



Die „Sammlung Vieweg“ hat sich die Aufgabe gestellt, Wissens- und Forschungsgebiete, Theorien, chemisch-technische Verfahren usw., die im Stadium der Entwicklung stehen, durch zusammenfassende Behandlung unter Beifügung der wichtigsten Literaturangaben weiteren Kreisen bekanntzumachen und ihren augenblicklichen Entwicklungsstand zu beleuchten. Sie will dadurch die Orientierung erleichtern und die Richtung zu zeigen suchen, welche die weitere Forschung einzuschlagen hat.

Als Herausgeber der einzelnen Gebiete, auf welche sich die Sammlung Vieweg zunächst erstreckt, sind tätig, und zwar für:

**Physik** (theoretische und praktische, und mathematische Probleme):

Herr Geh. Reg.-Rat Professor Dr., Dr.-Ing. E. h. **Karl Scheel**, Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Charlottenburg;

**Chemie** (Allgemeine, Organische und Anorganische Chemie, Physikal. Chemie, Elektrochemie, Technische Chemie, Chemie in ihrer Anwendung auf Künste und Gewerbe, Photochemie, Metallurgie, Bergbau):

Herr Professor Dr. **B. Neumann**, Techn. Hochschule, Breslau;

**Technik** (Wasser-, Straßen- und Brückenbau, Maschinen- und Elektrotechnik, Schiffsbau, mechanische, physikalische und wirtschaftliche Probleme der Technik):

Herr Professor Dr.-Ing. E. h. **Fritz Emde**, Techn. Hochschule, Stuttgart.

---

### *Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“*

- Heft 18. Dr. Erich Hupka: *Die Interferenz der Röntgenstrahlen.*
- Heft 19. Prof. Dr. Robert Kremann: *Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen.* Mit 20 Abbildungen. M. 2,50.
- Heft 20. Dr. Erik Liebreich: *Rost und Rostschutz.* Mit 22 Abbild. M. 3,25.
- Heft 21. Prof. Dr. Bruno Glatzel: *Elektrische Methoden der Momentphotographie.* Mit dem Bild des Verfassers und 51 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 22. Prof. Dr. med. et phil. Carl Oppenheimer: *Stoffwechselfermente.* M. 2,50.
- Heft 23. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane.* 3. gänzlich umgearb. Auflage, erschien als Bd. 66 unserer Sammlung „Die Wissenschaft“.
- Heft 24. Dr. W. Fahrion: *Die Härtung der Fette.* 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 5 Abbildungen. M. 6,—.
- Heft 25. Prof. Dr. A. Wassmuth: *Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik.* 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 26. Dr. A. Lipschütz: *Zur allgemeinen Physiologie des Hungers.* Mit 39 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 27. Prof. Dr. C. Doelter: *Die Farben der Mineralien, insbesondere der Edelsteine.* Mit 2 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 28. Dr. W. Fahrion: *Neuere Gerbmethoden und Gerbethorien.* M. 4,50.

# Wellenlängenmessungen des Lichtes im sichtbaren und unsichtbaren Spektralbereich

von

**Dr. Paul Eversheim**

a. o. Professor der Physik an der Universität Bonn



Mit 28 Figuren

---

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

ISBN 978-3-663-00879-8      ISBN 978-3-663-02792-8 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-663-02792-8

---

---

Herausgeber dieses Heftes:  
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. e. h. Karl Scheel, Berlin

---

---

Alle Rechte vorbehalten

## Vorwort.

Das Wesen des Lichtes hat von jeher die Menschheit mit dem lebhaftesten Interesse erfüllt, und in rastloser Forscherarbeit gelang es dem drängenden Geist, die inneren Vorgänge der Lichtemission zu ergründen, den Schwingungszustand und die Art der Schwingungen zu klären, und so nach und nach manches der Rätsel zu lösen, die uns die Natur in so reichem Maße bietet. Aber mit zunehmender Erkenntnis stellten sich immer wieder neue Rätsel, deren Lösung den Forscher tiefer und tiefer in das Gebiet der kleinsten Teilchen hineinführte, deren wunderbares Spiel in dem gesetzmäßigen Bau der Spektren in überraschender Weise zum Ausdruck kommt.

In diesem rhythmischen Spiel führt jedes Teilchen eine bestimmte Bewegung aus, deren regelmäßige Schwingung das charakteristische Merkmal für die Wellenlänge des Lichtes ist. Kein Wunder daher, daß sich die Wissenschaft mit der Kenntnis dieser fundamentalen Größe seit langem beschäftigt hat, den Wellenlängenbegriff fest formulierte und als Maß eine feste Einheit aufstellte.

Immer dringender stellte sich dabei das Bedürfnis heraus, größere Meßgenauigkeit bezüglich der Wellenlänge zu erlangen, und alles, was damit im Zusammenhang steht, bildet heute eine wichtige Tagesfrage. Der freundlichen Aufforderung des Herausgebers der „Sammlung Vieweg“ (Abteilung Physik) folgend, habe ich im vorliegenden Bändchen versucht, auch dem Fernerstehenden einen Einblick in den gegenwärtigen Stand der Angelegenheit zu geben. Es schien mir dabei wertvoll zu sein, ältere Arbeiten kurz zu erwähnen und daran anknüpfend die Weiterentwicklung bis in die neueste Zeit hinein darzulegen. Ältere Arbeitsmethoden mit Prisma und Gitter durfte ich als bekannt voraussetzen; dagegen glaubte ich bei den Interferenzmethoden, deren Entwicklung einer neueren Zeit angehört, länger verweilen zu müssen, namentlich, da diese in ihren Einzelheiten nicht so einfach zu übersehen sind und die interessantesten optischen Phänomene enthalten, deren sich die neuzeitliche Meßtechnik bedient.

Die wichtige Frage des Wellenlängen-Normalsystems mußte eingehend behandelt werden; ausführliche Tabellen geben das Zahlenmaterial an Hand, sie zeigen was bis heute erreicht ist und wo es noch fehlt.

Der ultrarote und ultraviolette Teil des Spektrums, sowie das Gebiet der Röntgenstrahlen sind in besonderen Abschnitten behandelt. Hier war das Bestreben vorherrschend, einen möglichst umfassenden Überblick über das zu geben, was die Forschung zuwege gebracht hat.

Bonn, im Dezember 1925.

P. Eversheim.

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung . . . . .	1
I. Allgemeine Übersicht . . . . .	3
Prisma, Gitter. Ältere Messungen. Rowlandsches Konkavgitter. Rowlandsches Wellenlängensystem. Notwendigkeit einer Revision der Rowlandschen Normalen. Neumessungen und Korrektionskurven . . . . .	3—10
II. Methoden zur exakten Bestimmung der Wellenlängen	10
Die Gittermethode, ihre Vorzüge und Nachteile. Die Interferenzmethode und ihr Anwendungsgebiet. Nachprüfung der Wellenlänge der roten Cadmiumlinie. Theorie der versilberten Luftschicht. Etalon oder optischer Maßstab. Etalon der keilförmigen Schicht. Interferometer. Zahlenwert der Primärnormalen . . . . .	10—30
III. Das internationale Wellenlängen-Normalsystem . .	30
Normale zweiter Ordnung (Sekundärnormale) auf Grund interferometrischer Messungen. Anwendung der Interferenzmethode für größere Spektralbereiche. Schwierigkeit bei Vergleich entfernt liegender Linien infolge des Phasensprunges. Die Resultate verschiedener Forscher, ihr Vergleich als Kriterium für die Genauigkeit der Zahlen. Das internationale System gemäß Beschluß der Sonnenunion in Bonn 1913 . . . . .	30—41
IV. Weiterer Ausbau des Normalsystems . . . . .	42
Neubildung der internationalen Kommission. Beschlüsse der international astronomical commission in Rom 1922. Der Pfundbogen, die Vakuumlampe. Neumessungen und Kontrolle des internationalen Systems. Arbeiten der Amerikaner, Beitrag Deutschlands zur Normalienfrage. Normale dritter Ordnung	42—80
V. Der ultraviolette und ultrarote Teil des Spektrums	80
Das äußerste Ultraviolett, Schumannstrahlen, Lyman und Millikan. Der langwellige Spektralbereich. Thermosäule und Bolometer. Die Rubensschen Reststrahlen; Quarzlinsenmethode . . . . .	80—88
VI. Die Röntgenspektroskopie . . . . .	89
Entdeckung Laues. Braggsche Methode, das Sinusgesetz. Schneidemethode. Die Lochkamera. Vakuumspektrometer. Röntgenröhren für spektroskopische Zwecke. Gesetzmäßiger Bau der Spektren, die <i>K</i> -, <i>L</i> -, <i>M</i> -, <i>N</i> -Serie. Normalsystem	89—108

## Einleitung.

Bekanntlich wird das Licht als ein Schwingungszustand des sogenannten Äthers aufgefaßt; es pflanzt sich als Transversalwelle vom Erregerpunkt in den Weltenraum fort. Diese Wellenbewegung läßt sich graphisch in Form einer Sinuskurve darstellen, wobei jeder Punkt des Wellenzuges eine bestimmte Phase des Schwingungszustandes bedeutet. Betrachten wir zwei benachbarte Punkte gleicher Phase, so entspricht der zwischenliegende Teil des Kurvenzuges einer Wellenlänge des betreffenden Lichtstrahls. Die Länge einer Welle ist von der Lichtsorte abhängig, sie bewegt sich in ungeheuer weiten Grenzen. Die Kenntnis der Wellenlänge ist für die verschiedenen Gebiete der Wissenschaft und Praxis von größter Wichtigkeit, und ihre Messung ist seit Beginn der Lichtforschung Gegenstand eingehender Untersuchung gewesen. Mit zunehmender Erkenntnis und tieferem Eindringen in die Naturvorgänge nicht nur der irdischen, sondern der im gesamten Universum wuchs das Bedürfnis nach größerer Genauigkeit. Aber mit dem Wunsche nach größerer Genauigkeit verbindet sich die Notwendigkeit einer exakten Fassung des Wellenlängenbegriffs. So einfach es scheint, diese Frage zu beantworten, und so einfach tatsächlich die mathematische Definition ist, so ist eine völlige Klärung doch Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Gewiß entspricht einer Spektrallinie ein bestimmter Wert der Länge der Lichtwelle, die sie erzeugt, wenn es eben wirklich eine Linie ist. Wie sieht aber eine Spektrallinie in Wirklichkeit aus und wo hat sie ihren Schwerpunkt, der ihre Lage im Spektrum bestimmt? Seit Jahren ist bekannt, daß die Lage vieler Linien, ihre Schärfe oder Unschärfe, ihr symmetrischer Aufbau, ihre Homogenität und anderes mehr wesentlich abhängig sind von den Erzeugungsbedingungen, vom Druck, von der Anwesenheit fremder Gase, von elektromagnetischen Feldern, ungleicher Temperaturverteilung usw. Aus diesen Tat-



sachen folgt ohne weiteres, daß nur solchen Spektrallinien eine wohldefinierte Länge zukommt, deren Lage im Spektralbereich unter allen Umständen unveränderlich, d. h. von unkontrollierbaren Einflüssen völlig frei ist, es sei denn, daß deren Ursachen genau bekannt sind und berücksichtigt werden können (Aufspaltung im Magnetfeld, scheinbare Verschiebung durch Dopplereffekt usw.).

Welche Einheit man der Länge zugrunde legt, ist Sache der Zweckmäßigkeit und der Übereinkunft. Es war naheliegend, als Einheit das internationale Meter zu wählen; im Maße des Ur-meters wird die Wellenlänge zu einer absoluten Größe.

# Wellenlängenmessungen des Lichtes.

## I. Allgemeiner Überblick.

### 1. Ältere Messungen.

Seit Jahrhunderten ist bekannt, daß Licht im allgemeinen nicht aus einer einzigen bestimmten Strahlengattung besteht, vielmehr zusammengesetzt ist aus vielen einzelnen Strahlen von verschiedener Wellenlänge. Newton zerlegte im Jahre 1666 das Sonnenlicht in seine Bestandteile, indem er die verschiedenartige Brechung der im Sonnenlicht vereinigten Strahlen benutzte, um diese zu trennen. Als brechendes Medium diente ihm ein prismatischer Körper aus Glas, das sogenannte Prisma. Er gelangte so zur Aufstellung der bekannten Farbenskala rot bis violett des weißen Lichtes. Viel später, im Anfang des 19. Jahrhunderts, wurde durch Fraunhofer ein anderes Mittel in die Wissenschaft eingeführt, um das Licht in seine Bestandteile aufzulösen: das Beugungsgitter<sup>1)</sup>. Hier beruht die Zerlegung des Lichtes auf Beugung und Interferenz. Das Gitter weist dem Prisma gegenüber mancherlei Vorteile auf; das mit diesem entworfene Spektrum zeigt keine einfache Beziehung zwischen Wellenlänge und Ablenkung der gebrochenen Strahlen, „der Dispersion“, diese ist vielmehr im langwelligen Teile des Spektrums viel geringer als im kurzwelligen, wohingegen bei dem Beugungsgitter die Ablenkung proportional der Dispersion erfolgt, wir erhalten ein sogenanntes normales Spektrum. Das Gitter bietet somit ein weitaus besseres Mittel zur Untersuchung des Lichtes, nicht nur um Spektren der verschiedenen Lichtquellen zu erforschen, sondern vor allem um die Wellenlänge der einzelnen Strahlen zu messen. Namentlich in denjenigen Gebieten der Emission, wo die Strahlen dem Auge nicht wahrnehmbar sind, im unsichtbaren

---

<sup>1)</sup> J. Fraunhofer, Gilberts Ann. 74, 337, 1821.

ultravioletten und ultraroten Teile des Spektrums leistet das Gitter der Wissenschaft die wertvollsten Dienste. Gleichwohl ist auch das Prisma für gewisse Spezialuntersuchungen nicht zu entbehren, wir werden uns damit in einem späteren Abschnitt noch eingehender beschäftigen.

Während man bei den Prismenapparaten durch Kombination verschiedener Glassorten oder sonst geeigneter durchsichtiger Medien und Anhäufung der Prismen ihre Leistungsfähigkeit zu erhöhen suchte, hat sich das Beugungsgitter zu immer größerer Vollkommenheit entwickelt. Fraunhofer stellte seine ersten Gitter aus feinen Drähten her, die einander parallel ausgespannt wurden. Diese Gitter konnten zur Wellenlängenmessung benutzt werden, wenn es sich um Spektren mit geringer Linienzahl handelte. In der Tat hat schon Fraunhofer absolute Bestimmung der Wellenlängen mit diesem Hilfsmittel unternommen. Es versagte jedoch bei linienreichen Spektren, da die Dispersion zu gering war. Aus der Theorie der Gitter geht hervor<sup>1)</sup>, daß die Dispersion mit der Zahl der Furchen pro Längeneinheit der geteilten Fläche zunimmt; es bedurfte indessen noch geschickter Hände und langwieriger Versuche, entsprechende Teilmaschinen zu konstruieren, die die Aufgabe lösten, Hunderte von Linien pro Millimeter von mathematisch gleichem Abstand auf die Fläche des Gitters zu ritzen.

Kirchhoff<sup>2)</sup> veröffentlichte im Jahre 1861 einen Atlas über den sichtbaren Bereich des Spektrums. Da er aber zu seiner Untersuchung einen Prismenapparat benutzte, so hatten seine Normallinien nur einen bedingten Wert, denn sie bezogen sich auf eine willkürliche Skala, die mühevoll Umrechnung notwendig machte. Einige Jahre später entwarf Ångström<sup>3)</sup> das erste normale Spektrum auf Grund seiner Beobachtungen mit dem Gitter. Es bedeutete einen großen Fortschritt, als um jene Zeit die Photographie in den Dienst der Wissenschaft gestellt wurde. Nicht allein gestalteten sich die Arbeiten weniger mühevoll, man konnte nun auch die Untersuchung weit auf den ultravioletten Teil ausdehnen und dort Messungen vornehmen. So erweiterte Cornu den Ångströmschen Atlas bis zur Wellenlänge 2948 Å.-E.<sup>4)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Näheres siehe in Kaysers Handb. d. Spektroskopie 1.

