Wasserstoff gefüllten Glasröhren zunächst metallisches Kalium zum Verdampfen, und erhielten, als die Röhren vor den Spalt des Spectralapparates gebracht waren, ein durch eine bestimmte Zahl von Absorptions-Banden characterisirtes Spectrum. Bei einem zweiten Versuche wurde das Kalium in eine Eisenröhre gebracht, welche an ihren Enden mit Glasplatten geschlossen war, und durch welche das Licht, nachdem die Röhre glühend gemacht war, der Länge nach hindurchging. Die Herren sagen dann, ich citire nach D'Almeida *journal de physique*, da mir die *Proceedings of the royal Society* nicht zu Gebote stehen, Bd. III, p. 344: *Par suite, sans doute, de la plus grande épaisseur et de la plus hante pression de la vapeur les bandes vues par la methode précédente ne purent pas être resolues à l'aide du petit spectroscopie employé, la totalité du rouge étant absorbée tandis qu'une large bande d'absorption se voyait dans le jaune verdâtre occupant la place du groupe V.*

Ganz ebenso war es mit der Absorption des Natriumdampfes; in den Glasröhren eingeschlossener Natriumdampf

lieferte die bestimmbarren Banden: Aussitôt que le métal entra en ebullition une serie de bandes apparurent dans le bleu et bientôt après se montrèrent des bandes dans le rouge et le jaune s'étendant jusqu'aux lignes D...

Quand on examine la vapeur du sodium dans un tube de fer chauffé au rouge la lumière Drummond vue à travers cette vapeur paraît d'un bleu sombre; si l'on chasse cette vapeur à l'aide d'un courant d'hydrogène la couleur devient plus claire et les rayons peuvent être analysés au spectroscope. — Nach einer Beschreibung der gesehenen Absorptionsbanden fügen die Herren dann noch hinzu: „Quand la vapeur du sodium devient moins dense elle transmet plus de lumière et l'on voit des bandes d'absorption déjà observées par l'autre methode.

Da diese geringere Dichtigkeit des Dampfes hervorgehoben wird, nachdem schon ein Theil des Dampfes durch den Wasserstoffstrom verjagt ist, so wird man schliessen müssen, dass der Dampf in dem Eisenrohr weniger dicht war als in dem Glasrohr in welchem das Metall im Sieden war, da nach den Lehrbüchern der Chemie das Natrium zum Destilliren schwache Rothglühhitze verlangt. Dann würde dieser Versuch direkt die erforderliche Aequivalenz von Dicke und Dichte beweisen.

Ebenso wenig beweist der Versuch des Herrn Lockyer mit Joddampf gegen die mit der Dicke der Schicht zunehmende Absorption, als er bei einer  $5\frac{1}{2}$  Fuss dicken Schicht nichts von den Banden continuirlicher Absorption sah, als die Röhre eine Temperatur von  $59^{\circ}$  F oder  $10,5^{\circ}$  C hatte. Wir kennen zwar nicht die Spannungcurve des Joddampfes, sicher ist aber bei  $10^{\circ}$  C die Spannung und damit die Dichte des Dampfes minimal. Um den Einfluss der Dicke der absorbirenden Schicht beim Joddampf zu erkennen, bedarf es nur der Anwendung eines mit einem Halse versehenen Ballons. Erhitzt man denselben möglichst gleichmässig mit nach unten gehaltenem Halse, so dass in demselben der

Dampf sicher nicht minder dicht ist, als im Ballon, so zeigt der Hals dieselben Absorptionserscheinungen, welche der Ballon bei geringerer Dichte zeigt. Bei geringer Dampfdichte treten zunächst nur einige Linien im grün auf; vermehrt man die Dichte des Dampfes, so werden die Linien im grün dunkler und breiter und gleichzeitig zeigen sich Absorptionsstreifen in gelb. Hat man nun dem Dampf im Ballon eine solche Dichte gegeben, dass bei dem Vorhalten desselben vor den Spalt eben die Linien im gelb erscheinen, so erhält man bei Vorhalten des Halses nur die Linien im grün, wie sie bei geringerer Dichte im Ballon sich zeigten. Man kann so gerade mit dem Joddampf in sehr hübscher Weise erkennen, dass kleinere Dicken dichtern Dampfes gerade so absorbiren wie grössere Dicken weniger dichten Dampfes.

#### § 5.

Dass man auch bei der Emmission des Lichtes von glühendem Joddampf diesen meiner Auffassung der Spectralerscheinungen zu Grunde liegenden Einfluss der Dichte der leuchtenden Schicht erkennen kann, habe ich bereits vor 16 Jahren gezeigt, als ich in dem Lichte, welches der in einer Wasserstoffflamme glühende Joddampf beobachtete. In Bezug auf dieses Spectrum heisst es Poggend Ann. Bd. CXX p. 164:

„Sorgt man nun dafür, dass der hellste Theil der Flamme vor der Spalte des Spectralapparates sich befindet, so genügt ein Blick in das Fernrohr desselben um die überraschende Aehnlichkeit in dem Character des Flammenspectrums und desjenigen des durch Joddampf hindurchgegangenen Tageslichts zu erkennen. Etwa von der der Fraunhofer'schen Linie C entsprechenden Stelle an erscheint das Flammenspectrum ebenso wie das Absorptionsspectrum aus abwechselnden hellen und dunklen Streifen stabgitterartig zusammengesetzt, am deutlichsten bis zum beginnenden grün. Das grün erschien viel continuirlicher, die dunklen Streifen

in demselben waren kaum zu erkennen. Viel deutlicher zeigen sich die letztern, wenn die Flamme bei geringerm Jodgehalte lichtschwächer war und wie erwähnt in grünlichem Lichte leuchtete. Die Uebereinstimmung im Character auch dieses Theiles der beiden Spectra trat dann deutlich hervor.“

Gerade also wie die Absorption mit wachsender Dichte und Dicke der Schicht zunimmt, so auch die Emission; wie bei dem Durchstrahlen einer dünnen oder nur wenig Joddampf enthaltenden Schicht sich zunächst im grün dunkle Streifen zeigen, die dann bei wachsender Dichte oder Dicke einer continuirlichen Verdunklung Platz machen, so sieht man in dem Licht der Jodflamme, die wenig Jod enthält, in grün helle und dunkle Streifen, welche einem continuirlichen Lichte weichen, wenn der Dampf in der Flamme eine grössere Dichte hat.

### §. 6.

Das Bandenspectrum des Stickstoffs zeigt, dass der Stickstoff in den Temperaturen, die wir durch die elektrische Entladung erhalten, ein ebenso ausgedehntes Absorptionsvermögen besitzt wie der Joddampf in niedrigen Temperaturen, denn das Bandenspectrum des Stickstoffs hat, wenn auch im einzelnen sehr verschieden, doch im wesentlichen denselben Character wie das des Joddampfes. Der Stickstoff muss deshalb vor allen übrigen Gasen sehr geeignet sein durch Untersuchung des von ihm ausgesandten Lichtes die Abhängigkeit der Spectralerscheinungen von der Dichte und Dicke der strahlenden Schicht des Gases zu zeigen, also den Beweis zu liefern, dass es kein constantes Spectrum des Stickstoffs gibt, dass es vielmehr ein bestimmtes Spectrum nur gibt bei bestimmter Dichte und Temperatur des Gases.