<sup>2)</sup> G. Kirchhoff, Abhandl. d. Berl. Akad. d. Wissensch. 1861.

<sup>3)</sup> A. J. Ångström. Upsala, Schultz, 1868.

<sup>4)</sup> Å.-E., die Ångströmsche Einheit =  $1 \cdot 10^{-7}$  mm.

## 2. Das Rowlandsche Konkavgitter.

Die eigentliche Grundlage der Spektroskopie schuf aber Rowland, der im Jahre 1888 in verbesserter Auflage einen Atlas des Sonnenspektrums herausgab. Rowland befaßte sich seit 1881 mit dem Bau optischer Gitter, die er mittels der eigens zu diesem Zwecke von ihm konstruierten Teilmaschine zu hoher Vollendung entwickelte. Durch die Erfindung seiner Konkavgitter schuf Rowland ein spektroskopisches Hilfsmittel von außerordentlicher Bedeutung. Diese Gitter wurden auf eine Fläche geteilt, die als Hohlspiegel ausgebildet war und bis zu 800 Furchen pro Millimeter aufwies. Im reflektierten Lichte tritt nach bekannten Gesetzen die Gitterwirkung auf, während gleichzeitig der Hohlspiegel ein scharfes Spektrum liefert. Zu seinen klassischen Versuchen benutzte Rowland<sup>1)</sup> ein großes Konkavgitter von etwa 6 m Krümmungsradius, für das er eine besondere Aufstellung entwarf. Als Einheit für die Wellenlänge diente das  $\mu\mu$ , d. h. ein millionstel Millimeter<sup>2)</sup>. Seine ausgezeichneten Aufnahmen umfaßten das Gebiet 300 bis 700  $\mu\mu$ , ausgebreitet erstreckt sich das so erhaltene Spektrum über eine Länge von 12 m. Da es sich um ein normales Spektrum handelte, brachte Rowland am Fuße des Liniensystems eine Skala an, deren Teilung als Einheit das  $\mu\mu$  zugrunde gelegt war, und deren Maß er auf Grund der von ihm ersonnenen Koinzidenzmethode gewann. Die Teilung gestattete  $\frac{1}{100}$  mm noch mit Sicherheit abzulesen, so daß man mit der gleichen Genauigkeit die Wellenlänge der einzelnen Linien relativ zueinander bestimmen konnte. Um ihre Werte absolut festzustellen, wählte Rowland einen mittleren Wert der Linie  $D_1$  aus dem Natriumspektrum 589.6156  $\mu\mu$  für eine Temperatur von 20° und bei Atmosphärendruck.

Über ein Jahrzehnt bildete der Rowlandsche Sonnenatlas die Grundlage aller spektroskopischen Untersuchungen, und wenn sich auch bald herausstellte, daß der angenommene Wert von  $D_1$  der Wirklichkeit nicht entsprach, so war dieser Umstand nicht von Belang, da es ein leichtes war, die Linien auf den wahren Wert umzurechnen. Die französischen Physiker Fabry und Perot<sup>3)</sup> wiesen indessen im Jahre 1902 nach, daß auch die relativ errechneten Werte weit größere Abweichungen zeigten, als dies Rowland angenommen hatte.

---

<sup>1)</sup> H. A. Rowland, Amer. Journ. **3**, 26, 1883.

<sup>2)</sup> Nach dem Vorschlag von H. Kayser 1883.

<sup>3)</sup> Ch. Fabry und A. Perot, Ann. Chim. Phys. (7) **25**, 98, 1902.

### 3. Notwendigkeit einer Revision der Rowlandschen Normalen.

Inzwischen hatte die Atomforschung mächtig eingesetzt. Der Bau der Molekel und das geheimnisvolle Spiel ihrer kleinsten Teilchen, ihr Anteil an der Lichtemission und an den elektrischen Erscheinungen war Gegenstand scharfsinniger Überlegungen und geistreicher Experimente. Indem man aber immer tiefer in die Materie einzudringen suchte, deren Feinheit wie nirgendwo sonst in der Struktur der Spektrallinien und im Bau der Spektren sich offenbarte, wuchs das Bedürfnis nach einer genaueren Wellenlängenskala, als sie der Rowlandsche Atlas besaß, und man stellte die Forderung, daß durch Neumessung die mutmaßliche Genauigkeit der Rowlandschen Zahlen womöglich noch übertroffen wurde, oder aber daß man die Zahlen einer Revision unterzog, um einen Ausgleich der dort vorkommenden periodischen Fehler herbeizuführen, und um zu einem allgemein gültigen Normalsystem zu gelangen.

Das Wellenlängen-Normalsystem bildet die Grundlage für alle spektroskopischen Messungen, es muß daher mit großer Sorgfalt aufgestellt werden. Bei dem internationalen Charakter der wissenschaftlichen Forschung ist es in hohem Maße wünschenswert, daß ein einheitliches und einziges System besteht, dessen Normalen mit großer Genauigkeit bestimmt sind, sich auf Linien beziehen, die als „stetig“ oder „stabil“ anerkannt sind und einem Gitterspektrum entstammen, das in möglichst einfacher Weise jederzeit reproduzierbar ist. Leider ist indessen die Forderung nach Einheitlichkeit bis heute noch nicht erfüllt. Die Gründe dafür sind verschiedener Art. Bis zur Aufstellung des „internationalen Normalsystems“ legte man den Messungen die Arbeiten von Rowland zugrunde. Wie oben bemerkt, lieferte der Rowlandsche Atlas nicht die Genauigkeit, wie Rowland sie angenommen, es zeigte sich vielmehr, daß das System mit nicht unerheblichen periodischen Fehlern behaftet ist. Hier Wandel zu schaffen, konnten, wie schon erwähnt, zwei Wege eingeschlagen werden: entweder man brach gänzlich mit dem alten Zahlenmaterial und stellte ein ganz neues System auf, oder aber man konnte versuchen, die Fehler des alten Systems durch Aufstellung von Korrektortabellen und Kurven auszugleichen. Rein sachlich stehen sich hier, wie in ähnlichen Fällen, Vorteile und Nachteile gegenüber. Aber auch von anderen Gesichtspunkten aus betrachtet, mußte es schwer fallen, die Entscheidung zu treffen.

So wird man unterscheiden müssen zwischen dem, was den Astrophysikern als wünschenswert erscheint, und den Zielen, die sich die reine Physik setzt. Es ist aber wohl verständlich, daß der Astrophysiker den Sonnenatlas zugrunde legen wird, um so mehr, als für ihn zahlreiches Material vorliegt, das auf dem Rowlandschen Normalsystem beruht und sich auf Aufnahmen bezieht, die überhaupt nicht mehr reproduzierbar sind. Für den Physiker sind diese Gesichtspunkte nicht so gewichtig, er verlangt in erster Linie ein zuverlässiges System, das ihm leichtes Arbeiten gestattet; zweifellos aber wird auch hier der Mangel an Einheitlichkeit recht störend empfunden, zumal wenn es sich darum handelt, älteres Zahlenmaterial zu benutzen, das sorgfältigen Arbeiten entstammt.

#### 4. Neumessungen und Korrektur der Rowlandschen Normalen.

Die gänzliche Neubestimmung von Normalen bedeutet an sich einen Bruch mit dem alten System und dem zahlreichen auf ihm basierenden Material. Es war daher unvermeidlich, durch Einführung eines Zwischengliedes den fehlenden Zusammenhang beider Systeme zu überbrücken. Hartmann<sup>1)</sup> hat zu diesem Zwecke die in den Jahren 1895 bis 1897 erschienenen Rowlandschen Tabellen des Fraunhoferschen Sonnenspektrums und die an die Rowlandschen Bogenlinien anschließenden Kayzerschen Normalen<sup>2)</sup> eingehend untersucht und vorgeschlagen, das neu aufzustellende internationale System möglichst nahe an das zu korrigierende Rowlandsystem anzuschließen, so daß der erhebliche Unterschied von 0.2 Å.-E. auf etwa den hundertsten Teil reduziert wird. Daß dieser Vorschlag nicht angenommen wurde, ist bekannt, es waren auch zur Zeit der internationalen Beschlüsse noch umfangreiche Arbeiten im Gange, die das Rowlandsystem zugrunde legten: so erschien im Jahre 1911 eine neue Auflage des zweibändigen Werkes von Exner und Haschek<sup>3)</sup> über die Spektren der Elemente, in dem alle Messungen auf das Rowlandsystem bezogen sind.

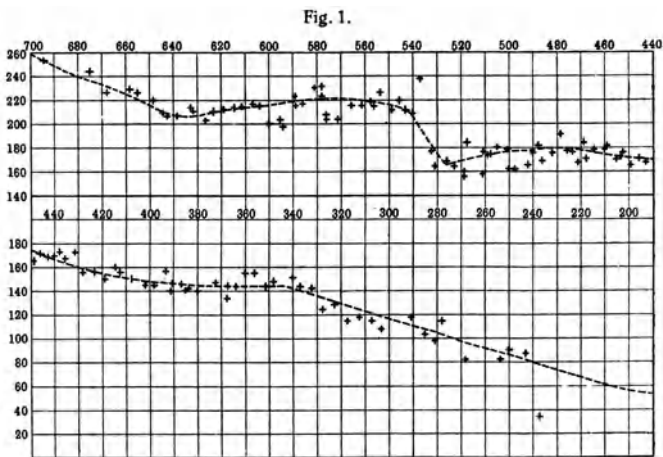
---

<sup>1)</sup> J. Hartmann, Eine Revision des Rowlandschen Wellenlängen-Normalsystems. Zeitschr. f. wiss. Phot. 1, 215, 1903.

<sup>2)</sup> H. Kayser, Normalen aus dem Bogenspektrum des Eisens. Ann. d. Phys. (4) 3, 195, 1900.

<sup>3)</sup> F. Exner und E. Haschek. Leipzig, Deuticke, 1911.

Im 6. Bande seines Handbuchs der Spektroskopie aus dem Jahre 1912 bringt Kayser eine Tabelle über interferometrisch gemessene Linien — meist internationale Normale —, die Rowlandschen Normalen aus dem Sonnenspektrum und die Differenz zwischen beiden. Die Zahlen benutzt er zur Konstruktion der folgenden Korrektionskurve, die in dem Bereich von 700 bis 200  $\mu\mu$  eine Umrechnung des Rowlandsystems auf das internationale System gestattet<sup>1)</sup>; nach Kayzers Angaben lassen sich daraus Korrekturen bis auf  $1/100$  Å.-E. ermitteln.



Korrektionskurve nach Kayser.

Einige Jahre später hatte auch Hartmann die oben erwähnten Untersuchungen an den Rowlandschen und Kayzerschen Normalen beendet und den Anschluß an das internationale System durch Bekanntgabe seines sorgfältig durchgearbeiteten Zahlenmaterials ermöglicht<sup>2)</sup>. Der weiteren Entwicklung Rechnung tragend, hat er dann die bis dahin vorliegenden Normalen zweiter und dritter Ordnung aus dem Bogenspektrum des Eisens gemittelt und ihre Beziehung zum internationalen und dem Rowlandsystem in Tabellen zusammengestellt. Das Material diente ihm dann zur Aufstellung der folgenden Korrektionskurven. Die erste Kurve bezieht sich auf die Ver-

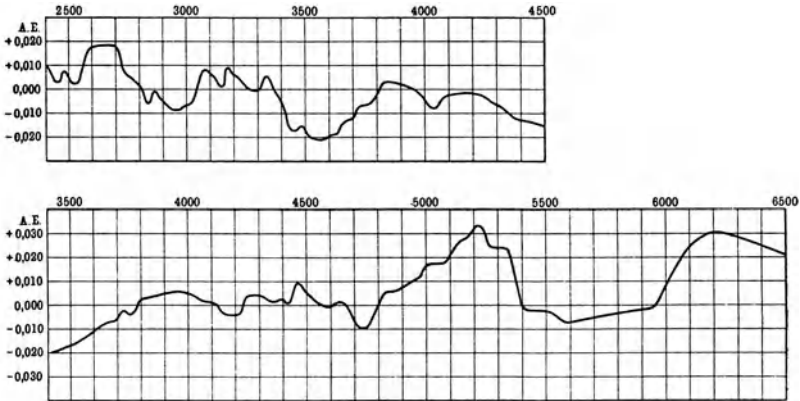
<sup>1)</sup> Die Ordinatenwerte sind als Bruchteile der Å.-E. von den Werten der Wellenlänge abzuziehen.

<sup>2)</sup> J. Hartmann, Astron. Mitteil. der k. Sternwarte 19, Göttingen 1916.

besserung des Kayzerschen Systems auf das I. A.-System (s. u.), die folgende auf die des Rowlandschen Systems<sup>1)</sup>.

In der gleichen Absicht, ein einheitliches Normalsystem zu schaffen, gingen inzwischen die Arbeiten für die gänzliche Neu-aufstellung für Wellenlängentabellen nebenher. Anlaß dazu boten die Beschlüsse der internationalen Union für Sonnenforschung, die im Jahre 1905 in Oxford ihre erste Sitzung hielt. Die Bezeichnung  $\mu\mu$  als Einheit der Wellenlänge wurde verlassen und an ihre Stelle trat die internationale Ångströmsche Einheit:

Fig. 2.



Hartmannsche Korrekturkurven.

I. A. =  $1 \cdot 10^{-7}$  mm. Als „Primärnormale“ (primary standard) sollte die in den Jahren 1890/95 von Michelson bestimmte rote Linie aus dem Spektrum des Cadmiumdampfes genommen werden, die bei Nachprüfung des Meters mit außerordentlicher Sorgfalt und Genauigkeit gemessen wurde. Ferner sollten in Intervallen von etwa 50 Å.-E. aus dem Eisenspektrum über einen möglichst großen Bereich desselben Normallinien zweiter Ordnung, die sogenannten Sekundärnormalen (secondary standards), bezogen auf die rote Cadmiumlinie, aufgestellt werden mit der Forderung, daß diese Messungen in drei verschiedenen Ländern unabhängig voneinander erfolgten. Diese Arbeiten wurden in Frankreich, Deutsch-

<sup>1)</sup> Hier ist die Verbesserung des Rowlandschen Systems auf das von Hartmann vorgeschlagene „Mittlere Rowland System“ gegeben, das streng relativ und von den fortschreitenden Fehlern befreit ist.



land und in Amerika in Angriff genommen. Endlich sollten sich an die Sekundärnormalen, möglichst zahlreich zwischen ihnen verteilt, noch Normale dritter Ordnung (tertiary standards) aus dem Eisenspektrum anschließen, so daß man über ein ergiebiges und ausgedehntes Gebiet von Normalen verfügt.

## II. Methoden zur exakten Bestimmung der Wellenlängen des Lichtes.

### 1. Das Gitter und die Interferenzmethode.

Zur exakten und systematischen Durchforschung des Spektralgebiets verfügt die Wissenschaft heute über zwei wesentliche Mittel, die auf verschiedenem Wege zum Ziele führen. Das erste ältere Mittel bietet das Gitter, das zweite gründet sich auf die Interferenzerscheinungen an planparallelen Platten. Man wird sich die Frage vorlegen, welche Methode dem beabsichtigten Zwecke am besten entspricht und die Vorzüge und Nachteile beider gegeneinanderhalten. Als man erkannte, daß die Rowlandschen Zahlen der Wellenlängennormalen mit erheblichen Fehlern behaftet waren, war man geneigt, den Grund unvollkommenen Eigenschaften des Gitters und zumal der Koinzidenzmethode zuzuschreiben, und so kam es, daß die Meinungen über die Verwendbarkeit des Gitters, zumal unter Verwendung der Koinzidenzmethode, erheblich auseinandergingen. Und doch zeigen viele bedeutende Arbeiten auf diesem Gebiet, daß gerade diese Methode unter den Händen geschickter und erfahrener Beobachter ausgezeichnete Resultate lieferte, die es nahe legen, ihre Anwendung ohne weiteres auch zur Bestimmung von Sekundärnormalen zu empfehlen. Auf jeden Fall besitzt die Gittermethode den großen Vorzug der Einfachheit, und wenn sie auch sorgfältige Justierung des Gitters fordert, die einen geübten Arbeiter tagelang in Anspruch nehmen mag, so sind diese Arbeiten doch ganz wesentlich einfacher, als sie die Interferenzmethode beansprucht.

Die Interferenzmethode eignet sich als solche zunächst nur zu Spezialuntersuchungen, d. h. sie dient zum Studium engbegrenzter Spektralbereiche und besonders einzelner Linien. Dafür besitzt sie aber den großen Vorzug eines wohl unübertroffenen Auflösungsvermögens, das ihr infolge der erzielbaren äußerst hohen Gangunterschiede als besondere Eigenschaft zukommt. Zweifellos ist dies ein Vorzug, der hoch eingeschätzt werden muß, wenn es sich

um die Auswahl stabiler Linien handelt, zur Aufstellung eines Normalsystems. Linien zweifelhaften Charakters, die bei Gitteraufnahmen einwandfrei erscheinen mögen, werden automatisch von den wirklich einwandfreien abgesondert. Indessen ist, wie schon gesagt, das Arbeiten mit dem Interferenzapparat nicht so einfach und zur Bestimmung der Wellenlängen vieler Linien zur Aufstellung eines Normalsystems überhaupt nur in Verbindung mit dem Gitter möglich.

Die Eigenschaften des Gitters und die sich daran anschließenden Arbeitsmethoden sind zu bekannt, als daß hier näher darauf eingegangen werden sollte. Anders verhält es sich mit der Interferenzmethode, deren Entwicklung einer verhältnismäßig jüngeren Zeit angehört und die in ihren Einzelheiten eine Fülle interessanter und zum Verständnis wichtiger optischer Phänomene enthält.

Im Jahre 1902 hatten Fabry und Perot<sup>1)</sup> eine Interferometermethode, die auf einer „versilberten Luftschicht“ beruht, herausgebildet, die, später verbessert, universelle Bedeutung erlangt hat. Und da sie in ihren Grundzügen bis in die neueste Zeit hinein zu den exakten Messungen benutzt wird, ist es notwendig, daß wir uns eingehend mit ihr befassen. Die Methode hat bei Nachprüfung des Urmeters wesentlich zur Sicherstellung der Fundamentalgröße des Wellenlängen-Normalsystems, der Primärnormalen, beigetragen.

## 2. Die Primärnormale.

Wir sahen schon, daß sich die Messung der Sekundärnormalen auf die Kenntnis der Wellenlänge der roten Cadmiumlinie, der „Primärnormalen“, stützt. Diese mußte daher mit absoluter Genauigkeit bestimmt werden. Der mühevollen Arbeiten unterzog sich bekanntlich in Paris während der Jahre 1890/94 der amerikanische Physiker Michelson<sup>2)</sup>. Der eigentliche Zweck dieser Arbeiten war zunächst nicht der, die Primärnormale festzustellen, es galt vielmehr, die Längeneinheit, das Meter auf eine feste unveränderliche Basis zu stellen. Bekanntlich definierte man nach einem schon im Jahre 1799 in Paris gefaßten Beschluß dieses „*mètre vrai et définitif*“ als den zehnmillionten Teil der Länge des Erd-

---

<sup>1)</sup> l. c. S. 5.

<sup>2)</sup> A. A. Michelson, Détermination expérimentale de la valeur du mètre en longueurs d'ondes lumineuses. Travaux et Memoires du Bur. intern. des Poids et Mes. 11, 1895.

meridianquadranten, der durch Paris geht und vom Äquator bis zum Nordpol der Erde reicht. Dieses Grundmaß wurde auf einen Platin-Iridiumstab übertragen und die Länge zwischen zwei haarscharfen Linien markiert. Der Stab befindet sich im Bureau internationale pour les poids et mesure in Sèvres bei Paris.

Schon in der ersten Hälfte des vorigen Jahrhunderts zeigte sich, daß die Messungen des Erdquadranten, auf die sich die Längeneinheit bezog, mit Fehlern behaftet waren; auch konnte man sich den Tatsachen nicht verschließen, daß die Vergleichslänge keine unveränderliche Größe darstelle, und das Bedürfnis nach einer feststehenden und unveränderlichen Grundeinheit, die auch nach Jahrtausenden noch zum Vergleich mit dem Urmeter herangezogen werden konnte, wurde immer dringender. Dieses Ziel setzte sich Michelson, indem er den Prototypmaßstab in Wellenlängen der roten Cadmiumlinie ausmaß.

Michelson benutzte zu seinen Untersuchungen eine sinnreich ersonnene Interferenzmethode, die er für diesen Spezialzweck zusammenstellte<sup>1)</sup>. Diese Methode hat indessen für allgemeine Untersuchungen praktisch keine Bedeutung erlangt. Wir dürfen uns hier mit der Mitteilung der Resultate begnügen. Michelson fand: in der Länge des Prototypmaßstabs oder des Urmeters sind enthalten 1553163.5 Wellenlängen der roten Cadmiumlinie, und daraus berechnet sich die Wellenlänge der roten Cadmiumlinie, bezogen also auf das Urmeter, bei 15<sup>0</sup> und 760 mm Druck zu

$$\lambda_{\text{rot}} = 6438.4722 \text{ \AA.-E.}$$

### 3. Nachprüfung der Primärnormalen, Theorie der „versilberten Luftschicht“.

Die sorgfältigen und mit unbeschränkten Mitteln von Michelson und seinem Mitarbeiter Benoît ausgeführten Untersuchungen legten es nahe, die Wellenlänge der roten Cadmiumlinie als Vergleichslinie für die Aufstellung eines Wellenlängen-Normalsystems zu wählen. Es war indessen wünschenswert, mit anderen Apparaten und durch andere Forscher eine Nachprüfung vorzunehmen, eine Aufgabe, die im Jahre 1907 die Franzosen Benoît, Fabry und Perot lösten; Apparate und Methoden seien im folgenden beschrieben.

<sup>1)</sup> Siehe auch die übersichtliche Darstellung von Scheel, Grundlagen der praktischen Metronomie in „Die Wissenschaft“, Bd. 36, S. 144. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.

Wir denken uns eine Strecke von der Länge  $L$ , die kleinere Größe von der Länge  $\lambda$  sei in ihr  $P$ -mal enthalten, so ergibt sich deren Länge einfach aus dem Quotienten

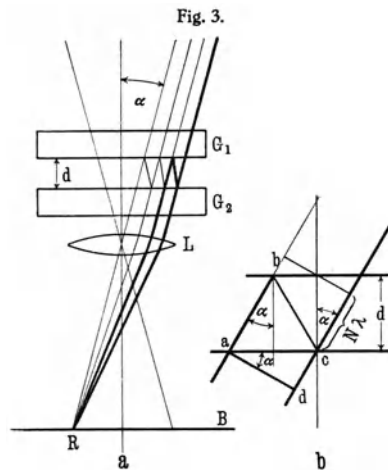
$$\lambda = \frac{L}{P}.$$

Auf den vorliegenden Fall angewandt, heißt dies: die Wellenlänge der roten Cadmiumlinie ist gleich der Länge des Prototypmaßstabs oder Urmeters, dividiert durch die Zahl, die uns angibt, wie oft die erwähnte Lichtwelle in ihr enthalten ist. Diese Zahl enthält einen wichtigen Begriff, man nennt sie die Ordnungszahl der betrachteten Lichtwelle, sie wird gewöhnlich mit dem Buchstaben  $P$  bezeichnet.

So einfach und selbstverständlich diese Beziehung ist, so schwierig ist ihre praktische Anwendung. Ja es scheint fast unmöglich, die Ordnungszahl einer so winzigen Größe, in bezug auf die die Strecke von 1 m eine ungeheure Länge darstellt, mit einer Genauigkeit festzustellen, daß man umgekehrt daraus die Wellenlänge des Lichtes bis auf

Bruchteile ihres Wertes, d. h. eine Länge bis auf  $1 \cdot 10^{-11}$  mm, also den einhunderttausendmillionten Teil eines Millimeters, zu messen vermag. Sehen wir jetzt zu, wie dieses Ziel erreicht wurde.

Es seien in Fig. 3a  $G_1$  und  $G_2$  zwei Glasplatten, deren einander zugekehrten Flächen gleichmäßig mit einer dünnen Silberschicht überzogen sind, so daß sie zum Teil noch für Licht durchlässig sind. Die Platten werden so montiert, daß die Silberschichten im Abstand  $d$  genau parallel verlaufen; auf diese Weise erhält man eine planparallele versilberte Luftschicht. Es falle unter dem Einfallswinkel  $\alpha$  ein paralleles Strahlenbündel kohärenten einfarbigen Lichtes, das also einer bestimmten Wellenlänge entspricht, auf den Plattensatz. Da wir nur die Vorgänge in der Luftschicht betrachten, so kann die Brechung im Glase unberücksichtigt bleiben, wir vereinfachen dementsprechend unsere Betrachtungen auf den



Interferenz an planparallelen Platten.

Fall ungebrochener Strahlen. Ein Teil der Strahlen trifft auf gerader Bahn die Linse  $L$ , sie werden in deren Brennebene  $B$  im Brennpunkt  $R$  vereinigt; ein anderer Teil indessen wird innerhalb der versilberten Luftschicht mehrmals reflektiert und gelangt darauf erst zum Punkte  $R$ . Hier treffen also Strahlen zusammen, die vor der Vereinigung verschieden lange Wege zurückgelegt haben und von demselben Lichtpunkt ausgehen, d. h. sie weisen einen Gangunterschied auf, den wir  $\Delta$  nennen wollen. Dieser Gangunterschied berechnet sich leicht nach Fig. 3b:

$$\Delta = ab + bc - cd,$$

es ist aber

$$ab + bc = \frac{2d}{\cos \alpha}$$

und

$$cd = 2d \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \alpha,$$

daher nach Umformung

$$\Delta = 2 \frac{d}{\cos \alpha} (1 - \sin^2 \alpha)$$

oder

$$\underline{\underline{\Delta = 2d \cos \alpha.}}$$

Der Gangunterschied ruft bei den Strahlen nach ihrer Vereinigung in der Brennebene der Linse nach bekannten Gesetzen eine Interferenzerscheinung hervor: Auslöschung für  $\Delta = (2n - 1) \frac{\lambda}{2}$ , Helligkeit für  $n\lambda$ , für zwischenliegende Werte entsprechende Erscheinungen, d. h. es wird Dunkelheit allmählich in Helligkeit übergehen usf. Es läßt sich leicht zeigen, daß mit zunehmender Zahl der Reflexionen die hellen Stellen an Intensität gewinnen und auf einen kleinen Raum zusammengedrängt werden, und da bei dem betrachteten Falle alles symmetrisch um die Einfallachse herum verteilt ist, so entsteht in der Brennebene von  $L$  ein System von scharfen hellen Ringen in der Farbe des einfallenden Lichtes, getrennt durch dunkle Zwischenräume. Jedem Ringe kommt eine bestimmte Ordnungszahl zu; vergrößern wir den Abstand der Silberschicht, von  $d = 0$  beginnend, allmählich, so wird in der Mitte für  $\Delta = \lambda$  zunächst ein heller Punkt, darauf ein Ring von wachsendem Durchmesser in die Erscheinung treten. Offenbar führt dieser Ring die Ordnungszahl 1. Es ist klar, daß mit zunehmendem  $d$  ein weiterer Ring erscheint: Ordnungszahl 2 usw.<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Siehe auch E. Gehrcke in der Sammlung „Die Wissenschaft“, Bd. 17.

Unsere obige Rechnung zeigt uns, daß der Gangunterschied vom Einfallswinkel  $\alpha$  und von der Entfernung der Silberschichten  $d$  abhängt (Kurven gleicher Neigung). Da  $\Delta$  entsprechend der Ordnungszahl 1 für den ersten Ring bei Vergrößerung der Entfernung natürlich konstant bleibt, so muß der Einfallswinkel  $\alpha$  größer werden,  $\cos \alpha$  also in dem Maße abnehmen, wie  $2d$  zunimmt; es erklärt sich so das Wachsen der Ringdurchmesser bei Vergrößerung des Abstandes der Silberschichten.

#### 4. Aufbau des Interferenzapparates zur Nachprüfung der Primärnormalen.

So wäre prinzipiell das Problem, Längen in Wellenlängeneinheiten zu messen, gelöst. Denken wir uns z. B. ein „Interferometer“ der beschriebenen Art so eingerichtet, daß etwa mittels Schlittenbewegung zwei halbdurchlässige Silberschichten vom optischen Abstand 0 voneinander entfernt werden, und es sei die Länge von 1 cm in Wellenlängen der roten Cadmiumlinie auszumessen. Eine feine Teilung am Schlitten gestattet die Entfernung der Silberschichten zu messen. Wir beobachten das Ringsystem, hervorgerufen durch das Licht der roten Cadmiumlinie, und zählen, vom ersten Ringe beginnend, die Zahl der aus dem Zentrum sich entwickelnden Ringe auf der Strecke von 1 cm. Es sei  $P$  die Ordnungszahl, so ist offenbar für die Mitte des Ringsystems  $2d = P\lambda$ , daher

$$d = P \frac{\lambda}{2}.$$

Zweifellos ist diese Überlegung sehr einfach, in der Praxis freilich nicht ohne weiteres ausführbar. In der Länge von 1 cm sind etwa 15530 Wellenlängen der roten Cadmiumlinie enthalten, man müßte also gemäß obiger Beziehung für diese Strecke 7765 Ringe zählen, eine für die direkte Beobachtung unerfüllbare Forderung.

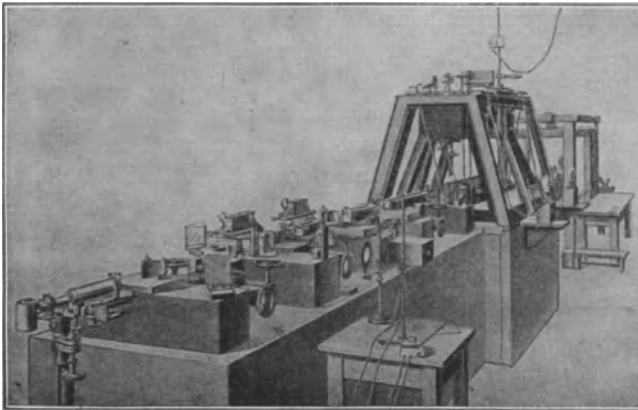
Um dennoch die 100mal größere Strecke, das Meter, nach dieser Methode auszumessen, haben Benoît, Fabry und Perot einen besonderen Weg eingeschlagen, und zwar nach einer Methode, die von der Michelsonschen in vielen Punkten gänzlich abweicht<sup>1)</sup>.

a) Die Meterkopie. Die sehr umfangreiche Apparatur, deren sich die genannten Forscher bedienen, enthält als wesentlichsten

<sup>1)</sup> Für näheres Studium siehe die Originalarbeit: J. R. Benoît, Ch. Fabry et A. Perot. Paris 1907. Nouvelle Détermination du Rapport des Longueurs d'onde fondamentales avec L'unité métrique.

Bestandteil zunächst eine Kopie des Prototypmeters (prototype international). Dieser Urmaßstab besteht bekanntlich aus einer Platin-Iridiumlegierung; es wäre an sich naheliegend, diesen Maßstab direkt zum Vergleich heranzuziehen. Mehrere Gründe indessen sprechen dagegen, so vor allem die relativ starke Längenänderung mit der Temperatur. Die Kopie wurde, wie überhaupt sämtliche Metallteile des ganzen Apparats, wo der Temperatureinfluß nach Möglichkeit vermieden werden mußte, aus dem sogenannten Invarmetall angefertigt (Nickelstahl 36 Proz.). Die Länge war durch

Fig. 4.



Gesamtansicht der Interferometeraufstellung.