Schon in meiner ersten Mittheilung über das Stickstoffspectrum, ehe ich noch die Bedeutung der Dichtigkeit der

leuchtenden Schicht für das ausgesandte Licht erkannte, habe ich Poggend. Ann. Bd. CXXXV p. 525 erwähnt, dass wenn man den Druck im Inneren einer Stickstoffröhre so klein macht, dass er nicht mehr messbar ist, die Helligkeit des Stickstoffspectrums geringer wird, und zwar derart, dass die dunklern Partien zuerst erlöschen und schliesslich nur die hellsten Theile übrig bleiben. Ich habe damals schon hinzugefügt, dass das Spectrum sich dadurch in seinem Charakter demjenigen eines Spectrums zweiter Ordnung, wie Plücker die Linienspectra nannte, näherte, ohne dass es jedoch in das Stickstoffspectrum zweiter Ordnung übergehe, da keine neue und helle Linien auftreten. Ich habe indess damals den Verlauf der Erscheinungen nach dieser Richtung hin nicht genauer verfolgt, insbesondere nicht untersucht, ob in der That die helleren Theile, welche übrig bleiben, genau den Maximis des ausgebildeten Bandenspectrums entsprechen weil bei den mir zu Gebote stehenden Mitteln das Spectrum in diesen Drucken zu Messungen zu lichtschwach war. Ich habe deshalb jetzt in dem Sinne eine in's Einzelne gehende Untersuchung des von dem Stickstoff ausgesandten Lichtes vorgenommen, indem ich ausser stärkeren Inductionsströmen ein einfaches Mittel anwandte, um auch bei den geringsten von mir benutzten Gasdrucken das Spectrum zu Messungen hinreichend hell zu machen. Da die Temperatur des Gases, welche der Inductionsstrom erzeugt, mit abnehmendem Querschnitt des Rohres steigt, so wandte ich Spectralröhren mit sehr engem Querschnitt an, etwa 0,2 mm Durchmesser. Zu enge darf man indessen die Röhren nicht wählen, da dann der Strom beim Hindurchtreten sofort die capillare Röhre zertrümmert, wie es bei mehreren solcher Röhren eintrat, welche so enge genommen waren, wie sie sich überhaupt vor der Glasbläserlampe darstellen lassen. Der geringe Querschnitt musste nach meiner Auffassung den Verlauf der Erscheinungen auch unterstützen, indem dann schon

bei grösserer Dichte die Erscheinungen eintreten mussten, welche bei grösserem Querschnitte, vorausgesetzt, dass die Temperatur dort hinreichend ist, erst bei geringerer Dichte eintreten. Dass bei zu grossem Querschnitt die Erscheinungen sich nicht in der gleichen Weise entwickeln, werde ich später zeigen. Die angewandten Spectralröhren hatten im Uebrigen die gewöhnlich von mir benützte Form, indess liess ich dem capillaren Theil nur eine Länge von etwa 2 cm geben. Die mit Hähnen versehenen Röhren wurden dann in der früher von mir beschriebenen Weise mit der Geissler'schen Quecksilberluftpumpe verbunden, und um sie mit ganz reinem Stickstoff zu füllen, ganz in der Weise verfahren, wie ich es Poggend. Ann. Bd. CXLIX p. 105 angegeben habe. Der durch Verbrennen von Phosphor unter einer Glocke erhaltene Stickstoff wurde durch eine etwa 3 Stunden in Gluth erhaltene Eisendrahtspirale vollständig von Sauerstoff befreit.

Da mit abnehmender Dichte des Gases, von einer gewissen Verdünnung ab, der Widerstand in der Röhre steigt, so wächst mit derselben auch die Temperatur. Ist die Temperatursteigerung hinreichend, so muss der Versuch auch über das einzige hypothetische in meiner Auffassung der Spectralerscheinungen entscheiden, darüber nämlich, ob mit steigender Temperatur das Absorptionsvermögen für die verschiedenen Lichtarten in gleicher Weise wächst oder nicht. Ist das erstere der Fall, so müssen die relativen Maxima der Lichtstärke, die das voll ausgebildete Bandenspectrum zeigt, stets dieselben bleiben, die bei geringster Dichte übrig bleibenden Reste müssen den Maximis des Bandenspectrums entsprechen. Ist das letztere der Fall, so können im Bandenspectrum dunklere Parteen bei abnehmender Dichte die hellere werden, und das bei der stärksten Verdünnung noch Bleibende kann an ganz andern Stellen liegen als die Maxima des Bandenspectrums.

Es kam desshalb auf eine möglichst genaue Bestimmung

aller relativen Maxima im Bandenspectrum an. Zu dem Zwecke habe ich zwei verschiedene Prismen zu den Beobachtungen benutzt, das erste war das schon früher von mir angewandte Merz'sche Prisma von schwerem Flintglase, dessen brechender Winkel  $60^{\circ} 3' 30''$  ist. Mit demselben wurde stets die Minimalablenkung der gemessenen Stellen im Spectrum bestimmt, um aus diesen die Brechungsexponenten und Wellenlängen der gemessenen Stellen zu berechnen. Das zweite Prisma war ein Schröder'sches zum Direktsehen von einer ausgezeichnet starken Dispersion. Die Axe dieses Prismas wurde der Axe des Collimatorrohres parallel ein- für allemal fest gelegt. Wegen der ausgezeichneten Dispersion konnte man mit demselben die schwächere Maxima und überhaupt Einzelheiten in dem Spectrum erkennen, welche mit dem einfachen Prisma gar nicht als gesondert wahrgenommen werden konnten. Um die mit dem zweiten Prisma gemachten Messungen auf Minimalablenkungen des Merz'schen zu reduciren, wurden 6 im Funken-spectrum des Sticksstoffes und zwar gerade in dem Theile des Spectrums, auf den es hier vorzugsweise ankommt, liegende Linien mit grösster Genauigkeit in beiden Prismen bestimmt. Es ergab sich dann zur Reduction der im Schröder'schen Prisma bestimmten Linien auf das Merz'sche eine ziemlich einfache Interpolationsformel, welche bis auf wenige Sekunden die in beiden gemachten Ablesungen übereinstimmen liess. Die Reduktionsformel hier anzugeben, hat kein Interesse, ich stelle nur die beobachteten und berechneten Werthe der 6 gemessenen Linien hier zusammen. Die Lage der Linien war im Prisma von

	Schröder	Merz beob.	Merz berechn.
	$4^{\circ} 55' 27''$	$63^{\circ} 0' 22''$	$63^{\circ} 0' 22''$
	$5^{\circ} 51' 43''$	$63^{\circ} 17' 48''$	$63^{\circ} 17' 56''$
	$8^{\circ} 38' 55''$	$64^{\circ} 8' 24''$	$64^{\circ} 8' 23''$
	$10^{\circ} 23' 45''$	$64^{\circ} 38' 48''$	$64^{\circ} 38' 49''$

Schröder	Merz beob.	Merz berechn.
12° 43' 30"	65° 18' 24"	65° 18' 4"
15° 14' 5"	65° 58' 40"	65° 58' 37"

In einem Falle ist allerdings zwischen Beobachtung und Rechnung ein Unterschied von 20"; durch eine andere Interpolationsformel hätte man diesen Unterschied kleiner machen können, indess nur auf Kosten der so vortrefflichen Uebereinstimmung der andern Werthe. Da nun gerade an der Stelle des Spectrums keine Details zu bestimmen waren, welche nicht direkt mit dem Prisma von Merz gemessen werden konnten, habe ich die obige Interpolation angewandt.

§. 7.

Zur Berechnung der Wellenlängen diente die Christoffel'sche Dispersionformel, deren Constanten aus den Brechungsexponenten und Wellenlängen der Linien  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  des Wasserstofflinienspectrums berechnet wurden. Die Brechungsexponenten dieser drei Linien sind bei 18° C.

$$n_\alpha = 1,745544 \quad n_\beta = 1,773720 \quad n_\gamma = 1,791600$$

Diese Werthe sind etwas kleiner als die früher von mir angegebenen, welche ich im Sommer 1871 bestimmt hatte, <sup>1)</sup> entsprechend der Beobachtung des Herrn Tizean, dass bei Flintglas die Brechungsexponenten mit steigender Temperatur zunehmen.