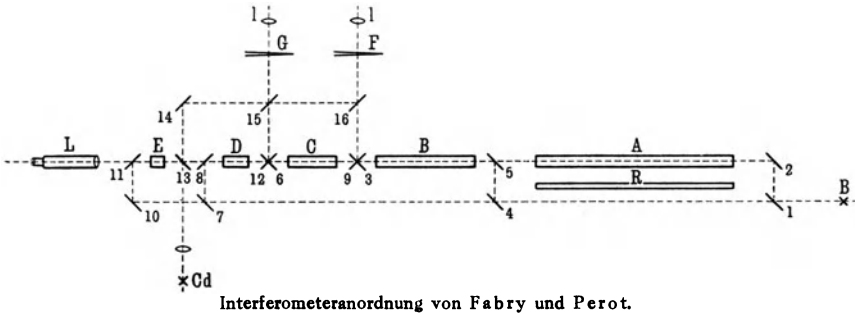
mikroskopisch feine Haarrisse, die auf blankpolierten Stellen der Kopie angebracht wurden, abgegrenzt, in exakter Übereinstimmung mit dem Urmeter bei 15° C.

b) Die Zwischenmaßstäbe. Außer diesem mechanischen Maßstab wurden noch fünf optische Maßstäbe verschiedener Länge angefertigt (étalons interférentiales), und zwar derartig, daß der größere möglichst genau doppelt so lang war wie der folgende: 1 m, 50, 25, 12.5, 6.25 cm. Nun galt es, zunächst den kleinsten Maßstab in Wellenlängen der roten Cadmiumlinie auszumessen, dann wurde der Bruchteil  $\pm \epsilon$  festgestellt, um den dessen doppelte Länge von dem folgenden Maßstab abweicht usf., so daß schließlich die Zahl der Wellenlängen, enthalten im 1-m-Etalon, genau festgestellt werden konnte. Schließlich blieb noch zu untersuchen, welche Abweichungen zwischen dem optischen und dem Vergleichsmeter bestand.

Sämtliche Arbeiten wurden in einem großen Raume ausgeführt, der infolge seiner Lage und Bauart sehr gleichmäßige Temperatur aufwies. Der Apparat, der sich aus den genannten Teilen und einer Anzahl Hilfseinrichtungen zusammensetzte, war auf einem soliden Betonklotz montiert. Fig. 4 gibt eine Gesamtansicht der ganzen Aufstellung, während Fig. 5 das Schema der Anordnung veranschaulicht.

Wir erkennen zunächst rechts in der Fig. 5 die Kopie *R* des Normalmeters, im folgenden kurz Vergleichsmeter genannt. Darüber in derselben Ebene den optischen Maßstab *A* von der Länge 1 m. Dann folgen nach links in derselben Achse die optischen Maßstäbe *B*,

Fig. 5.



*C*, *D*, *E* von 50, 25, 12,5, 6,25 cm Länge, und endlich das Beobachtungsfernrohr *L*. Als Lichtquellen dienen eine Bogenlampe bei *B* sowie eine Cadmiumvakuumlampe bei *Cd*. Das Licht beider Lampen kann durch passendes Einschalten der Spiegel 1 bis 16 so dirigiert werden, daß die Strahlen durch einen oder mehrere Maßstäbe hindurchtreten, und daß ferner das hervorgerufene optische Phänomen von *L*, *G* oder *F* aus beobachtet werden kann.

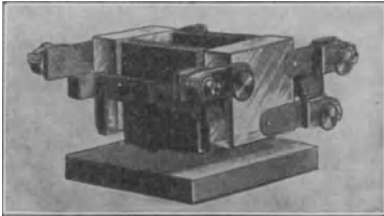
Nach dieser kurzen Übersicht seien nun die einzelnen Teile etwas näher besprochen. Die optischen Maßstäbe haben alle gleiche Konstruktion und unterscheiden sich nur durch ihre Länge voneinander. In Fig. 6 ist der kleinste Maßstab von 6,25 cm veranschaulicht.

Wir erkennen vorn und hinten die Glasplatten, deren einander zugekehrten Flächen genau eben geschliffen und halbdurchlässig versilbert sind, so daß sie die „versilberte“ Luftschrift einschließen. Sie müssen zueinander genau parallel einjustiert sein, da sonst die Interferenzringe nach den früheren Ausführungen nicht oder



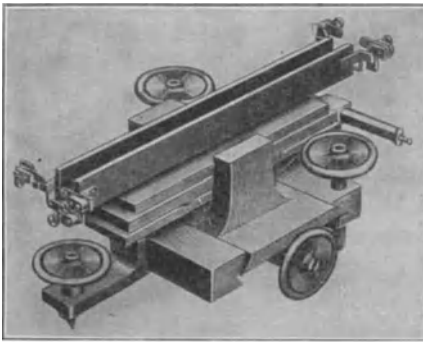
fehlerhaft in die Erscheinung treten. Nehmen wir in der Mitte ein Gesichtsfeld von 10 mm Durchmesser, so würde eine Abweichung von  $\frac{1}{2} \lambda$  der betrachteten Wellenlänge von einer Stelle zur gegenüberliegenden das Bild verwischen. Da es mechanisch kaum möglich ist, das Zwischenstück der versilberten Platten bis auf diese winzige Größe, also bis auf etwa 2.5 zehntausendstel Millimeter, überall gleich lang zu machen, so besitzt der Etalon eine Justiervorrichtung.

Fig. 6.



Interferenzplattensatz.

Fig. 7.



Montierung des Interferenzsystems.

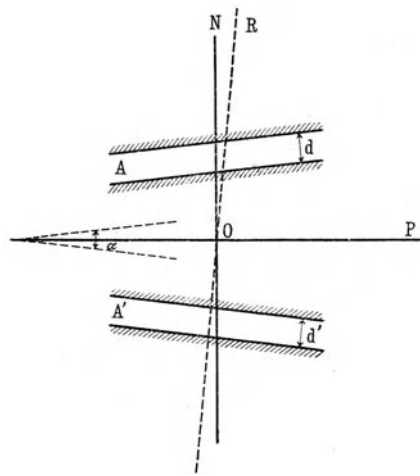
Das Distanzstück zwischen den versilberten Platten besteht aus einem U-förmigen Rahmen aus Invarmetall. Auf jeder der beiden Stirnflächen, symmetrisch verteilt, befinden sich halbkugelförmige Vorsprünge, an die sich die Glasplatten anlegen. Die nämlichen Vorsprünge, und zwar den ersteren genau gegenüber, finden sich an den drei Federn, deren Druck mit den vorsichtbaren Schrauben reguliert werden kann, so daß, je nach Bedarf, ein leichtes Eindringen der Auflage erfolgt und so die völlige Justierung herbeigeführt wird. Ist dies erreicht, so erblickt man mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr, das man gegen den Strahlengang richtet, ein System heller Ringe auf dunklem Grunde. Die gute Justierung erkennt man daran, daß die Ringdurchmesser unverändert bleiben, wenn man eine Blende von einigen Millimetern Durchmesser über die verschiedenen Stellen des Plattensatzes verschiebt und dabei die Ringe beobachtet.

Sämtliche Maßstäbe sind auf einem soliden Fuße montiert, der, wie Fig. 7 zeigt, durch Schlittenbewegung seitlich verschoben werden kann, mittels dreier Fußschrauben in der Höhe verstellbar

ist und eine Drehung senkrecht zur optischen Achse erlaubt, so daß sämtliche Maßstäbe nach dem Schema in Fig. 5 optisch genau ausgerichtet werden können.

c) Superposition mehrerer Interferenzsysteme. Zum Vergleich der verschiedenen Maßstäbe unter sich wird folgender Weg eingeschlagen. Wir denken uns nach Fig. 8 zwei versilberte Luftschichten  $AA'$  von überall gleicher Dicke  $d$  bzw.  $d'$  und nehmen an, daß sich  $d$  sehr wenig von  $d'$  unterscheidet.

Beide Schichten seien um den kleinen Winkel  $\alpha$  gegeneinander geneigt; es sei  $OP$  eine Symmetrieebene, im Punkte  $O$  ist die Normale  $ON$  errichtet. Lassen wir ein Strahlenbündel in Richtung  $R-O$  unter dem kleinen Einfallswinkel  $i$  bzw.  $i'$  einfallen, so ist der Gangunterschied zweier Strahlen nach S. 14



Superposition mehrerer Interferenzsysteme.

$$\Delta = 2d \cos i - 2d' \cos i',$$

d. h. ein Teil des Strahles wird geradlinig die Schicht  $A$  durchdringen, in  $A'$  zweimal reflektiert und dann das System verlassen, der andere Teil wird in  $A$  reflektiert, durch  $A'$  unabgelenkt hindurchgehen, so daß der Gangunterschied von  $A$  durch den in  $A'$  kompensiert bzw. auf einen sehr kleinen Teil reduziert wird; damit das Phänomen klar hervortritt, ist möglichst gleichmäßige Versilberung nötig.

Beobachtet man mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr in Richtung  $N$ , so erblickt man im allgemeinen Interferenzen, die dem Gangunterschied obiger Gleichung entsprechen, die aber, da sie gleicher Schichtdicke in Richtung der Keilkante ihre Entstehung verdanken, nicht als Kreise in die Erscheinung treten, sondern als gerade Linien, die parallel der Keilkante zwischen  $A$  und  $A'$  verlaufen, und deren Ordnungszahl von  $\alpha$ ,  $i$  bzw.  $i'$  und  $d$  bzw.  $d'$  abhängt. Die Differenzwirkung der beiden Schichten gibt uns das Mittel, sehr dünne optische Schichten herzustellen, so daß die Interferenzerscheinungen im weißen Lichte, die bekanntlich nur in

dünnsten Schichten entstehen, sichtbar werden. Bringt man die Schichtdicke  $d$  auf  $d'$ , so verschwindet die Interferenzerscheinung in Richtung der Normalen  $ON$ , da die Inzidenzwinkel hier einander gleich sind. Dreht man aber das Fernrohr etwa um den Punkt  $O$  nach rechts oder links, so beobachtet man wieder die geradlinigen farbigen Streifen, die indessen auch verschwinden, wenn der Winkel  $\alpha = 0$  wird.

Aus dem geometrischen Zusammenhang der Figur ergibt sich nun aber, daß für den Fall  $d \leq d'$  die gleiche Erscheinung, helle Mitte, farbige Streifen rechts und links davon in einer anderen Richtung, etwa  $OR$ , sichtbar wird, so daß es zunächst an einem Kriterium für  $d = d'$  fehlt. Die helle Mitte sagt uns eben nur, daß hier  $\Delta = 0$  ist. Um diese Bedingung für den speziellen Fall, auf den es hier ankommt, nämlich gleiche Schichtdicke von  $A$  und  $A'$ , herbeizuführen, muß man dafür sorgen, daß sie in Richtung der Normalen zur Symmetrieebene  $OP$  erfüllt ist. Man beobachtet daher in dieser Richtung und ändert den Abstand  $d$  oder  $d'$ , bis die helle Mitte erscheint. Um das Fernrohr in diese Lage zu bringen, stellt man den Plattensatz auf das Tischchen eines Goniometers und kann dann in bekannter Weise, etwa unter Benutzung des Gaußschen Okulars, den Winkel  $\alpha$  mit großer Genauigkeit bestimmen, woraus sich die gesuchte Richtung  $ON$  ohne weiteres ergibt.

Indem man mit weißem Lichte, etwa dem einer gewöhnlichen Bogenlampe, beobachtet, hat man so das Mittel, optische Dicken miteinander zu vergleichen, gewissermaßen sie zu kopieren und sie genau zueinander parallel einzustellen.

Wie eine einfache Überlegung zeigt, kann man aber auch die doppelte Dicke einer gegebenen herstellen bzw. mit dieser vergleichen, ebenso die dreifache usf. Ist z. B.  $d'$  gleich  $\frac{1}{2}d$ , so gilt die Beziehung

$$\Delta = 2d \cos i - 4d' \cos i',$$

d. h. es gelangt aus  $A$  ein Strahl mit dem betreffenden aus  $A'$  zur Interferenz, der nicht zwei-, sondern viermal dort reflektiert wurde; die Erscheinung ist naturgemäß etwas lichtschwächer. Die vorher genau auf Parallelität justierten Maßstäbe 1 bis 5 werden auf diese Weise unter sich, etwa mit dem kleinsten beginnend, verglichen. Es ist natürlich nicht möglich, im optischen Sinne den kleineren Maßstab genau gleich der Hälfte des folgenden zu machen, indessen wird hier möglichste Annäherung erzielt, soweit sich dies mechanisch erreichen läßt. Aufgabe des Beobachters ist also, die Abweichung

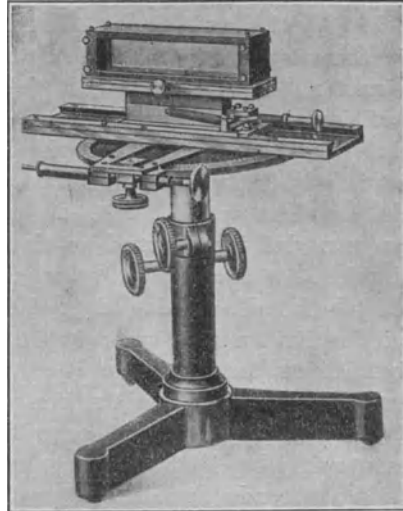
genau festzustellen. Dies geschieht mit einem Interferenzapparat, in dem die Erscheinungen der Kurven gleicher Dicke hervorgerufen werden, und der in Fig. 9 veranschaulicht ist.

d) Schichtetalon. Zwei Glasplatten, 20 cm lang, 3 cm hoch, 1.5 cm dick, sind in einem Rahmen montiert, derart, daß sich die Kanten an den schmalen Seiten fest berühren, während gegenüber ein Streifen aus Metallfolie oder dergleichen einen gewissen Abstand wahrt. Die einander zugekehrten Flächen sind optisch genau eben geschliffen und schwach versilbert. So entsteht eine versilberte keilförmige Luftschicht von äußerst kleinem Keilwinkel. Im auffallenden Lichte beobachtet man die bekannten Erscheinungen der Farben dünner Blättchen: parallel

zur Keilkante verlaufende Streifen von gleichem Abstand; der Abstand wird kleiner mit zunehmendem Keilwinkel und umgekehrt.

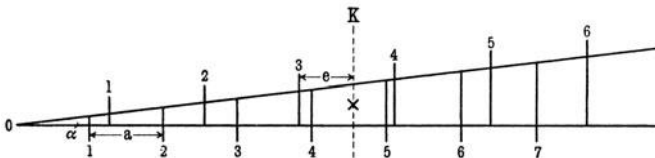
Nach Fig. 10 ist nun folgendes klar: Lassen wir ein Bündel paralleler Strahlen einfarbigen Lichtes, etwa der roten Cadmium-

Fig. 9.



Schichtetalon.

Fig. 10.