Als Wellenlängen dieser drei Wasserstofflinien wurden eingesetzt

$$\lambda_\alpha = 656,7 \quad \lambda_\beta = 486,2 \quad \lambda_\gamma = 434,3$$

Bei der Berechnung der Dispersionsgleichung ergab sich, dass das ganze Spectrum sich nicht durch eine Gleichung

1) Poggend. Ann. Bd. CXLIV. p. 485. Der Brechungsexponent  $n_\gamma$  ist an der Stelle falsch angegeben. Aus der richtig angegebenen Minimalablenkung 67° 24' 30" folgt nicht der dort gegebene Werth  $n_\gamma = 1,79268$ , sondern der Werth  $n_\gamma = 1,791908$ .

chung darstellen lässt; berechnete man die Constanten  $n_0$  und  $\lambda_0$  der Christoffel'schen Gleichung aus  $\alpha$  und  $\gamma$ , so wurde der berechnete Werth  $\lambda_\beta$  um etwa 2 Einheiten zu gross. Es wurden deshalb zwei Gleichungen berechnet, eine für die Strecke  $\alpha-\beta$ , eine zweite für die Strecke  $\beta-\gamma$ . Für die erstere waren die Constanten

$$\log n_0^2 = 0,7696856 \quad \log \lambda_0^2 = 4,7586041$$

für die zweite

$$\log n_0^2 = 0,7689046 \quad \log \lambda_0^2 = 4,7686779.$$

Mit den Constanten der ersten Gleichung ergeben sich die Wellenlängen der beiden Natriumlinien aus den Ablenkungen

$$D_1 \dots 62^\circ 37' 00'' \text{ zu } 590,3$$

$$D_2 \dots 62^\circ 37' 30'' \text{ „ } 589,8$$

Die Werthe liegen zwischen den von den Herren Ditscheiner und van der Willigen bestimmten, ein Beweis, dass die angewandten Dispersionsgleichungen die Wellenlängen innerhalb der Unsicherheitsgrenzen, welche die Messungen der Wellenlängen überhaupt haben, etwa 5 Einheiten der Decimalstelle, vollständig darstellen.

### §. 8.

Das Resultat der Beobachtungen entspricht genau der vorhin dargelegten Auffassung der Spectralerscheinungen; es gibt in der That kein bestimmtes Stickstoffspectrum, sobald man bei hinreichend dünnen Schichten die Dichtigkeit des Gases unterhalb eine gewisse Grenze bringt. Das Bandenspectrum geht ganz schrittweise in ein Linienspectrum über, welches indess nicht das Linienspectrum des Funkens ist, sondern mit demselben nur eine gewisse Anzahl Linien gemein hat. Bei diesem Uebergange kann man dann gleichzeitig, an mehreren Stellen in besonders auffallender Weise die mit steigender Temperatur allmählig eintretende Verschiebung der Maxima der Helligkeit verfolgen, welche

bewirkt, dass in diesem Linienspectrum die Linien keineswegs an der Stelle der Helligkeitsmaxima im Bandenspectrum liegen.

Ich gebe deshalb zunächst eine genaue Beschreibung des vollständig ausgebildeten Bandenspectrums, wie es etwa dem Drucke von 5—10 mm entspricht, in demjenigen Theile, in welchem sich die Variabilität des Spectrums am auffallendsten zeigt, im grün und blau. Das Bandenspectrum des Stickstoffs beginnt bekanntlich in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie C und besteht dann bis etwa zur Wellenlänge 575 aus einer Anzahl gleichartig schattirter Felder. Dieser Theil ist dann durch eine ziemlich dunkle bis etwa zur Wellenlänge 562 reichende Partie von den hellern grünen Feldern getrennt. Schon Plücker und Hittorf haben darauf aufmerksam gemacht, dass bei hinreichend vermindertem Drucke die rothen und gelben Partien des Spectrums vollständig verschwinden; auch ich habe das stets so gefunden. Bei sehr geringer Dichte wird die rothe und gelbe Partie sehr dunkel und bei der Grenze, bei welcher im grün und blau die nachher zu erwähnenden Linien übrig bleiben, ist alles roth und gelb verschwunden. Eben deshalb habe ich auch diese Partie nicht im Einzelnen untersucht, da sie keine Entscheidung darüber geben kann, ob die bei stets abnehmender Dichte übrig bleibenden Reste des Bandenspectrums die Maxima desselben sind.

Die erwähnte schwachhelle Partie, welche das rothe und gelbe von dem hellern grün trennt, beginnt etwa bei der Wellenlänge 575 und reicht bis zur Wellenlänge 562; in derselben sind schwache Schattirungen zu sehen und von diesen zwei schwachhelle Linien, vielleicht Beginne von Feldern, zu messen, welche den Wellenlängen 571,7 und 566,9 entsprechen.

Es beginnt dann bei der

Ablenkung	Wellenlänge	Nähere Beschreibung.
63° 7' 35"	561,9	Das hellere aus streifigen Feldern und Cannelirungen bestehende Spectrum. Das erste helle Feld hat an der Stelle
63° 8' 30"	561,4	ein schwaches Maximum
63° 13' 20"	557,5	Beginn des zweiten etwa 5,5 Min. breiten Feldes
63° 14' 00"	556,9	zweites schwaches Maximum des Feldes
63° 18' 46"	553,0	Das dritte helle Feld beginnt bei mit einem Maximum. Auf diesem Felde ist bei
63° 19' 22"	552,5	ein zweites und bei
63° 20' 12"	551,9	ein drittes Maximum. Mit abnehmender Helligkeit reicht dieses Feld bis
63° 24' 10"	548,8	wo mit einem ersten Maximum das folgende Feld beginnt. Das zweite Maximum dieses Feldes
63° 25' 00"	548,3	ist wohl etwas heller als das erste Maximum.
63° 25' 55"	547,6	liegt das dritte schwächere Maximum.
Es folgen dann drei unter sich fast genau gleiche Felder, wieder jedes mit drei Maximis, auf denen die Maxima etwas stärker hervortreten, weil die Felder unmittelbar vor den Maximis, das heisst an der weniger brechbaren Seite, verdunkelt erscheinen.		
Die Lage dieser Felder mit ihren Maximis ist		
63° 29' 58"	544,5	Erstes
63° 30' 23"	544,1	zweites
63° 32' 11"	542,8	drittes
63° 34' 22"	541,3	Erstes
63° 35' 12"	540,6	zweites
63° 37' 16"	539,1	drittes
63° 39' 18"	537,6	Erstes
63° 40' 3"	537,1	zweites
63° 41' 46"	535,9	drittes
Es beginnt dann mit einer hellen Linie, welche bei		
63° 44' 0"	534,3	liegt, ein wenig helles Feld, auf dem keine Schattirungen zu erkennen sind; dasselbe reicht bis

Ablenkung	Wellenlänge	Nähere Beschreibung.
63° 48' 30"	531,2	wo mit einer hellen Linie das folgende ebenfalls wenig helle und schwach schattirte Feld beginnt, das an seiner brechbarern Seite bei
63° 53' 40"	527,9	durch eine scharfe Linie begrenzt ist. Es folgt wieder ein schwach helles Feld, welches bei
63° 58' 00"	524,8	durch eine helle Linie begrenzt ist. Auf dem mit dieser Linie beginnenden Felde sind wieder bei
63° 58' 57"	524,3	} schwache Maxima zu erkennen.
64 00 54"	522,9	
Die zunächst folgenden Felder erscheinen wieder dreitheilig, es sind		
64° 2' 47"	521,7	Erstes } zweites } drittes } Maximum.
64° 3' 33"	521,3	
64° 5' 30"	520,0	
64° 7' 34"	518,7	Erstes } zweites, heller als das erste } drittes } Maximum.
64° 8' 18"	518,1	
64° 10' 17"	517,0	
64° 12' 18"	515,8	Erstes } zweites } drittes } Maximum.
64° 12' 58"	515,3	
64° 14' 54"	514,1	
Die beiden folgenden Felder sind lichtschwächer, sie erscheinen auch dreitheilig, es lassen sich aber nicht alle Maxima einstellen. Auf dem ersten ist		
64° 16' 45"	513,0	Erstes
64° 17' 30"	512,0	zweites Maximum. und auf dem zweiten
64° 21' 26"	510,2	Erstes
64° 25' 20"	508,0	drittes Maximum.

Von dem Beginne des folgenden hellen Feldes erhält das Spectrum das für den Stickstoff so charakteristische Aussehen der cannelirten Banden. Dieselben beginnen an der weniger brechbaren Seite mit breiter heller Linie und bestehen dann, wie Plücker und Hittorf schon angaben, und wie man bei starker Dispersion erkennt aus einer grossen

Ablenkung	Wellenlänge	Nähere Beschreibung.
		Zahl feiner heller Linien, welche im allgemeinen an der weniger brechbaren Seite der Felder heller sind und näher zusammen liegen, und dann weiter auseinander rücken je mehr man sich der brechbareren Seite des betreffenden Feldes nähert. Gerade diese eigenthümliche Vertheilung der Linien bewirkt die schöne Schattirung dieser Felder.
64° 27' 0"	507,1	Die erste dieser Cannelirungen beginnt bei mit breiter heller Linie, und hat eine Breite von etwa 16'. Auf derselben findet sich bei
64° 33' 15"	503,3	ein Maximum, welches das Feld in zwei ungleiche Theile theilt. Die letzten 4 Minuten des Feldes sind wenig hell. Die folgende Cannelirung
64° 43' 46"	497,7	beginnt mit sehr heller breiter Linie; dieselbe ist ziemlich gleichmässig beleuchtet bis zu einer
64° 46' 28"	496,3	entsprechenden vor den übrigen an Helligkeit hervorragenden Linien. In dem weniger hellen Theile ist dann noch eine bei
64° 52' 55"	492,9	liegende hellere Linie.
64° 54' 32"	492,1	Die folgende Cannelirung beginnt dann bei wieder mit breiter heller Linie, sie hat eine Breite von 21', und ist gleichmässig abnehmend beleuchtet, ohne dass auf derselben Maxima von Helligkeit zu sehen sind. Auch die folgende
65° 15' 48"	481,8	beginnende Cannelirung ist ziemlich gleichmässig nach der brechbaren Seite abnehmend beleuchtet, zeigt indess an zwei Stellen etwa 1' breite dunkle Streifen, entsprechend den Wellenlängen 480 und 477,5. Es beginnt bei
65° 36' 20"	472,5	die folgende Cannelirung, welche ebenfalls ziemlich gleichmässig abnehmend beleuchtet ist, und nur bei
65° 39' 15"	471,2	eine schwach helle Linie zeigt.

Ablenkung	Wellenlänge	Nähere Beschreibung.
65° 49' 42"	466,8	Es folgt ein mit breiter heller Linie bei beginnendes schmales helles Feld, dessen Beleuchtung gegen das Ende hin sehr schwach wird, so dass es unmittelbar vor der folgenden Cannelirung fast ganz dunkel erscheint. Die letztere beginnt mit einer etwa 1' breiten hellen Linie, deren linker weniger brechbarer Rand bei
65° 53' 41"	465,2	liegt. Der rechte Rand, welcher am hellsten ist und scharf hervortritt, liegt bei
65° 54' 37"	464,9	Auf der Streifung der Cannelirung sind bei
65° 57' 53"	463,5	und
66° 3' 6"	461,4	schwach hervortretende Linien, neben denen, an der brechbareren Seite das Feld schmale dunklere Streifen zeigt. Auf diesem Felde ist weiter bei
66° 6' 18"	460,1	eine schwach helle verwaschene Linie. Die folgende Cannelirung beginnt dann wieder mit breiter heller Linie, deren Mitte bei
66° 13' 46"	457,3	liegt. Auf derselben sind bei
66° 24' 30"	453,4	und
66° 29' 0"	451,8	und
66° 33' 30"	450,2	schwach helle Linien resp. Helligkeitsmaxima. Die folgende Cannelirung beginnt dann wieder bei
66° 36' 20"	449,2	mit einer breiten hellen Linie, und so setzt sich das Spectrum in einer Anzahl Cannelirungen noch eine Strecke fort, welche ich in ihren Einzelheiten nicht weiter verfolgt habe, da sie bei abnehmender Gasdichte im wesentlichen nur lichtschwächer und schmaler werden.

### §. 9.

Um den Verlauf der Erscheinungen bei abnehmender Gasdichte hervortreten zu lassen, möge zunächst eine Beschreibung der allmählichen Aenderungen an zwei Stellen des Spectrums gegeben werden, nämlich der ersten eigent-

lichen Cannelirung im grünen, welcher in dem Funkenspectrum des Stickstoffs die von Plücker und Hittorf als Gruppe IV bezeichnete Liniengruppe entspricht, und der blauen Cannelirung, welche dort liegt, wo im Funkenspectrum die Plücker-Hittorfsche Gruppe V auftritt. Wegen der Reichhaltigkeit dieser Gruppe und der hervorragenden Helligkeit einzelner Linien derselben liess sich hier die grösste Variabilität des Spectrums erwarten. Ich habe den Verlauf gerade an diesen Stellen mehrfach sowohl mit trockener Luft als mit ganz reinem Stickstoff beobachtet, er ist in beiden Fällen derselbe, die Messung der von der Cannelirung übrig bleibenden Linien bezieht sich auf reinen Stickstoff.

Die betreffende grüne Cannelirung ist die bei  $64^{\circ} 27'$  beginnende, welche nach der im vorigen Paragraph gegebenen Beschreibung bis  $64^{\circ} 43' 46''$  reicht, und auf welcher nur bei  $64^{\circ} 33' 15''$  ein Helligkeitsmaximum liegt, während dieselbe im Uebrigen ziemlich gleichmässig nach der brechbarern Seite abnehmend beleuchtet ist.

Wird von dem Drucke aus, bei welchem das Bandenspectrum vollständig entwickelt ist, das Gas durch Pumpen mehr und mehr verdünnt, so tritt, sobald die Verdünnung hinreichend geworden ist, zunächst eine Verdunklung der brechbarern Hälfte des Feldes von  $64^{\circ} 33' 15''$  ab ein. An dieser Verdunklung theilhaftig sich aber die bei  $64^{\circ} 37' 16''$  liegende Stelle nicht in gleichem Masse, so dass dieselbe sehr bald als Helligkeitsmaximum vor der Umgebung hervortritt. Die vorher durch das Maximum bei  $64^{\circ} 33' 15''$  in zwei Felder getheilte Cannelirung zerfällt also zunächst in drei Felder, indem ein Maximum an einer bei grösserer Dichte ganz gleichmässig belichteten Stelle sich entwickelt. Mit wachsender Verdünnung tritt dieses neue Maximum immer mehr hervor und gleichzeitig wächst relativ die Helligkeit des daneben an der brechbarern Seite liegenden Feldes; diese hellere Partie theilt sich dann allmählig in

zwei hellere Linien bei  $64^{\circ} 38' 9''$  und  $62^{\circ} 38' 46''$ , deren Helligkeit bald die übrigen Maxima ganz beträchtlich überragt. Der Theil der Cannelirung zwischen  $64^{\circ} 33' 15''$  und  $64^{\circ} 37' 16''$ , sowie das vor  $64^{\circ} 33' 15''$  liegende Feld sind inzwischen ganz dunkel geworden, so dass diese beiden Maxima als helle Linien auf dunklem Grunde erscheinen. Die Messung ergab die Lage der Linien dann bei  $64^{\circ} 33' 21''$  und  $64^{\circ} 37' 16''$ . Der Unterschied von  $6''$  für die Lage der erstern Linie gegenüber dem Maximum im Bandenspectrum bedeutet indess wohl nicht eine Verschiebung des Maximums, sondern liegt wohl innerhalb der Grenzen der unvermeidlichen Ungenauigkeit, da die Erscheinung überhaupt lichtschwach ist.