Schema des Schichtetalons.

linie, auffallen, so erblickt man mit der Lupe in der Schicht ein System von hellen roten Streifen. Dies ist in der Figur durch die nach oben verlängerten Striche 1 bis 6 angedeutet. Der Keilkante kommt die Ordnungszahl 0 zu, dann folgt die erste Interferenz mit der Ordnungszahl 1, woran sich die höheren Ordnungen 2, 3 usw.

anschließen. Eine der Interferenzplatten besitzt eine feine Teilung, die in der Mitte von einem horizontalen Strich durchzogen ist. Der Apparat wird nach der Justierung in seinen optisch empfindlichen Teilen nicht mehr berührt, damit darin keine Änderung eintritt. Bei richtiger Behandlung zeigt sich eine vorzügliche Konstanz in seinem optischen Verhalten. Ist diese eingetreten, so wird die Skala in Ordnungszahlen der roten Cadmiumlinie (oder einer anderen geeigneten Linie) geeicht. Die Ordnungszahl  $P$  kann nicht, wie es auf den ersten Blick scheinen möchte, dadurch ermittelt werden, daß man, vom Keilwinkel beginnend, die Streifen zählt, denn dieser ist in Wirklichkeit auf dem Plattensatz überhaupt nicht vorhanden, da es nicht möglich ist, die Silberschichten so aufeinanderzupressen, daß ihr Abstand an einer Kante optisch = 0 wird (wegen des Phasensprungs, s. später). Man kann indessen  $P$  leicht ermitteln, wenn man das Licht einer Anzahl bekannter Wellenlängen hindurchtreten läßt, also etwa mit Cadmium und Quecksilberlicht beleuchtet. Es ist ohne weiteres klar, daß ein System von Streifen entsteht, bei dem die Streifen der kürzeren Wellenlängen näher beieinander liegen als die der größeren. Im Gesichtsfeld beobachtet man beispielsweise für die rote und grüne Cadmiumlinie periodisch wiederkehrende Stellen, wo zwei grüne Streifen von zwei roten eingeschlossen werden. Die grünen Streifen 1 bis 7 sind in der Figur nach unten verlängert angedeutet. Wir beobachten Koinzidenz an der Stelle  $K$ ; die „Periode“ berechnet sich leicht aus der bekannten Wellenlänge  $\lambda$  und  $\lambda'$  der beiden Linien. So hat man, bezogen auf die Linie  $\lambda$ ,

$$\pi = \frac{\lambda}{\lambda - \lambda'},$$

d. h. man dividiert die Bezugslinie durch die Differenz beider Linien. Bezogen auf Cadmium 6438, ist für die grüne Cadmiumlinie 5085  $\pi = 4.76$ ; bezogen auf letztere für die grünblaue Quecksilberlinie 4799  $\pi = 16.78$  usf., d. h. auf 4.76 grüne Streifen fällt eine Koinzidenz mit der roten Cadmiumlinie, auf 16.78 grüne Cadmiumstreifen fällt eine Koinzidenz der blauen Quecksilberlinie. Kennt man noch die Zahl der Perioden an der ins Auge gefaßten Stelle der Teilung, so hat man die Ordnungszahl. Ein geübter Beobachter kann aus dem Aussehen der Erscheinung die Periode abschätzen; sie sei 10, dann findet die Koinzidenz bei der  $10 \cdot 4.76$  grünen Cadmiumlinie statt, d. h. die unterhalb der Koinzidenzstelle gelegene Ordnungszahl dieser Linie ist  $P = 47$ . Diese Stelle merkt man sich auf der Teilung der Platte, man kann so gewissermaßen

die Teilung in Ordnungszahlen der grünen Cadmiumlinie eichen. Um sicher zu gehen, führt man die gleiche Beobachtung und Rechnung mit Linien anderer Wellenlängen aus und muß, falls die berechnete Zahl richtig war, natürlich an der gleichen Stelle dieselbe Ordnungszahl für die grüne Linie erhalten, wenn nicht, rechnet man mit einer größeren oder kleineren Periodenzahl, bis man aus allen Linien übereinstimmende Werte erhält.

Eine einfache Rechnung gestattet, die optische Dicke der Keilschicht an irgend einer Stelle der Skala, etwa bei  $K$ , zu ermitteln, wenn man Licht bekannter Wellenlänge auf die Platten fallen läßt. Es ist dann nach der Figur die Dicke der Luftschicht an der Stelle des ersten Interferenzstreifens der Linie  $\lambda$

$$d = P \frac{\lambda}{2}.$$

Es sei  $a$  der Abstand zweier Streifen,  $e$  der Abstand des unterhalb der Marke  $K$  gelegenen Streifens von dieser, so berechnet sich der Keilwinkel aus

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda}{2a},$$

also die optische Dicke

$$d_{\lambda} = P \frac{\lambda}{2} + \frac{e}{a} \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2} \left( P + \frac{e}{a} \right),$$

oder für  $\lambda'$

$$d_{\lambda'} = \frac{\lambda'}{2} \left( P' + \frac{e'}{a'} \right).$$

Für die praktischen Versuche werden zwei derartige Standardschichten angefertigt, sorgfältig justiert und geeicht, sowie vor und nach jeder Messung geprüft. Das Schema des Gesamtaufbaues in Fig. 5 veranschaulicht ihre Lage bei  $G$  und  $F$ . Das Ausmessen und der Vergleich der verschiedenen Maßstäbe unter sich wird wie folgt ausgeführt. Zur Erklärung diene Fig. 5. Es sei der 1-m-Maßstab ( $d$ ) mit dem 50-cm-Etalon ( $d'$ ) zu vergleichen. Ein paralleles Strahlenbündel einer gewöhnlichen Bogenlampe, also weißes Licht, fällt von  $B$  auf Spiegel 1, wird von diesem und an Spiegel 2 reflektiert, gelangt durch  $A$  und  $B$  (Spiegel 5 ist entfernt), dann über 3 auf die dünne Keilschicht  $F$  (die Spiegel 9 und 16 sind ebenfalls entfernt). Diese sowie die zweite bei  $G$  wird Kompensator genannt. Würde  $B$  genau gleich  $\frac{1}{2} A$  sein, so würde gemäß Gleichung auf S. 20 und den früheren Ausführungen keine Interferenzerscheinung zustande

kommen. Da es indessen praktisch nicht möglich ist, diesen Fall herbeizuführen, so ergibt sich für eine bestimmte Wellenlänge des Strahlenbündels ein Gangunterschied.

In der Schicht des Kompensators  $F$  ruft das Strahlenbündel der Bogenlampe die bekannten Erscheinungen der Farben dünner Blättchen hervor, die man mit der Lupe 1 in der Ebene von  $F$  beobachtet. Es erscheinen dort Interferenzbanden, über deren Breite sich das Spektrum des weißen Lichtes erstreckt, in dem also alle Wellenlängen des sichtbaren Spektrums vorhanden sind. Sucht man mit der Lupe das Feld ab, oder verschiebt man den Kompensator senkrecht zum Strahlengang und parallel zur Keilkante, so wird man einen hellen Streifen treffen, der zu beiden Seiten von farbigen Streifen eingeschlossen ist: hier ist die Stelle, wo die Schichtdicke gleich ist der Differenz  $d - 2d'$ , wo also der Gangunterschied der Strahlen, der dieser Differenz entspricht, durch den in der Schicht des Kompensators gerade aufgehoben wird. Die Stelle wird an der Skala vermerkt, deren Maßstab, wie früher beschrieben, die Dicke der Schicht in Wellenlängen der roten Cadmiumlinie angibt. Man findet so die Differenz  $\pm \varepsilon$  zur Korrektion  $A$  auf  $2B$ . Zur Sicherheit prüft man gleich nach dem Versuch die Schichtdicke des Kompensators, indem man durch Einschalten der Spiegel 14 und 16 das abgefilterte Licht der Cadmiumlampe auffallen läßt: die markierte Stelle befindet sich zwischen zwei scharfen Interferenzstreifen des roten Cadmiumlichtes, deren Ordnungszahlen bekannt sind und die Prüfung bzw. Korrektion ermöglichen, der Sinn des Vorzeichens  $\pm \varepsilon$  ist durch vorherigen Versuch ermittelt (s. unten).

e) Justierung auf Parallelität. Das beschriebene Verfahren setzt voraus, daß die zu jedem Maßstab gehörigen versilberten Luftschichten von genau parallelen Flächen begrenzt werden. Es ist deshalb notwendig, diese Bedingung durch feine Justierung herbeizuführen. Diese Arbeit ist bei allen interferometrischen Messungen von großer Wichtigkeit. Sie sei deshalb kurz beschrieben. Wir unterscheiden die Vor- und die Feinjustierung. Die erstere beruht auf der Erscheinung der vielfachen Reflexion, die in folgender Weise hervorgerufen und zur Justierung benutzt wird. Ein Metallschirm besitzt eine feine Öffnung von etwa  $\frac{1}{10}$  mm Durchmesser, die mittels einer Bogenlampe möglichst intensiv belichtet wird. Diese Öffnung befindet sich in der Brennebene eines guten Objektivs von nicht zu kleinem Fokus. Das Objektiv entsendet ein paralleles Strahlenbündel, das in ein Fernrohr gelangt, so daß in diesem das

reelle Bild der feinen Blendenöffnung betrachtet werden kann. Der zu justierende Plattensatz wird zwischen Objektiv und Fernrohr eingeschaltet, so, daß die Strahlen die spiegelnde Fläche der dem Objektiv zugekehrten Glasplatte genau normal treffen. Dies erkennt man daran, daß der bei Reflexion der Strahlen durch das Objektiv entworfene Bildpunkt der Blendenöffnung genau mit dieser zusammenfällt; gleichzeitig erkennt man an der Schärfe des Bildes, ob die Strahlen genau parallel sind.

Sind die versilberten Flächen nicht parallel zueinander, so erblickt man im Fernrohr eine Reihe von hellen Lichtpunkten, die infolge der mehrfachen Reflexion als Bilder der Blendenöffnung in die Erscheinung treten. Die Richtung der Punktreihe gibt Aufschluß über die Lage des Keilwinkels, und es ist ein leichtes, mittels der in Fig. 6 erkennbaren Justierschrauben die Parallelität herbeizuführen.

Obwohl diese Methode prinzipiell sehr genau ist, genügt sie doch nicht, die Parallelität so weit herbeizuführen, wie es hier verlangt wird, da der Lichtpunkt eine gewisse Ausdehnung besitzt, und die Einstellung mit Unsicherheit behaftet ist. Immerhin ist sie insoweit berichtet, daß das Interferenzringsystem ohne weiteres wahrgenommen werden kann. Die Feinjustierung erfolgte dann ohne Schwierigkeit, indem aus dem konvergenten Strahlenbündel homogenen Lichtes, das die Interferenzringe erzeugt, mittels einer Blende von einigen Millimetern Durchmesser ein Teil abgeblendet und auf die Interferenzschicht geworfen wird. Bewegt man dann den Interferenzapparat senkrecht zum Strahlengang nach irgend einer Richtung, so darf sich der Durchmesser der Ringe bei gut justierten Platten nicht ändern. Ist dies doch der Fall, so ist der Abstand bei zunehmendem Durchmesser zu groß und umgekehrt. Durch Änderung des Druckes an den Auflagestellen der Platten läßt sich völlige Gleichmäßigkeit erreichen. Bei Bestimmung des Betrages  $\varepsilon$ , wie oben beschrieben, ist es noch ungewiß, ob dieser negativ oder positiv zu nehmen ist. Um hier allen Zweifel auszuschließen, werden die Maßstäbe von vornherein so justiert, daß die Differenz  $\varepsilon$  abwechselnd einen kleinen positiven bzw. negativen Betrag (bis zu  $\frac{1}{20}$  mm) aufweist, was sich auf mechanischem Wege leicht erreichen läßt.

Der weitere Gang der Messung gestaltet sich nun verhältnismäßig einfach. Nachdem man in gleicher Weise sämtliche Maßstäbe miteinander verglichen hat, hat man, wenn  $P_{12,5}$ ,  $P_{25}$  usf.



die Ordnungszahlen für die rote Cadmiumlinie in den verschiedenen Maßstäben bedeuten,

$$\begin{aligned} P_{12.5} &= 2 P_{6.25} + \varepsilon; \\ P_{25} &= 2 P_{12.5} - \varepsilon'; \\ P_{50} &= 2 P_{25} + \varepsilon''; \\ P_{100} &= 2 P_{50} - \varepsilon'''. \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich nach entsprechender Vereinfachung

$$P_{100} = 16 P_{6.25} + 8 \varepsilon - 4 \varepsilon' + 2 \varepsilon'' - \varepsilon'''.$$

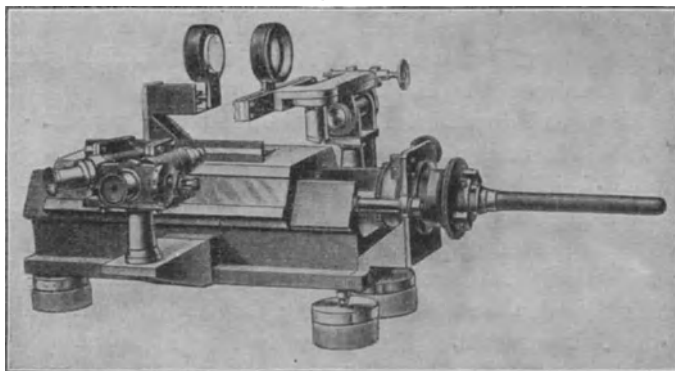
Auf diese Weise ist die Ordnungszahl  $P$  der roten Cadmiumlinie, bezogen auf den 1-m-Maßstab, bekannt, wenn die Ordnungszahl des kleinsten Maßstabes von 6.25 cm Länge ermittelt ist. Ist dies der Fall, so kann man die optische Länge  $l$  der Meterkopie berechnen, wenn die Ordnungszahl auf die Mitte des Interferenzsystems bezogen wird, also für senkrecht auffallende Strahlen. In diesem Falle hat man, da

$$P = \frac{2l}{\lambda} \text{ ist, } l = \frac{P\lambda}{2}.$$

f) Ermittlung der Ordnungszahl. Um  $P_{6.25}$  zu ermitteln, gibt es verschiedene Wege. Der einfachste beruht darauf, daß man den Etalon  $E$  (Fig. 5) gleichzeitig mit verschiedenartigen Lichtstrahlen von bekannter Wellenlänge belichtet und die Stellen der Koinzidenzen beobachtet. Dazu dient das Licht der Cadmiumlampe  $Cd$  in der Figur, deren Strahlen über den Spiegel 13 durch den Etalon und dann weiter zu dem auf parallele Strahlen eingestellten Fernrohr  $L$  gelangen; der Spiegel 11 ist zu diesem Zwecke entfernt. Man beobachtet das Gemisch von rotem und grünem Lichte, welches auf den Apparat fällt und zur Interferenz gelangt. Nun weiß man, daß die durch diese Interferenz erzeugten Ringssysteme in bestimmten Intervallen zur Koinzidenz gelangen, Perioden aufweisen, und wir sahen früher, daß auf 4.76 grüne Ringe eine Koinzidenz mit der roten Cadmiumlinie fällt. Kennt man die Zahl der Perioden, wie sie in die Erscheinung treten würden, wenn man den optischen Abstand der reflektierenden Flächen des Etalons von 0 bis auf den zur Zeit der Beobachtung bestehenden allmählich vergrößert, so erhält man durch Multiplikation mit 4.76 eine Zahl, von der man weiß, daß sie, zur ganzen Zahl ergänzt, die oberhalb der Koinzidenzstelle liegende Ordnungszahl der grünen Cadmiumlinie ergibt.

Nun ist es freilich bei dem relativ großen Abstand von  $6\frac{1}{4}$  cm nicht ohne weiteres möglich, die Periodenzahl festzustellen, man kann sie aber berechnen, wenn der optische Abstand bis auf einige tausendstel Millimeter bekannt ist. Dieser läßt sich mit dem Interferometer in Verbindung mit dem früher schon beschriebenen Kompensator oder Schichtetalon ermitteln. Das Interferometer ist in Fig. 11 dargestellt. Im oberen Teile erblickt man die Interferenzplatten in entsprechenden Fassungen; eine der Platten ist auf einem Schlitten befestigt, während die andere (rechts) mit dem Gestell verbunden ist.

Fig. 11.



Interferometer.

Justiervorrichtungen ermöglichen die Einstellung auf Parallelität. Die mit äußerster Sorgfalt ausgeführte Schlittenführung gestattet, den Abstand der Platten unter Wahrung der Parallelität zu verändern. Diese Verschiebung läßt sich an einer Teilung mittels eines Mikroskops ablesen, eine Einrichtung, die nach Art eines Komparators ausgeführt ist. Die Skala gestattet die Verschiebung bis auf  $\frac{1}{1000}$  mm festzustellen. Allerdings läßt sich damit nicht direkt der Abstand der reflektierenden Flächen, auf den es lediglich ankommt, ermitteln, da man auf mechanischem Wege den optischen Abstand 0 nicht erreichen kann. Man kann aber den Abstand so weit verringern, daß, mit weißem Lichte beleuchtet, die Farben dünner Blättchen in die Erscheinung treten. Bringt man dann den Schichtetalon hinter die Interferometerplatten, so kann man leicht, wie bereits auf S. 23 beschrieben, die optische Schichtdicke feststellen. Diesen Betrag berücksichtigt man als Korrektion der Komparatorskala auf den Nullpunkt und kennt nun, von hieraus gerechnet, jeden beliebigen Abstand der Platten im optischen Sinne.