Mit steigender Verdünnung nimmt auch die Helligkeit der breiten die Cannelirung beginnende Linien sehr bedeutend ab und dafür wächst die Helligkeit des dritten, bei höherem Drucke kaum hervortretenden Maximums, welches auf dem vor der Cannelirung liegenden Felde bei  $64^{\circ} 25' 20''$  bestimmt wurde. Dasselbe entwickelt sich zu einer hellen Linie auf dunklem Grunde, deren Lage die Messung bei  $64^{\circ} 25' 30''$  ergab. Die breite die Cannelirung beginnende Linie löst sich dann gleichzeitig in zwei Linien auf, deren schwächere der weniger brechbare Rand der bei höherem Druck breitere Linie, bei  $64^{\circ} 27' 2''$  liegt, deren hellere bei  $64^{\circ} 27' 26''$  bestimmt wurde. Mit dem Prisma von Merz liess sich die Linie nicht als doppelte erkennen, sie wurde mit demselben als Linie bei  $64^{\circ} 27' 16''$  bestimmt. Ist diese Auflösung des Beginns der Cannelirung eingetreten, so ist das ganze Feld bis auf einige schwache Scheine auf die erwähnten Linien reducirt. Dieselben sind

Ablenkung	Wellenlänge
$64^{\circ} 25' 30''$	507,9
$64^{\circ} 27' 2''$	507,1
$64^{\circ} 27' 26''$	506,8

Ablenkung	Wellenlänge
64° 30' 49''	504,2
64° 33' 21''	503,3
64° 37' 16''	501,2
64° 38' 9''	500,8
64° 36' 46''	500,4

Diese Partie des Spectrums zeigt also in ganz vorzüglicher Weise die allmähliche Veränderung des Bandenspectrums in ein Linienspectrum bei abnehmender Dichte der leuchtenden Schicht und dabei gleichzeitig die Verschiebung der Maxima, welche durch die mit der Verdünnung eintretende Aenderung der Temperatur bewirkt wird. Von den bei der geringsten Dichte sichtbaren Maximis oder Linien bleibt eigentlich nur eines bei wachsender Dichte des Gases unverändert, (das der Wellenlänge 503,3 entsprechende. Die Linien 504,4, 501,2, 500,8, 500,4 verschwinden in dem gleichmässig beleuchteten Felde, die Linie 507,9 tritt als ganz schwaches Maximum und als solches nur mit dem stark dispersirenden Prisma erkennbar auf. Die beiden schwächern Linien 507,1 und 506,8 dagegen treten in eine helle breite Linie zusammen und werden der hellste Theil des ganzen Feldes, während bei der geringsten Dichtigkeit die Linie 507,9 und besonders 500,8 und 500,4 weitaus die hellsten sind. Der Querschnitt der von mir bei diesen Versuchen angewandten capillaren Röhren war ein so geringer, dass besonders bei den geringen Drucken die Ausgleichung des Druckes in der capillaren Röhre nur sehr allmählig stattfand. Deshalb lässt sich auch nicht angeben, welchem Drucke gerade eine bestimmte Form des Spectrums entspricht. Diese langsame Ausgleichung des Druckes gab dafür zu einer andern sehr interessanten Beobachtung Anlass. In Folge desselben war stets nach dem Pumpen in dem Theile der Röhre, welcher durch den capillaren Theil von der Pumpe getrennt war, die Gasdichte grösser als in dem

an der andern Seite der capillaren Röhre liegenden Theile. Deshalb nahm in der capillaren Röhre selbst die Dichtigkeit von dem einen Ende zu dem andern hin ab. Man konnte es dadurch leicht erreichen, dass man in dem Gesichtsfelde, welches die ganze capillare Röhre umfasste, zum Theil die Auflösung des Spectrums in Linien, zum Theil noch das gleichmässig beleuchtete Feld sehen konnte. Besonders deutlich liess sich das bei der Linie 507,9 und den beiden 500,8 und 500,4 beobachten. Man hatte nur rasch minimal auszupumpen und erhielt dann in dem Theile des Gesichtsfeldes, welcher dem der Pumpe zugewandten Ende des capillaren Rohres entsprach, die Auflösung in Linien, während das andere Ende noch die gleichmässige Beleuchtung zeigte, welche der grössern Dichte entsprach. An der fortschreitenden Auflösung in Linien erkennt man in dem capillaren Rohre die fortschreitende Verdünnung. Dabei sieht man darin am deutlichsten, dass das Auftreten dieser Linien nie blitzartig ist, wie es der Fall ist, wenn bei passender Dichte des Gases eine Funkenentladung durchgesandt wird, sondern dass die Auflösung des Feldes in Linien eine ganz allmähliche mit wachsender Verdünnung eintretende ist.

#### §. 10.

Die zweite Partie des Spectrums, welche die Variabilität des Spectrums bei geänderter Dichte in ebenso hervorragender Weise zeigt, ist das von  $64^{\circ} 54'$  bis  $66^{\circ} 13' 46''$  reichende, also Licht zwischen den Wellenlängen 465 und 453 liefernde Feld. Bei dem Drucke, bei welchem das Bandenspectrum vollständig ausgebildet ist, beginnt dasselbe mit einer fast 1' breiten Linie und ist dann durch feine Linien, die nach der brechbarern Seite weiter auseinander rücken, ziemlich gleichmässig abnehmend beleuchtet. Von diesen feinen Linien treten nur die mit den Wellenlängen 463,5 und 461,4 schwach hervor und ausserdem liegt bei  $66^{\circ} 6' 18''$

der Wellenlänge 460 entsprechend eine schwache verwaschene Linie.

Bei abnehmender Gasdichte zerfällt die breite das Feld beginnende Linie in eine Doppellinie, respective es entwickelt sich unter Verdunklung der Linie vor derselben bei  $65^{\circ} 52' 46''$  also etwa 1' nach der weniger brechbaren Seite verschoben, eine helle Linie. Die breite die Cannelirung beginnende Linie nimmt dann zunächst an Helligkeit ab, so dass sie nur wenig heller ist als das Feld, dessen Beginn sie bildet; schliesslich verschwindet sie fast vollständig und lässt nur als Rest eine schwache feine Linie bei  $65^{\circ} 54' 56''$ , wenn die Dichtigkeit des Gases hinreichend vermindert ist.

Mit der Verdunklung des ganzen Feldes verschwindet auch die etwas hellere Linie 463,5, dafür bleibt eine andere bei  $65^{\circ} 58' 39''$  liegende, deren Wellenlänge 463,2 ist, als hell übrig und weiter die Linie mit der Wellenlänge 462,2. Ebenso verschwindet die vorher bei  $66^{\circ} 3' 6''$ ,  $\lambda = 461,4$  bestimmte Linie und statt derselben wachsen zwei sehr nahe liegende Linien bei  $66^{\circ} 3' 57''$  und  $66^{\circ} 4' 32''$  relativ an Helligkeit und bleiben als Linien sichtbar. Von den schon im Bandenspectrum erkennbaren Maximis bleibt nur, relativ an Helligkeit wachsend, die Linie  $66^{\circ} 6' 18''$ , welche jetzt  $66^{\circ} 6' 10''$  gemessen wurde. Schliesslich blieb als Rest des weitem Feldes eine feine Linie bei  $66^{\circ} 9'$  sichtbar.

Auch hier sieht man also ganz schrittweise die Cannelirung mit steigender Verdünnung sich auf einzelne Linien zurückziehen, welche keineswegs den in dem ausgebildeten Bandenspectrum noch erkennbaren Maximis entsprechen. Fast alle hier auftretenden Linien liegen im Bandenspectrum an Stellen gleichmässiger Beleuchtung, die Maxima des Bandenspectrums sind mit einer Ausnahme bei der geringsten Dichte des Gases noch nicht hervortretend, sie entwickeln sich erst allmählig bei wachsender Dichte des Gases. Es

zeigt sich also auch hier die mit der geänderten Temperatur eintretende Verschiebung der Maxima.

§. 11.

Ganz ähnlich verhält sich der ganze beschriebene Theil des Spectrums, das reich schattirte Bandenspectrum geht ganz allmählig in ein Linienspectrum über. Eine so detaillirte Beschreibung wie die in den beiden letzten Paragraphen herausgehobenen Partien ist nicht erforderlich, da diese den Gang der Veränderungen vollständig erkennen lassen. Es genügt, die Linien anzugeben, welche bei sehr kleinem Drucke gemessen wurden, und daneben zu verzeichnen, ob und mit welchem Maximum in dem voll ausgebildeten Bandenspectrum sie übereinstimmen. Ich hebe hervor, dass der Uebergang ein ganz allmählig ist und dass diese Linien gemessen wurden, als sie fast allein übrig waren, nur zwischen einzelnen das Gesichtsfeld noch nicht ganz dunkel war. Der Druck ist da noch keineswegs der erreichbar geringste, bei noch weiterer Verdünnung verschwinden die schwächern Linien und das Ganze wird zur Messung viel zu dunkel. Schon wenn diese Linien gemessen werden konnten, war die Beobachtung wegen der geringen Lichtstärke mit grossen Schwierigkeiten verknüpft, es war fast stets eine künstliche Beleuchtung des Fadenkreuzes erforderlich. Ich habe deshalb auch die Lage der Linien nicht nur mit dem Merz'schen, sondern auch mit dem Schröder'schen Prisma bestimmt, bei welchem der Unterschied von 1' im Prisma von Merz 15—20 Secunden, je nach der Lage der Linien im Spectrum bedeutet. Die angegebenen Werthe für die Linien sind die Mittel aus diesen mehrfachen Messungen.

Eben weil der Uebergang von dem vollausgebildeten Bandenspectrum zu dem Linienspectrum ein so allmählig ist, erscheint es auch überflüssig anzugeben, zwischen welchen Linien das Gesichtsfeld noch hell, zwischen welchen es ganz

dunkel ist. Denn es hängt das wesentlich davon ab, bis zu welcher Verdünnung man vorgeschritten ist, und weiter auch von der Weite der angewandten Röhre. Die Linien bilden sich um so eher, das heisst bei um so grösserer Dichte aus, je enger die capillare Röhre ist. Bei dem kleinsten Querschnitt, den ich angewandt habe, war deshalb noch mehr neben den Linien zu sehen als bei den grössern Querschnitten.

Linien im Linienspectrum  
in welches mit abnehmender  
Dichte das Bandenspectrum  
übergeht.

Angaben  
ob im Bandenspectrum an der betreffen-  
den Stelle bereits ein Maximum vor-  
handen.

Ablenkung		Wellenlänge		
63°	0' 22"	568,4	Keines.	
63°	1' 46"	567,6	Keines.	
63°	3' 47"	565,5	Keines.	
63°	14' 17"	556,6	Annähernd das zweite Maximum	556,9
63°	18' 4"	553,6	Keines.	
63°	24' 5"	548,9	Erstes Maximum eines Feldes	548,8
63°	32' 45"	542,4	Annähernd das dritte Maximum	542,8
63°	39' 24"	537,6	Erstes Maximum eines Feldes	537,6
63°	43' 57"	534,3	Als Linie schon im Bandenspectrum	534,3
63°	45' 30"	533,3	Keines.	
63°	48' 26"	531,3	Erstes Maximum eines Feldes	531,2
64°	0' 44"	523,0	zweites " " "	522,9
64°	8' 8"	518,3	zweites " " "	518,1
64°	13' 16"	515,1	zweites " " "	515,3
64°	25' 30"	507,9	drittes " " "	508,0
64°	27' 2"	507,1	Linker Rand des Beginnes der ersten Cannelirung	507,1
64°	27' 26"	506,8	Rechter Rand des Beginnes der ersten Cannelirung	507,1
64°	30' 49"	504,7	Keines.	
64°	33' 21"	503,3	Zweites Maximum der ersten Cannelirung	503,3
64°	37' 16"	501,2	Keines.	
64°	38' 9"	500,8	Keines.	
64°	38' 46"	500,4	Keines.	
64°	43' 45"	497,7	Erstes Maximum der zweiten Cannelirung	497,7

Linien im Linienspectrum in welches mit abnehmender Dichte das Bandenspectrum übergeht.		A n g a b e ob im Bandenspectrum an der betreffen- den Stelle bereits ein Maximum vor- banden ist.	
Ablenkung	Wellenlänge		
64° 45' 34"	496,7	Keines.	
64° 47' 0"	496,1	Keines; die beiden letzten Linien treten rechts und links von der im Bandenspec- trum bei 64° 46' 28" bestimmten Linie auf, welche im Bandenspectrum die brech- barste Seite des hellsten Theiles der zweiten Cannelirung ist.	
64° 51' 28"	493,7	Keines.	
64° 52' 9"	493,3	Keines.	
64° 55' 3"	491,8	Annähernd der brechbarere Rand der breiten eine Cannelirung beginnenden Linie 492,1	
65° 0' 12"	489,2	Keines.	
65° 2' 20"	488,2	Keines.	
65° 5' 23"	486,7	Keines.	
65° 5' 53"	486,4	Keines.	
65° 8' 32"	485,1	Keines.	
65° 16' 20"	481,4	Brechbarer Rand der breiten die betreffende Cannelirung im Bandenspectrum beginnende Linie 481,8	
65° 17' 32"	480,9	Keines.	
65° 26' 30"	476,7	Keines.	
65° 32' 39"	474,1	Keines.	
65° 34' 15"	773,3	Keines.	
65° 39' 15"	471,2	Schon im Bandenspectrum als Linie 471,2	
65° 51' 32"	466,1	Keines.	
65° 52' 46"	465,6	Keines, siehe §. 10.	
65° 54' 56"	464,7	Annähernd der rechte Rand des Cannelirungs- beginn s. §. 10	
65° 58' 39"	463,2	Keines.	
66° 0' 52"	462,2	Keines.	
66° 3' 57"	461,0	Keines.	
66° 4' 32"	460,9	Keines.	
66° 6' 10"	460,2	Schon im Bandenspectrum 460,1	
66° 9' 0"	459,1	Keines.	
66° 13' 30"	457,4	Beginn einer Cannelirung 457,3.	

Linien im Linienspectrum in welches mit abnehmender Dichte das Bandenspectrum übergeht.	A n g a b e ob im Bandenspectrum an der betreffen- den Stelle bereits ein Maximum vor- handen ist.
--	---

Ablenkung	Wellenlänge	
66° 18' 46"	455,5	Keines.
66° 20' 36"	454,8	Keines.
66° 29' 26"	451,6	Wohl die im Bandenspectrum bei 66° 29' 0" Wellenlänge 451,8 bestimmte Linie.

Die weiter im violetten liegenden Theile habe ich nicht verfolgt, sie werden zu genauen Messungen zu lichtschwach.