Bringt man jetzt das Interferometer in die optische Achse des  $6\frac{1}{4}$ -cm-Etalons, so kann man ohne weiteres dessen Dicke nach dem früher beschriebenen Verfahren kopieren. Man benutzt dazu die Aufstellung nach Fig. 5, indem man das Licht der Bogenlampe  $B$  über die Spiegel 10 und 11 durch  $E$  und das dahinter aufgestellte Interferometer leitet, sodann über Spiegel 13, den wir uns um  $90^\circ$  gedreht denken, Spiegel 14 und 15 zum Kompensator  $G$ . Man kennt jetzt den optischen Abstand  $d$  der Schichtdicke des Etalons  $E$  bis auf etwa  $\frac{1}{1000}$  mm genau und kann aus  $P' = \frac{2d}{\lambda_{\text{rot}}}$  angenähert die

Ordnungszahl für den ersten Ring des roten Cadmiumlichtes in der Nähe des Zentrums berechnen. Wir belichten nun  $E$  wieder mit Cadmiumlicht und beobachten die Koinzidenz Cadmium grün—rot. Dann subtrahieren wir die Zahl der roten Ringe zwischen dem ersten Ringe und dem hinter der Koinzidenzstelle von der berechneten Zahl  $P'$ , und wissen, daß die so ermittelte Zahl + einen Bruchteil, dividiert durch die Periode  $\pi = 3.7599$  (s. S. 22), eine ganze Zahl ergeben muß. Ist dies der Fall, so kann man annehmen, daß  $P'$  richtig ermittelt wurde, zur Kontrolle macht man aber den gleichen Versuch mit Koinzidenzstellen anderer Linien von bekannter Wellenlänge, führt analoge Rechnung durch und kann auf diese Weise die Ordnungszahl  $P'$  ohne jeden Zweifel feststellen. Folgendes Beispiel diene zur Erläuterung: Versuch und Rechnung ergaben die Ordnungszahl  $P' = 193952$  für den ersten scharfen Ring der roten Cadmiumlinie in der Nähe der Mitte. Aus dem Aussehen des Ringsystems ersieht man leicht, daß die Koinzidenz zwischen dem zweiten und dritten Ringe liegt. Man schätzt den Bruchteil auf 0.8. Nun zeigt die Rechnung, daß  $193950.73 \lambda_{\text{rot}}$ , dividiert durch 3.7599, die Periode 51584 als ganze Zahl ergibt. Man kontrolliert wie oben angegeben<sup>1)</sup>.

Die gefundene Ordnungszahl bezieht sich auf einen in der Nähe des Zentrums liegenden Ring, d. h. für Strahlen, die unter einem Winkel  $\alpha$  auffallen. Die Gleichung auf S. 26 bezieht sich aber auf senkrechte Inzidenz, denn nur für diese Richtung kann man die Länge der Maßstäbe ermitteln, wir müssen daher die Ordnungszahl auf den Wert umrechnen, der ihr für die Mitte zukommt. Bezieht sich der oben gefundene Wert auf den ersten Ring, der von der Mitte aus im Gesichtsfeld erscheint, so ist die Ordnungszahl  $= 193952 + z$ , wo  $z$  einen Bruchteil zwischen 0 und 1 be-

<sup>1)</sup> Siehe auch die Arbeit von Lord Rayleigh, Phil. Mag. Nr. 65, 11, 685, 1906.

deutet. Man findet  $z$  durch das Experiment und durch Rechnung. Zu dem Zwecke bestimmt man mit dem auf einem Goniometer-teilkreis befindlichen Fernrohr  $F$  den Winkeldurchmesser  $2\alpha$ , wo  $\alpha$  gleich dem Inzidenzwinkel ist. Die Ordnungszahl für die Mitte ist  $P = \frac{2d}{\lambda}$ ; nach Fig. 3b ist dann für den unter  $\alpha$  einfallenden

Strahl die Ordnungszahl  $P' = \frac{2d}{\lambda} \cos \alpha = P \cos \alpha$ , und da  $\alpha$  sehr klein, kann vereinfacht geschrieben werden

$$P = P' + P' \frac{\alpha^2}{4} = P' + z.$$

g) Vergleich des optischen Metermaßstabes mit der Urmeterkopie. Wir kommen jetzt zum letzten Punkte bei der Bestimmung des Normalmeters in Lichtwellenlängen, nämlich zum Vergleich des optischen Maßstabes 1 m ( $A$ ) mit dem Mustermaßstab  $R$  (règle étalon), der die getreue Kopie des Prototypurmeters darstellt, und der als dessen Funktion genau bekannt ist (durch mikrometrischen Vergleich der eingeritzten Endmarken).

Um den Vergleich zu ermöglichen, besitzen die beiden Glasplatten des 1-m-Etalons auf ihrer oberen Fläche nahe der versilberten Ebene feine Marken, die parallel zu diesen mit dem Diamanten eingeritzt sind. Mit diesen Platten werden nacheinander zwei Hilfsmaßstäbe ausgerüstet, derart, daß der Markenabstand des einen möglichst genau doppelt so groß ist wie der des anderen; die optische Länge der Maßstäbe beträgt etwa 1 und 2 cm. Bezeichnen wir mit  $E_1$  und  $E_2$  bzw. die Ordnungszahlen der roten Cadmiumlinie für normal auffallende Strahlen, also die Mitte des Interferenzsystems, mit  $A$  die Zahl der Halbwellen, enthalten in der Summe der Entfernungen zwischen den Marken und den versilberten Schichten, so hat man als Längen der Maßstäbe

$$(E_1 + A) \frac{\lambda}{2} \quad \text{und} \quad (E_2 + A) \frac{\lambda}{2},$$

daher

$$2(E_1 + A) \frac{\lambda}{2} = (E_2 + A) \frac{\lambda}{2}$$

und als gesuchte Größe

$$A = E_2 - 2E_1.$$

$E_1$  und  $E_2$  lassen sich, wie früher beschrieben, durch die Beobachtung bestimmen, und man erhält so den Betrag der Konstanten  $A$ , freilich nur für den Fall, daß die Markenentfernungen beider Maß-

stäbe sich genau wie 1 : 2 verhalten. Dies kann zwar mit großer Annäherung, aber niemals in Wirklichkeit erreicht werden, und es ist notwendig, zu der obigen Beziehung noch einige Korrektionsglieder hinzuzufügen, die durch eine Erweiterung des angedeuteten Verfahrens gewonnen werden.

h) Resultat. Als Resultat dieser umfangreichen Arbeit ergab sich: das Urmeter (Prototyp), das *mètre des archives*, enthält

$$1 \text{ m} = 1553164.13 \lambda_{\text{rot}},$$

daher die Wellenlänge

$$\lambda_{\text{rot}} = 6438.4696 \text{ \AA.-E.}$$

Michelson hatte seinerzeit den Wert gefunden 6438.4722, er hatte aber nicht den Feuchtigkeitsgehalt der Luft berücksichtigt. Nimmt man hierfür den wahrscheinlichen Wert von 70 Proz. Feuchtigkeit an, so berechnet sich der Michelsonsche Wert auf  $\lambda_r = 6438.4695$ , bezogen auf trockene Luft, 15° C und 760 mm Druck; also eine fast absolute Übereinstimmung mit dem Werte von Benoît, Fabry und Perot.

### III. Das internationale Wellenlängen-Normalsystem.

#### 1. Normale zweiter Ordnung.

Angesichts der ausgezeichneten Übereinstimmung der Werte für die rote Cadmiumlinie, die die erwähnten Forscher auf verschiedenem Wege gefunden haben, ist es berechtigt, daß nach internationalem Beschluß diese Linie als Primärnormale oder Linie erster Ordnung für Wellenlängen festgesetzt wurde, mit der Bestimmung, daß alle weiteren Messungen zur Aufstellung eines Normalsystems auf diese Linie bezogen werden sollten. Es galt nun, die zweite Aufgabe zu lösen, die Aufstellung dieses Normalsystems von Wellenlängen nach den auf S. 9 angegebenen Richtlinien.

Im Jahre 1908 erschien als erste Lösung der gestellten Aufgabe eine von Buisson und Fabry herausgegebene Tabelle, die die Werte von  $\lambda = 2373.737$  bis  $\lambda = 6494.994 \text{ \AA.-E.}$  in Intervallen von etwa 50  $\text{\AA.-E.}$  enthalten<sup>1)</sup>. Als Lichtquelle diente der Eisenbogen bei Atmosphärendruck, bei einem Elektrodendurchmesser von 7 mm und 10 bis 15 mm Bogenlänge. Die Lampe brannte meist

<sup>1)</sup> MM. H. Buisson und Ch. Fabry, *Mesures de longueurs d'onde pour l'établissement d'un système de repères spectroscopiques.* Journ. de Phys. 7, 168, 1908.

unter 220 Volt Gleichstrom bei 3 bis 5 Ampere. Einzelne Bereiche im Eisenspektrum sind für die Auswahl von Standardlinien ungeeignet, die so entstandenen Lücken wurden durch Si-, Mn- und Ni-Linien ausgefüllt.

Im folgenden seien die Werte von Fabry und Buisson wiedergegeben; sie stellen nicht die endgültigen Werte dar (s. S. 40, sowie 41 und 47 ff.).

Tabelle I.

2373.737	3556.879	4647.437	5535.418
2413.310	3606.681	4678.855	5569.632
Si 2435.159	3640.391	4707.287	5586.770
Si 2506.904	3677.628	4736.785	5615.658
Si 2528.516	3724.379	Mn 4754.046	5658.835
2562.541	3753.615	4789.657	5709.396
2588.016	3805.346	Mn 4823.521	Ni 5760.843
2628.296	3843.261	4859.756	5763.013
2679.065	3865.526	4878.226	Ni 5805.211
2714.419	3906.481	4903.324	Ni 5857.760
2739.550	3935.818	4919.006	Ni 5892.882
2778.225	3977.745	4966.104	5934.683
2813.290	4021.872	5001.880	5952.739
2851.800	4076.641	5012.072	6003.039
2874.176	4118.552	5049.827	6027.059
2912.157	4134.685	5083.343	6065.493
2941.347	4147.677	5110.415	6137.700
2987.293	4191.441	5127.364	6191.569
3030.152	4233.615	5167.492	6230.732
3075.725	4282.407	5192.362	6265.147
3125.661	4315.089	5232.958	6318.029
3175.447	4352.741	5266.568	6335.343
3225.790	4375.935	5302.316	6393.612
3271.003	4427.314	5324.196	6430.859
3323.739	4466.554	5371.498	6494.994
3370.789	4494.572	5405.780	—
3399.337	4531.155	5434.530	—
3445.155	4547.854	5455.616	—
3485.344	4592.658	5497.521	—
3513.820	4602.944	5506.783	—

Als Ergänzung erschien kurz nachher ein Atlas<sup>1)</sup> des Eisenspektrums, der es gestattet, die betreffenden Normallinien leicht aufzufinden.

Die von den Verfassern der erwähnten Arbeiten angewandte Methode beruht auf den Interferenzerscheinungen, die wir bei Besprechung der Bestimmung der primären Normallinie kennen gelernt haben. Während aber dort nur eine oder einige wenige Linien untersucht wurden, galt es hier, die Wellenlängen von über

<sup>1)</sup> Annales de la Faculté des Sciences de Marseille 17, 3, 1908.

100 Linien mit möglicher Genauigkeit festzustellen, und es mußte das Verfahren so umgebildet werden, daß eine mehr summarische Lösung des Problems möglich war.

## 2. Interferenzspektrometer.

Nach dieser Methode, die im folgenden beschrieben sei, hat auch der Verfasser eine größere Zahl von Linien aus dem Eisenpektrum, daneben von anderen Elementen gemessen, in guter Übereinstimmung mit den Werten obiger Tabelle.

Die Messungen beziehen sich auf die rote Cadmiumlinie  $\lambda = 6438.4696$  und gehen von folgender Überlegung aus. Es ist nach Fig. 3a und 3b (S. 13)

$$P = \frac{2d}{\lambda};$$

dies gilt für senkrecht auffallende Strahlen, für den Inzidenzwinkel  $\alpha$  hat man

$$P = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{2d}{\cos \alpha} - cd \right),$$

oder, da  $cd = 2d \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \alpha$ ,

$$P = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{2d}{\cos \alpha} - \frac{2d \sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \right),$$

umgeformt:

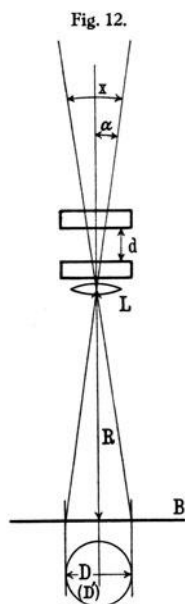
$$P = \frac{2d}{\lambda} \cos \alpha.$$

Die  $\cos$ -Funktion in einer Reihe entwickelt und höhere Glieder vernachlässigt, ergibt

$$P = \frac{2d}{\lambda} \left( 1 - \frac{\alpha^2}{2} \right)$$

und analog für  $\lambda'$

$$P' = \frac{2d}{\lambda'} \left( 1 - \frac{\alpha'^2}{2} \right).$$



Zur Theorie des Interferenzapparates.

Sind die Ordnungszahlen  $P$  und  $P'$  etwa nach den früher beschriebenen Verfahren (S. 28) ermittelt, so läßt sich  $\lambda'$  berechnen, bezogen auf  $\lambda$ , wenn die übrigen Größen durch Beobachtung ermittelt werden, denn man hat, wenn für  $\alpha$  der wirklich gemessene Winkel  $x = 2\alpha$  eingesetzt wird, nach Fig. 12

$$\lambda' = \lambda \frac{P}{P'} \left( 1 + \frac{x^2}{8} - \frac{x'^2}{8} \right).$$

Mit dem auf unendlich eingestellten Fernrohr eines Goniometers, auf dessen Tischchen sich der Interferenzapparat befindet, kann

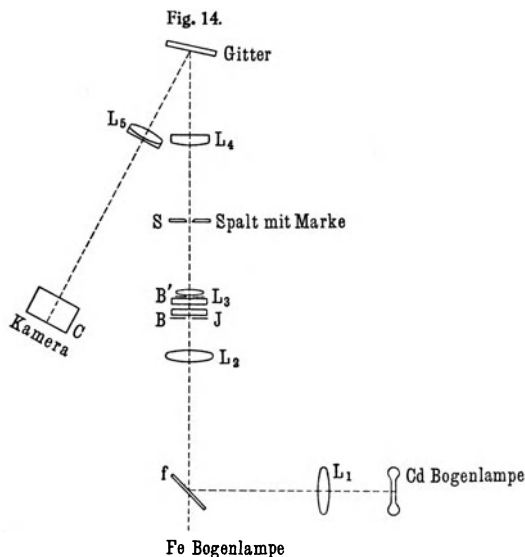
man den Winkel  $\alpha$  bestimmen. Hat man viele Linien, namentlich im unsichtbaren Bereich des Spektrums, zu messen, so läßt sich die direkte Beobachtung und Messung des Winkels  $\alpha$  goniometrisch

Fig. 13.



Cd<sub>grün</sub>                      Cd<sub>rot</sub>                      Cd<sub>grün</sub>  
Interferenz-Ringsystem.

nicht durchführen, man photographiert vielmehr das in der Ebene *B* mittels einer Linse *L* entworfene Ringsystem (s. Fig. 13) und bestimmt



Versuchsordnung für Interferenz-Aufnahmen.

die Durchmesser  $D$  bzw.  $D'$  der betreffenden Interferenzringe und den Radius  $R =$  Brennweite der Projektionslinse und hat, da  $\alpha$  sehr klein (Fig. 12),

$$\operatorname{tg} \alpha = \alpha = \frac{D}{R},$$

und daraus

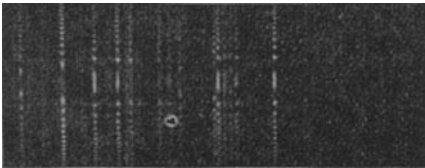
$$\lambda = \frac{P \lambda'}{P'} \left( 1 + \frac{D^2}{8 R^2} - \frac{D'^2}{8 R^2} \right).$$



Fig. 14 zeigt das Schema der Versuchsanordnung, die im Grunde genommen einer Gitteraufstellung entspricht. Das Licht einer Bogenlampe  $Fe$  und gleichzeitig das einer Cadmiumlampe gelangt gemeinsam auf den Spalt  $s$ . Man erreicht die Vereinigung der Strahlen leicht durch passende Stellung des Spiegels  $f$ , der, schwach versilbert, zum Teil die  $Fe$ -Strahlen durchläßt, zum Teil die Cadmiumstrahlen reflektiert. Die Linse  $L_4$  in der Brennweite der Spaltöffnung entsendet parallele Strahlen auf das Gitter, und das hier zerlegte Licht gelangt in bekannter Weise über  $L_5$  als Spektrum in die Kamera  $C$ .

Im Strahlengang befindet sich der Interferenzapparat  $J$  und dicht dahinter die Linse  $L_3$ . Mittels der Blenden  $B$  und  $B'$  wird ein kleiner zentraler Teil abgeblendet, um optische Fehler zu vermeiden. Der Spalt  $s$  befindet sich in der Brennebene von  $L_3$ , so daß auf ihm sämtliche Lichtstrahlen in ihrem Interferenzsystem abgebildet werden.

Fig. 15.



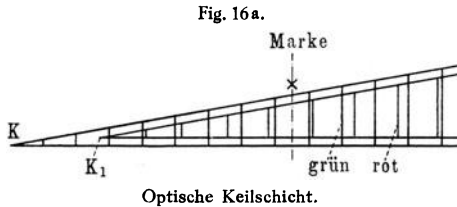
Fe-Bogen. Interferenz-Spektrogramm.

Dies äußert sich im Spektrum, wie Fig. 15 zeigt, in der Weise, daß alle Linien

quer von kleinen Kreissegmenten als Ausschnitte des Ringsystems durchzogen sind. Gleichzeitig werden zwei feine Linien mit photographiert: es sind dies dünne Fäden als Marken, die sich in der Ebene des Spaltes befinden, und deren Abbild es gestattet, die bis zur Kamera eintretenden Bildverzeichnungen zu korrigieren.

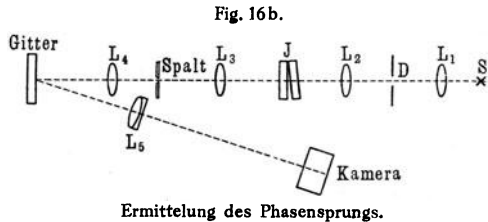
Fehlerquellen, Phasensprung. Wie bei allen Versuchsanordnungen, liegen auch hier Fehlerquellen vor, deren Natur genau erforscht werden muß, um ihren Einfluß auf das Resultat zu prüfen und eventuell in Rechnung zu ziehen. So treten namentlich Temperaturschwankungen störend auf; ihr Einfluß wird aber sehr vermindert einmal dadurch, daß möglichst Vergleichslicht und das Licht der zu untersuchenden Lichtquelle gleichzeitig in den Apparat gelangen, ferner dadurch, daß als Zwischenstück für die Interferometerplatten ein Ring aus Invar oder besser aus Quarzglas genommen wird. Ein anderer Umstand ist hier noch von größtem Interesse, es betrifft dies den sogenannten Phasensprung. Wir verstehen darunter das mehr oder weniger tiefe Eindringen der verschiedenen Strahlen in die reflektierenden Silberschichten. Die

unseren Messungen zugrunde gelegten Rechnungen beziehen sich auf ein und dieselbe Dicke der versilberten Luftschicht. Der Phasensprung bedeutet aber bei spektral voneinander entfernt liegenden Linien verschiedene Dicken  $d$ , so daß eine Korrektur notwendig



wird. Zur Ermittlung des Phasensprungs kann folgender Weg eingeschlagen werden. Man bedient sich des früher beschriebenen (S. 21) Schichtetalons, bei dem die Keilschicht von den zu untersuchenden Platten gebildet wird.

In Fig. 16a ist die Keilschicht schematisch veranschaulicht. Auf eine der Silberschichten wird in der Mitte eine feine Marke



eingritz und die optische Dicke an dieser Stelle für die verschiedenen Lichtstrahlen berechnet. Diese berechnet sich nach der Figur und analog früheren Ausführungen (S. 23) zu

$$d_{\lambda} = P \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{2} \frac{e}{a} = \frac{\lambda}{2} \left( P + \frac{e}{a} \right)$$

für eine Linie der Wellenlänge  $\lambda$  und für  $\lambda'$

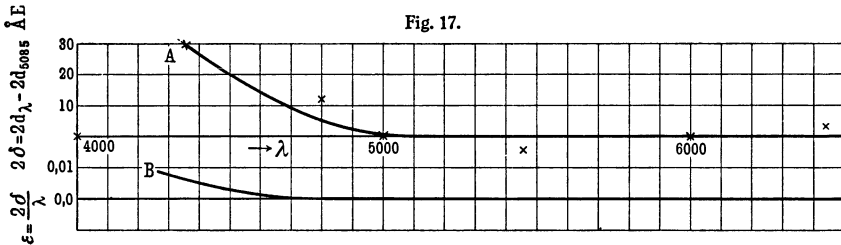
$$d_{\lambda'} = \frac{\lambda'}{2} \left( P' + \frac{e'}{a'} \right).$$

$P$  und  $P'$  werden nach dem früher beschriebenen Verfahren ermittelt. Aus dem Unterschied der Dicken läßt sich der Phasensprung ermitteln und in Rechnung stellen. Die gleichzeitige Auf-

nahme einer größeren Zahl von Linien, die über den Spektralbereich verteilt sind, erfolgt nach dem Schema in Fig. 16 b, das wohl ohne weiteres verständlich ist. Nimmt man als Lichtquelle bei  $S$  leuchtenden Cadmium- und Quecksilberdampf, so ergeben sich für die Dickenunterschiede der versilberten Luftschicht im Vergleich mit der Linie 5085 die Werte folgender Tabelle:

Tabelle 2 (für den Phasensprung).

$\lambda = 6438$	5461	5085	4800	4358
$2d_\lambda - 2d_{5085} = + 5 \text{ \AA.-E.}$	$+ 10 \text{ \AA.-E.}$	$0.0 \text{ \AA.-E.}$	$+ 50 \text{ \AA.-E.}$	$+ 60 \text{ \AA.-E.}$
$+ 5 \text{ "}$	$- 20 \text{ "}$		$- 15 \text{ "}$	$+ 30 \text{ "}$
$+ 35 \text{ "}$	$+ 15 \text{ "}$		$+ 15 \text{ "}$	$+ 20 \text{ "}$
$- 5 \text{ "}$	$- 20 \text{ "}$		$+ 30 \text{ "}$	$+ 25 \text{ "}$
$- 10 \text{ "}$	$- 5 \text{ "}$		$- 25 \text{ "}$	$+ 5 \text{ "}$
$- 10 \text{ "}$	$- 10 \text{ "}$		$+ 20 \text{ "}$	$+ 35 \text{ "}$
Mittel: $= + 3 \text{ \AA.-E.}$	$- 5 \text{ \AA.-E.}$	$0.0 \text{ \AA.-E.}$	$+ 12 \text{ \AA.-E.}$	$+ 30 \text{ \AA.-E.}$



In der darunter befindlichen Kurve bedeutet  $2\delta = 2d - 2d_{5085}$   $\text{\AA.-E.}$  den Dickenunterschied gemäß Kurve  $A$ . Kurve  $B$  veranschaulicht den Einfluß  $\epsilon$  der optischen Schichtdickenänderung auf die Ordnungszahl.

### 3. Resultate der Sekundärnormalen verschiedener Forscher.

Im folgenden seien die Werte für die gemessenen Linien mitgeteilt, daneben zum Vergleich die von Fabry und Buisson gemessenen Linien<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Siehe auch P. Eversheim, Wellenlängennormale im Eisenpektrum. Ann. d. Phys. IV, 30, 815, 1909; IV, 36, 1071, 1911; IV, 45, 454, 1914.

Tabelle 3.

Eversheim	Fabry und Buisson	Differenz Å.·E.	Wahrscheinlicher Fehler der Messung Eversheim Å.·E.
4282.408	.407	+ 0.001	0.0005
4315.089	.089	0	5
4352.741	.741	0	5
4375.934	.935	— 1	6
4427.313	.314	— 1	6
4466.557	.554	+ 3	5
4494.571	.572	— 1	4
4528.622	—	—	4
4547.853	.854	— 1	6
4592.658	.658	0	5
4602.948	.944	+ 4	4
4647.441	.437	+ 4	4
4691.419	—	—	6
4707.292	.287	+ 5	7
4736.787	.785	+ 2	10 mit Gitter
4754.049 Mn	.046	+ 3	7
4789.658	.657	+ 1	10
4823.523 Mn	.521	+ 2	6
4859.758	.756	+ 2	6
4878.224	.226	— 2	8
4903.327	.324	+ 3	4
4919.007	.006	+ 1	3
4966.105	.104	+ 1	7
5001.885	.880	+ 5	8
5012.074	.072	+ 2	6
5049.827	.827	0	6
5083.346	.343	+ 3	8
5110.414	.415	— 1	8
5167.491	.492	— 1	6
5191.473	—	—	10
5232.958	.958	0	5
5266.569	.568	+ 1	20 mit Gitter
5302.316	.316	0	5
5324.196	.195	+ 1	5
5371.493	.498	— 5	8
5405.780	.780	0	10
5434.524	.530	— 6	5
5455.611	.616	— 5	8
5497.523	.521	+ 2	6
5506.785	.783	+ 2	7
5569.636	.632	+ 4	6
5586.773	.770	+ 3	4
5615.662	.658	+ 4	8
5658.838	.835	+ 3	10
5763.013	.013	0	8
5826.294 Ba	—	—	3
5857.759 Ni	.759	0	10
5892.881 Ni	.881	0	5
5971.715 Ba	—	—	6
5997.102 Ba	—	—	5

Tabelle 3 (Fortsetzung).

Eversheim	Fabry und Buisson	Differenz Å. E.	Wahrscheinlicher Fehler der Messung Eversheim Å. E.
6065.493	.493	0.000	0.0007
6108.121 Ni	—	—	4
6191.568	.569	— 1	5
6230.736	.732	+ 4	5
6318.028	.029	— 1	7
6335.342	.343	— 1	10
6393.613	.612	+ 1	6
6430.862	.859	+ 3	6
6494.994	.994	0	7
6546.252	—	—	12
6592.931	—	—	8
6678.008	—	—	10
6750.162	—	—	10
6945.223	—	—	25

Diese Tabelle wurde einige Jahre später nach dem ultravioletten Teil des Spektrums ergänzt durch folgende Zahlen:

Tabelle 4.

Eversheim $\lambda =$	Fabry und Buisson	Differenz Å. E.	Wahrscheinlicher Fehler der Messung Eversheim Å. E.
4282.409	.407	+ 0.002	0.0006
4233.616	.615	+ 1	10
4191.444	.441	+ 3	7
4147.674	.677	— 3	7
4134.685	.685	0	5
4118.552	.552	0	2
4076.642	.641	+ 1	7
4021.872	.872	0	2
3977.747	.745	+ 2	2
3935.818	.818	0	9
3907.936	Ersatzlinie	—	7
3906.	.481		
3865.528	.526	+ 2	5
3850.820	Ersatzlinie	—	3
3843.	.261		
3805.347	.346	+ 1	2
3753.614	.615	— 1	6
3724.380	.379	+ 1	4
3676.314	Ersatzlinie	—	4
3677.630	.628	+ 2	3
3640.392	.391	+ 1	4
3606.683	.681	+ 2	3
3556.882	.879	+ 3	7
3513.822	.820	+ 2	6
3485.346	.344	+ 2	5
3445.154	.155	— 1	5
3399.337	.337	0	2
3370.787	.789	— 2	6

und nach dem ultraroten Teil nach Tabelle 5:

Tabelle 5.

Eversheim	Fabry und Buisson	Differenz	Burns <sup>1)</sup>	Differenz	Wahrscheinlicher Fehler der Messung Eversheim
$\lambda =$		Å.E.		Å.E.	Å.E.
6003.039	0.039	0	0.036	+ 0.003	0.0006
6065.491	0.493	- 0.002	—		7
6137.703	0.700	+ 3	—		10
6265.145	0.147	- 2	.143	+ 2	7
6318.030	0.029	+ 1	—		6
6430.856	0.859	- 3	.857	- 1	4
6494.991	0.994	- 3	.991	0	10
6546.250	—		.247	+ 3	6
6592.920	—		.925	- 5	8
6663.449	—		.454	- 5	7
6677.997	—		8.000	- 3	8
6750.163	—		.164	- 1	13
6945.216	—		.215	+ 1	7
6978.862	—		.861	+ 1	8
7187.356	—		.348	+ 8	10
7207.442	—		.431	+ 11	5
7445.800	—		.781	+ 19	10

Das mitgeteilte Zahlenmaterial wurde von dritter Stelle in Ausführung der Forderung der Internationalen Union durch die Arbeit von Pfund <sup>2)</sup> vervollständigt, der sich ebenfalls der Interferometermethode bediente. Die Werte sind in folgender Tabelle enthalten:

Tabelle 6.

$\lambda =$			
4282.412	4859.757	5232.958	5615.659
4315.094	4878.225	5434.531	6191.568
4352.744	4903.327	5455.617	6230.731
4427.316	4919.007	5497.523	6393.611
4494.574	5001.885	5506.784	6494.992
4531.156	5167.495	5586.772	—

#### 4. Internationale Beschlüsse.

Gemäß dem Beschluß der Internationalen Union im September 1910 auf dem Mt. Wilson (Californien) wurde ein Normalsystem angenommen, das die Mittelwerte aus den mitgeteilten drei Tabellen enthält. Die Werte sind in Tabelle 7 enthalten, wobei zu bemerken

<sup>1)</sup> Diese Zahlen entstammen der Arbeit von Kelvin Burns, Journ. Phys., Juni 1923.

<sup>2)</sup> A. H. Pfund, A redetermination of the Wave-lengths of Standard iron lines, Astrophys. Journ. 28, 197, 1908.

Tabelle 7.

Angenommene Wellenlänge	Fabry und Buisson	Eversheim	Pfund
4282.408	.407	.408	.408
4315.089	.089	.089	.089
4375.934	.935	.934	.934
4427.314	.314	.313	.316
4466.556	.554	.557	.558
4494.572	.572	.571	.572
4531.155	.155	—	.155
4547.853	.854	.853	.853
4592.658	.658	.658	.657
4602.947	.944	.948	.948
4647.439	.437	.441	.439
4691.417	—	.419	.416
4707.288	.287	.292	.286
4736.786	.785	.787	.787
4789.657	.657	.658	.657
4878.225	.226	.224	.225
4903.325	.324	.327	.324
4919.007	.006	.007	.008
5001.881	.880	.885	.879
5012.073	.072	.074	.072
5049.827	.827	.827	.827
5083.344	.343	.346	.343
5110.415	.415	.414	.416
5167.492	.492	.491	.492
5192.363	.362	—	.364
5232.957	.958	.958	.956
5266.569	.568	.569	.569
5371.495	.498	.493	.494
5405.780	.780	.780	.780
5434.527	.530	.524	.528
5455.614	.616	.611	.614
5497.522	.521	.523	.523
5506.784	.783	.785	.784
5569.633	.632	.636	.631
5586.772	.770	.773	.772
5615.661	.658	.662	.663
5658.836	.835	.838	.835
5763.013	.013	.013	.014
6027.059	.059	—	.059
6065.492	.493	.493	.491
6137.701	.700	—	.702
6191.568	.569	.568	.567
6230.734	.732	.736	.735
6265.145	.147	—	.143
6318.028	.029	.028	.026
6335.341	.343	.342	.337
6393.612	.612	.613	.612
6430.859	.859	.862	.855
6494.993	.994	.994	.992

ist, daß Pfund nach einer schriftlichen Mitteilung seine Zahlen durch Neumessung revidiert und erweitert hat<sup>1)</sup>.

Als Einheit wurde die Bezeichnung I. A. (Internationale Ängström - Einheit) eingeführt. Diese Zahlentabelle wurde auf Grund der inzwischen erschienenen Arbeiten durch Beschluß der Solar-Union, die im September 1913 in Bonn tagte, erweitert<sup>2)</sup>:

Tabelle 8.