Man sieht, dass diese ganze im Bandenspectrum so reich schattirte Partie im Wesentlichen sich auf etwa 50 Linien zusammenzieht, wozu noch einige schwache Scheine und feine Linien kommen, die sich nicht messen liessen. Bei noch weiter gehender Verdünnung wird das Spectrum, wie erwähnt, noch ärmer.

Von diesen 50 Linien sind in dem Bandenspectrum nur etwa 20 schon als Maxima oder Linien bestimmt, alle übrigen treten an Stellen auf, welche im Bandenspectrum gleichmässig beleuchtet sind, indem die nebenliegenden Partien bei abnehmender Dichte viel rascher an Helligkeit abnehmen oder auch die betreffenden Stellen in Folge der Steigerung der Temperatur rascher an Helligkeit wachsen. Man erkennt somit an allen den untersuchten Stellen des Spectrums, dass die Stellen der Maxima des Emissionsvermögens keineswegs bei allen Temperaturen dieselben bleiben, dass sie sich vielmehr in Folge der bei diesen Versuchen eintretenden Temperaturänderungen beträchtlich verschieben können.

#### §. 12.

Schon mehrfach wurde hervorgehoben, dass bei Anwendung weiterer Röhren der Verlauf der Erscheinungen sich nicht in dieser Weise verfolgen lasse. Um zu unter-

suchen, in wie weit sich die Aenderung des Spectrums in solchen erkennen lässt, habe ich eine Röhre benützt, deren capillarer Theil etwa einen Durchmesser von 2 mm hat. Wenn man bei dieser von den Drucken aus, bei welchen das Bandenspectrum voll ausgebildet ist, die Gasdichte vermindert, so wird das ganze Spectrum bei sehr kleinem Drucke dunkler, und es bleiben, wie ich das früher schon ausgedrückt, Reste des Bandenspectrums, die sich aber kaum messen lassen. Die scharfen messbaren Linien des vorher beschriebenen Linienspectrums habe ich nicht erhalten und der Rest des Bandenspectrums war viel ärmer. Aber auch hier konnte man die Verschiebung der Maxima besonders in der §. 9 näher beschriebenen Partie beobachten. War der Druck minimal geworden, so trat auch hier das Maximum  $64^{\circ} 37' 16''$ , welches bei höherem Drucke nicht vorhanden ist, hervor und wurde heller als das vorher schon bei  $64^{\circ} 33' 15''$  vorhandene Maximum, ebenso wurde das Feld neben diesem Maximum, welches bei der engen Röhre die Linien 500,8 und 500,4 lieferte, heller, löste sich aber nicht in die zwei Linien auf. Nur schien es mir zuweilen, als wenn an der Stelle ein verschwommenes Maximum sichtbar werde, indess will ich das nicht mit Sicherheit behaupten. Ferner wurde auch hier der Beginn der Cannelirung dunkler und statt dessen nahm das Maximum vor der Cannelirung  $64^{\circ} 25' 30''$  beträchtlich an Helligkeit zu und wurde heller als der Beginn der Cannelirung. Aber auch hier liess sich die Entwicklung der Linien nicht erreichen, obwohl der Gasdruck ein viel geringerer war als in den engen Röhren der Widerstand in dem Rohr so gross war, dass die Elektroden glühend wurden und sich krümmten.

Es war ganz interessant, die Erscheinungen neben einander in zwei Röhren, dieser weiten und einer sehr engen, zu verfolgen, welche gleichzeitig mit der Pumpe verbunden waren, so dass der Stickstoff aus seinem Behälter erst in

die enge, dann in die weite übertrat und von dieser zur Pumpe ging. War das weite Rohr auf das minimalste ausgepumpt, so dass man nur Spuren des Spectrums in demselben sah, so konnte man in dem engen Rohr die allmähliche Entwicklung des Linienspectrums sehr schön verfolgen, man sah dann im Gesichtsfeld sehr deutlich die Entwicklung der Linien in der §. 9 erwähnten Weise vorschreiten, in dem Masse wie in dem engen Rohr die Verdünnung vorschritt.

## §. 13.

Wie verhält sich nun das bei grosser Verdünnung in den engen Röhren ohne Funkenentladung sich zeigende Linienspectrum zu dem eigentlichen Funkenspectrum? Um eine Vergleichung der beiden Spectra durchzuführen und gleichzeitig zu untersuchen, in wie weit etwa die Linien des Funkenspectrums mit bereits im voll ausgebildeten Bandenspectrum gemessenen Maximis übereinstimmen, habe ich ebenfalls das Funkenspectrum genau gemessen. In folgender Tabelle stelle ich die beobachteten Minimalablenkungen der von mir gemessenen Linien des Funkenspectrums, die aus derselben sich ergebenden Wellenlängen, die in der Abhandlung des Herrn Salet<sup>1)</sup> nach den Messungen des Herrn Thalén für die entsprechenden Linien angegebenen Wellenlängen und die Angaben zusammen, ob und in welcher Weise die Linien schon in den anderen Grenzformen des Stickstoffspectrums vorhanden sind.

F u n k e n s p e c t r u m.						
Ablenkung			Wellenlänge nach Angabe ob die Linie sich schon findet im			
	Wöllner	Thalén	Linienspectrum	Bandenspectrum		
61° 37' 34"	661,9	660,2	—	—		
61° 47' 6"	648,7	648,0	—	—		
62° 11' 12"	618	—	—	—		
62° 31' 56"	595,3	594,9	—	—		
		594,1	—	—		

1) Salet Annales de chim. et de phys. IV Série T. XXVIII.

F u n k e n s p e c t r u m.

Ablenkung	Wellenlänge nach		Angabe ob die Linie sich schon findet im	
	Wöllner	Thalén	Linienpectrum	Bandenspectrum
62° 33' 34"	593,7	593,2 592,9	—	—
62° 50' 24"	577,4	576,7	—	—
62° 52' 40"	575,3	574,5	—	—
62° 56' 36"	571,5	571,1	—	Linie 571,7
—	—	568,6	—	—
63° 0' 22"	568,4	567,8	Linie 568,4	—
—	—	567,5	—	—
63° 1' 46"	567,1	566,6	Linie 567,1	—
63° 15' 24"	555,5	554,9	—	—
63° 16' 20"	554,7	554,1	—	—
—	—	553,4	—	—
63° 17' 48"	553,8	553,0	annähernd 553,6	—
63° 22' 30"	550,0	549,5	—	—
63° 24' 40"	548,3	547,9	etwas verschoben gegen 548,9	548,8
63° 26' 54"	546,4	546,2	—	—
63° 28' 12"	545,4	545,3	—	—
63° 42' 0"	535,6	—	—	Drittes Maximum 535,9
63° 43' 46"	534,4	—	Linie 534,3	Linie 534,3
63° 46' 40"	532,3	530,9	—	—
64° 8' 24"	518,1	—	Linie 518,3	zweites Maximum 518,1
64° 9' 16"	517,6	516,4	—	—
64° 26' 12"	507,4	—	—	—
64° 30' 52"	504,7	504,5	Linie 504,7	—
64° 34' 36"	502,6	502,5	—	—
64° 36' 0"	501,9	501,5	—	—
—	—	501,0	Linie 501,2	—
64° 38' 12"	500,7	500,5	Linie 500,8	—
64° 38' 48"	500,4	500,2	Linie 500,4	—
64° 40' 14"	499,5	499,3	—	—
64° 41' 26"	498,9	498,7	—	—
64° 59' 16"	489,6	489,5	annähernd 489,2	Linie
65° 2' 32"	488,1	—	Linie 488,2	—
65° 6' 4"	486,3	485,8	Linie 486,4	—

## F u n k e n s p e c t r u m.

Ablenkung	Wellenlänge nach		Angabe ob die Linie sich schon findet im	
	Wüllner	Thalén	Linienpectrum	Bandenspectrum
65° 9' 12"	484,8	484,9	—	—
65° 18' 24"	480,5	480,3	—	—
65° 21' 36"	479,0	478,8	—	—
65° 28' 36"	478,1	477,8	—	—
65° 55' 22"	464,5	464,4	annähernd 464,7	annähernd rechter Rand 464,9
65° 58' 40"	463,2	463,0	Linie 463,2	—
66° 0' 24"	462,4	462,1	Linie 462,2	—
66° 2' 34"	461,5	461,3	—	Linie 461,4
66° 3' 48"	461,0	460,7	Linie 461,0	—
66° 6' 00"	460,2	460,1	Linie 460,2	—
—	—	—	Linie 455,5	—
66° 31' 41"	450,8	453,0	—	annähernd Maxim. 450,2
66° 49' 00"	444,8	444,7	—	—

Eine Vergleichung der von mir gefundenen Wellenlängen mit den Angaben des Herrn Thalén zeigt eine gute Uebereinstimmung; die von mir gefundenen Wellenlängen sind im Allgemeinen ein paar Einheiten der Decimalstelle grösser, ein Unterschied, der zum grössten Theil daher rühren wird, dass ich zur Berechnung der Wellenlängen etwas andere Werthe für  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  zu Grunde gelegt haben, wie sie ohne Zweifel den Bestimmungen des Herrn Thalén zu Grunde liegen. Die vorhin angegebenen von mir zur Berechnung verwandten Werthe sind die für  $H_\alpha$  und  $H_\beta$  die im zweiten Bande meiner Experimentalphysik p. 136 aus allen vorliegenden Messungen gezogenen Mittelwerthe, für  $H_\gamma$  das Mittel der Beobachtungen von Ångström, van der Willigen und Ditscheiner (Experimentalphysik Bd. II p. 431), während die Bestimmungen des Herrn Thalén ohne Zweifel auf den Zahlen Ångström's beruhen, welcher

$$H_\alpha = 656,2 \quad H_\beta = 486,0 \quad H_\gamma = 434,0$$

angibt.

Innerhalb der genauer von mir untersuchten Strecke des Spectrums von der Wellenlänge 571,5 an, zeigt somit das Funkenspectrum etwa 40 Linien. Von denselben sind wenigstens mit grosser Annäherung acht auch in dem voll ausgebildeten Bandenspectrum als Maxima oder als Linien bestimmt. Grösser ist die Zahl der Coincidenzen mit den Linien des bei geringer Gasdichte sich zeigenden Linienspectrums, volle oder doch sehr annähernde Coincidenz zeigt sich bei 19 Linien, also etwa der Hälfte, von denen vier in allen drei Formen des Spectrums beobachtet sind. Voll übereinstimmend sind gerade die hellsten Linien der beiden Linienspectra. Dieselben sind die im gelbgrünen liegenden 563,4, 567,1 die aus der früher im Speciellen besprochenen grünen Cannelirung sich entwickelnden 500,7 und 500,4, sowie die aus der blauen Cannelirung sich entwickelnde 463,2.

Zwischen den beiden Linienspectris zeigt sich, wenn auch nicht in den einzelnen Linien, so doch in anderer Beziehung noch eine weitere Uebereinstimmung. Plücker und Hittorf unterscheiden in dem Linienspectrum des Stickstoffs 5 Hauptgruppen, zwischen denen noch einzelne Linien liegen. Von diesen 5 Gruppen fallen diejenigen von II bis V in den hier genauer untersuchten Theil des Spectrums. Die Gruppen sind

Gruppe II zwischen den Wellenlängen 577—567

„ III „ „ „ 555—545

Zwischen Gruppe III und IV liegen drei Linien 535,6, 534,4, 532,3 und weiter zwei Linien 518,1 und 517,6.

Gruppe IV zwischen den Wellenlängen 508—499

Zwischen Gruppe IV und V liegen zunächst 4 Linien von 489,6—484,8 und weiter drei Linien 480,5, 479,0, 478,1.

Gruppe V zwischen den Wellenlängen 464,5—460,2

Alle diese Gruppen liegen an Stellen des Spectrums, wo auch das aus dem Bandenspectrum sich entwickelnde

Linienpectrum sehr reich ist. So zunächst die hellsten Linien der Gruppe II finden sich als solche schon in dem Rest des Bandenspectrums. Gruppe III besteht aus 7 Linien, die drei ersten 555,5, 554,7, 553,8 liegen zwischen den Linien 556,6 und 553,6, zwischen denen bei der Dichtigkeit, bei welchen diese Linien gemessen wurden, noch ein schwach helles Feld sichtbar ist. Auch zwischen 553,6 und 548,9 ist noch ein schwach helles Feld zu sehen und ein noch helleres zwischen 548,9 und 542,4. Die Gruppe III entspricht also einem noch bei der geringen Dichte sichtbaren Felde. Die ersten drei zwischen Gruppe III und IV liegenden Linien finden sich dort, wo auch in dem vom Bandenspectrum übrig bleibenden Spectrum mehrere Linien 534,3 und 533,3 und 531,3 gemessen wurden, die beiden Linien 518,1 und 517,6 sind die Auflösung der bei 518,3 gemessenen und bei der Beobachtung als verwaschen bezeichneten Linie. Gruppe IV liegt an der im §. 9 näher besprochenen Stelle des Spectrums, deren Variabilität eine so auffallende ist. Die vier Linien 489,6—484,4 sind zum Theil schon in dem Reste des Bandenspectrums vorhanden, zum Theil gegen dort vorhandene nur wenig verschoben, indem sich in demselben an dieser Stelle zwischen 492 und 485 sechs Linien finden. Ebenso liegen die drei Linien 480,5—478 in einem Gebiete, in welchem auch der Rest des Bandenspectrums an Linien reich ist. Gruppe V schliesslich ist fast ganz schon in dem aus dem Bandenspectrum bleibenden Linienpectrum vorhanden, sie entspricht der im §. 10 genauer besprochenen blauen Partie.

Es folgt somit, dass das Linienpectrum sich im Wesentlichen an den Stellen ausbildet, welche schon bei allmählicher Verdünnung des Stickstoffs die stärkste Veränderlichkeit zeigen und schon in dem aus dem Bandenspectrum sich entwickelnden Linienpectrum am reichsten sind.

§. 14.

Der in dem Vorigen dargestellte Verlauf der Spectralerscheinungen des Stickstoffs, wenn man in hinreichend engen Röhren das Gas allmählig verdünnt, zeigt somit genau die nach dem Kirchhoff'schen Satze sich ergebenden Aenderungen, je geringer die Zahl der leuchtenden Moleküle wird, um so mehr zieht sich das Spectrum zusammen in eine Anzahl heller Linien.

Gleichzeitig kann man aber bei abnehmender Gasdichte direkt verfolgen, wie in Folge der bei wachsender Verdünnung und deshalb wachsendem Widerstande gesteigerten Temperatur die Helligkeitsmaxima ihre Lage ändern, wie die in dem ausgebildeten Bandenspectrum vorhandenen Maxima zurücktreten, wie die Linien an Stellen zweiter und dritter Maxima auftreten oder an gleichmässig beleuchteten Stellen der Cannelirungen. Nimmt man nun weiter hinzu, dass die Linien des Funkenspectrums gegen die des ersten Linienspectrums nicht mehr verschoben sind als die letztern gegen die Maxima des Bandenspectrums, so kann es wohl nicht zweifelhaft sein, dass wir in den verschiedenen Formen des Stickstoffspectrums nichts Anderes vor uns haben als das der jedesmaligen Temperatur, Dicke und Dichte des strahlenden Gases entsprechend ausgesandte Licht, und dass es einer neuen Hypothese zur Erklärung der Spectralerscheinungen nicht bedarf.

Aachen, den 8. April 1879.

---