Internationale Standards	Fabry und Buisson	Pfund	Burns	Eversheim
6750.163	—	—	.164	.162
6678.004	—	.004	.000	.008
6592.928	—	.928	.925	.931
6546.250	—	.251	.247	.252
5709.396	.396	.396	.395	—
4233.615	.615	.615	—	.616
4191.443	.441	.445	—	.444
4147.676	.677	.677	—	.674
4134.685	.685	—	—	.685
4118.552	.552	.551	—	.552
4076.642	.641	.644	—	.642
4021.872	.872	.871	—	.872
3977.746	.745	.745	—	.747
3935.818	.818	—	—	.818
3907.937	.938	—	—	.936
3906.482	.481	.483	—	—
3865.527	.526	—	—	.528
3850.820	.820	—	—	.820
3843.261	.261	.261	—	—
3805.346	.346	.346	—	.347
3753.615	.615	.616	—	.614
3724.380	.379	.380	—	.380
3677.629	.628	.630	—	.630
3676.313	.312	—	—	.314
3640.392	.391	.392	—	.392
3606.682	.681	—	—	.683
3556.881	.879	.883	—	.882
3513.821	.820	.821	—	.822
3485.345	.344	.346	—	.346
3445.154	.155	.154	—	.154
3399.337	.337	.338	—	.337
3370.789	.789	.788	—	.791
Nickel-Linien				
5892.882	.882	.882	—	.881
5857.759	.760	.757	—	.759

<sup>1)</sup> Siehe auch den Bericht von Kayser, Fabry und Ames, *Astrophys. Journ.* **32**, 215, 1910.

<sup>2)</sup> Siehe Bericht der Kommission in *Astroph. Journ.* **39**, 93, 1914.



Die nun folgenden Messungen konnten nicht mehr wie die vorigen durch internationalen Beschluß in das Normalsystem zweiter Ordnung eingereiht werden, da der Weltkrieg mit seinen traurigen Folgen dem einträchtigen und ersprießlichen Arbeiten der Forscher der verschiedenen Länder ein gewaltsames Ende bereitete.

#### IV. Weiterer Ausbau des Normalsystems, Normale dritter Ordnung.

##### 1. Neubildung der Internationalen Kommission.

Nach achtjähriger Unterbrechung tagte im Mai 1922 in Rom zum erstenmal seit dem großen Kriege wieder eine Sitzung von Astrophysikern, die — freilich unter Ausschluß Deutschlands — unter dem Namen „International Astronomical Union“ im Juli 1919 gegründet, zusammentrat: die alte Internationale Union für Sonnenforschung existierte nicht mehr. Bezüglich der Wellenlängen-Normalen wurde im wesentlichen folgendes beschlossen<sup>1)</sup>:

##### 2. Vorschläge der Kommission.

a) Normallinien. Sämtliche Messungen zur Bestimmung der Normalen zweiter Ordnung sind bisher direkt auf die rote Cadmiumlinie bezogen. Für die Nachprüfung und Erweiterung dieser Werte wurde es als sehr wünschenswert bezeichnet, wenn außer dieser einen Bezugslinie noch andere im Spektralbereich gelegene Linien als Hilfs-Primärnormale genommen werden könnten. Als geeignete Linien wurden folgende empfohlen:

###### a) Eisenlinien:

$\lambda =$	5012.073	5083.344	5405.780	5497.522 Å.-E.
	5049.827	5110.415	5434.527	5506.784

###### b) Neonlinien:

$\lambda =$	5881.896	6074.338	6143.062	6304.789 Å.-E.
	5944.834	6096.163	6266.495	6382.991

Es wurde ferner empfohlen, im ultravioletten Teile noch eine Reihe von Sekundärnormalen zu bestimmen im Abstand von etwa 12 Å.-E. Hierzu würden sich stabile Linien eignen, die in Tabelle 9 zusammengestellt sind.

Als wünschenswert wurde weiterhin die Aufnahme von Argon, weiteren Cadmiumlinien, von Helium und Kryptonlinien und

<sup>1)</sup> Siehe auch den Bericht der „Int. Astron. Union“; Bericht 14 der „Commission des étalons de longueur d'onde et tables de spectres solaires“.

ferner Absorptionslinien des Joddampfes bezeichnet. Linien des Joddampfes sind in Tabelle 10 enthalten.

Tabelle 9<sup>1)</sup>.

λ =					
2375.193 4	2612.787 3	2866.629 4	3091.581 4r	3314.746 6	
80.763 4	21.677 6	74.176 7	98.191 3	17.126 4	
89.979 4	32.248 4	87.808 4	3116.632 5	23.741 4	
99.244 6	41.654 3	99.418 4	25.663 6	25.468 4	
2406.663 6	56.154 3	2912.161 8	29.334 4	3337.671 4	
2413.313 6	2669.498 4	2926.584 5	3142.888 4		
43.871 4	79.066 6	41.343 8	55.293 2		
53.478 4	99.114 4	59.996 4	61.370 2		
68.885 5	2714.419 6	76.130 4	71.353 4		
74.818 5	28.026 4	87.293 5	84.903 4		
2496.539 5	2746.486 7	2990.394 4	3191.666 5		
2507.904 4	59.816 4	3011.484 4	3202.562 3		
12.366 4	78.847 4	24.035 5r	17.389 4		
24.291 6	97.777 4	30.150 4	33.061 5		
35.610 6	2813.288 9	40.430 4	46.015 3		
2543.927 5	2817.506 3	3045.082 4	65.057 3		
49.616 6	28.808 4	55.268 4	68.246 4		
66.921 4	48.714 4	68.180 4	80.268 5		
84.544 4	51.798 8	78.436 3	92.029 5		
98.380 7	58.898 4	83.745 4	3298.137 5		

Tabelle 10.

5167.478	5364.866	5410.923	5455.623
5171.594	5371.478	5410.955	5497.506
5227.187	5393.157	5415.190	5506.768
5232.908	5393.183	5424.052	5572.860
5266.563	5397.157	5429.726	5586.752
5266.583	5404.150	5434.527	
5324.179	5405.787	5446.936	

Weiterhin wurde empfohlen, als Sekundärnormale noch die Linien aus dem Neonspektrum zu nehmen, deren Zahlen als Mittelwerte von vorliegenden Beobachtungen aus Tabelle 11 zu ersehen sind.

Wichtig erschien die strengere Fassung für die Bedingungen zum Betrieb des Eisenbogens. In der Tat ist es nicht gleichgültig,

<sup>1)</sup> Näheres siehe K. Burns, Arc Spectrum of Iron. Lick Observatory, Bull, Nr. 247.

Tabelle 11.

	Burns	Meggers (1918)	Merrill	Meissner (1919)
5852.488	.488	.488	.488	.488
5881.896	.895	.896	.895	.896
5944.834	.834	.835	.834	.834
5975.534	.534		.533	.534
6029.998	.997		.997	.999
6074.338	.337	.338	.337	.337
6096.163	.163	.163	.163	.163
6143.062	.062	.063	.062	.061
6163.594	.594	.596	.593	.594
6217.280	.282	.286	.280	.279
6266.495	.495	.495	.495	.495
6304.789	.789	.790	.789	.788
6334.428	.428	.428	.428	.428
6382.991	.992	.991	.991	.991
6506.528	.527	.528	.528	.527
6532.882	.883	.883	.882	.881
6598.953	.953	.953	.953	.953
6678.276	.276	.276	.277	.275
6717.042	.043	.042	.043	.042
7032.412	.413	.414	.412	.410

wie diese beschaffen sind. Eingehende Untersuchungen haben gezeigt<sup>1)</sup>, daß Linienverschiebung eintritt, wenn man das Licht verschiedenen Teilen des Bogens entnimmt, also die Gegend der Pole zur Emission benutzt oder die Mitte des Bogens. Es ist ferner die Stromstärke von Einfluß und anderes mehr. Alles Erscheinungen, die höchstwahrscheinlich auf das verschiedene Verhalten des Druckes an den verschiedenen Stellen des Bogens, ungleichförmige Temperatur, Anwesenheit fremder Gase und dergleichen zurückzuführen sind. Man könnte am ehesten klare Verhältnisse schaffen, wenn der Vakuumbogen vorgeschrieben würde. Indessen zeigt sich, daß der Eisenbogen nicht ohne weiteres im hohen Vakuum brennt oder doch nur sehr unvollkommen, und daß er fortwährend erlischt. Im übrigen dürfte die praktische Verwendung zunächst noch auf Schwierigkeiten stoßen, da Vakuumlampen nicht so leicht zur Hand und zweifellos sehr viel umständlicher zu handhaben sind als der gewöhnliche Bogen in Luft. Indessen sind diesbezügliche Arbeiten,

<sup>1)</sup> Siehe unter anderem F. Goos, Zeitschr. f. wiss. Phot. 12, 259, 1913.

die Schwierigkeiten zu überwinden und eine einfache brauchbare Vakuumeisenbogenlampe herzustellen, im Gange.

b) Der „Pfund“ bogen. Um zunächst wenigstens die Schwierigkeiten zu beheben, wurde auf der Romversammlung der sogenannte Pfundbogen<sup>1)</sup> als Lichtquelle für das Eisenspektrum vorgeschlagen. Pfund benutzt als untere Elektrode einen Eisenstab von 12 mm Durchmesser, der oben trichterförmig ausgehöhlt ist und eine Eisenoxydperle enthält. Die obere Elektrode ist ein Eisenstab von 6 mm Durchmesser, über den am unteren Teile ein Messingklotz geschoben ist, um eine gewisse Kühlwirkung zu erzielen. Der Bogen zündet leicht (Handregulierung) und gibt ein ruhiges Licht. Er soll mit einer Netzspannung zwischen 110 bis 250 Volt gespeist werden, wobei die Stromstärke 5 Amp. nicht überschreiten darf. Sodann soll der Bogen auf eine Länge von 12 bis 15 mm ausgezogen werden und als Ausgangspunkt für die Strahlen eine mittlere Partie von 1 bis 1.5 mm gewählt werden. In der Spektralregion von 6000 Å.-E. aufwärts darf indessen wegen der größeren Stetigkeit der Linien ein 6 mm langer Teil der Bogenmitte bei 6 Amp. Stromstärke genommen werden, da sich sonst zu lange Expositionszeiten in diesem schwach wirksamen Strahlenbereich ergeben würden; auch könnten geeignete Linien des Neonspektrums, erzeugt mittels der Geissleröhre, herangezogen werden.

Weitere Beschlüsse bezüglich Klassifikation und nähere Kennzeichnung von Linien hinsichtlich ihres Verhaltens wurden gefaßt. Diese Beschlüsse sind zweifellos von großem Nutzen für eine befriedigende Lösung der vorliegenden Aufgabe. Namentlich was den Charakter der Linien betrifft, so wurden auf diese Weise ungeeignete ausgeschaltet. Wie wir gesehen haben, bietet gerade die interferometrische Methode hier ein vorzügliches Mittel zur Sichtung. Wegen der hohen Ordnungszahlen zeigen ungeeignete Linien verwaschene Interferenzbilder, auch solche, die bei Gitteraufnahmen noch leidlich scharf erscheinen. Derartige Linien, mehr oder weniger stark zusammengesetzt aus vielen einzelnen, sind wegen der Unhomogenität nicht zu Normalen geeignet, dasselbe gilt von solchen Linien, deren Lage infolge Druckverschiebung und anderer Einflüsse unsicher ist, sie müssen ausscheiden. Als stabile oder stetige Eisenlinien, die zum Ersatz ungeeigneter und zum Ausfüllen größerer Zwischenräume vorgeschlagen wurden, sollen die Linien folgender Tabelle dienen:

---

<sup>1)</sup> A. H. Pfund, *Astrophys. Journ.* 27, 297, 1908.

Tabelle 12.

Sekundärnormale	Ersatz	Sekundärnormale	Ersatz
3556.881 ?	3558.519	4919.007 <i>c5</i>	4924.776
	3576.761		4939.691
4076.642 <i>d</i>	4074.792	4966.104 <i>d</i>	4994.135
	4095.977	5001.881 <i>d</i>	5041.760
	4107.495		5123.725
	4156.806		5150.845
4191.443 <i>d</i>	4175.642	5192.393 <i>d</i>	5198.715
	4184.897		5202.340
	4203.988		5216.280
4233.615 <i>d5</i>	4219.367	5232.957 <i>d5</i>	5242.496
	4245.261		5250.652
4707.288 <i>d</i>	4710.288	5266.569 <i>d5</i>	5270.360
	4733.598	5302.315 <i>d</i>	5307.366
4736.786 <i>d</i>	4741.535	5324.196 <i>d5</i>	5328.537
	4772.818		5341.028

Die neben den Werten aufgeführten Zahlen und Buchstaben bezeichnen Intensität, Gruppe und Klasse, deren Bedeutung sich aus den folgenden Bemerkungen ergibt (S. 51).

### 3. Neumessungen an Normalen zweiter Ordnung.

Auf Grund der mitgeteilten Beschlüsse wurden an verschiedenen Stellen neue Messungen vorgenommen und das bis dahin bestehende System der Sekundärnormalen revidiert und erweitert. In Scientific Papers of the Bureau of Standards Nr. 478 erschien im Jahre 1924 eine neue Liste über die Wellenlängen von 159 Linien. Diese Liste enthält 84 Linien, also fast alle Normalen, die vor dem Kriege angenommen wurden, die übrigen bilden eine Vervollständigung der alten Aufstellung. Die Liste ist herausgegeben von W. F. Meggers, C. C. Kiess, beide vom Bureau of Standards, sowie von Kelvin Burns, Allegheny. Zur Messung wurde die bewährte Methode von Fabry und Buisson benutzt und mit verschiedenen Plattenabständen — 3 und 15 mm — gearbeitet. Als Lichtquelle diente der vorgeschriebene Eisenbogen, als Vergleichslicht wurde zur Erzeugung des Cadmiumspektrums ein erhitztes Geisslerrohr genommen, nach Art desjenigen Rohres, das Michelson bei Ausmessung des Meters benutzte; daneben dienten Linien aus dem Neonspektrum als Hilfsprimärnormalen.

Tabelle 13.

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert	Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert
6 . . . . .	3370.786	9	A	.789	.788	6 . . . . .	3805.346	24	A	.346	.346
6 . . . . .	3399.337	13	A	.337	.337	5 . . . . .	43.261	22	A	.261	.260
6 . . . . .	3428.196	11	A	—	—	6 . . . . .	65.526	8	B	.527	.527
4 . . . . .	3445.151	18	A	.154	.153	4 . . . . .	73.764	16	A	.764	.764
6 . . . . .	3485.343	11	A	.345	.343	4 b . . . . .	3891.932	8	A	—	—
5 . . . . .	3513.821	11	A	.821	.821	5 a 1 . . . . .	3906.483	10	B	.482	.483
4 . . . . .	27.796	6	B	—	—	3 b . . . . .	07.938	18	A	.937	.937
6 . . . . .	56.882	13	A	.881	.881	4 b . . . . .	35.816	22	A	.818	.817
5 . . . . .	58.517	3	C	—	.519	4 b . . . . .	49.958	21	A	—	—
4 . . . . .	3575.374	10	A	—	—	5 b 4 . . . . .	77.744	24	A	.746	.746
5 . . . . .	3606.683	24	A	.682	.682	6 b 4 . . . . .	3997.397	3	C	—	.397
5 . . . . .	23.188	20	A	—	.188	5 a . . . . .	4009.716	20	A	—	.718
6 . . . . .	40.393	28	A	.392	.392	5 b . . . . .	21.870	24	A	.872	.872
4 . . . . .	76.315	20	A	.313	.313	3 . . . . .	74.789	21	A	—	.792
6 . . . . .	77.631	20	A	.629	.629	5 b . . . . .	76.636	12	A	.642	.638
3 . . . . .	3695.055	18	A	—	.054	3 b . . . . .	4095.974	19	A	—	.977
5 . . . . .	3704.464	3	C	—	.464	5 b . . . . .	4107.492	26	A	—	.495
6 . . . . .	24.381	30	A	.380	.380	6 b . . . . .	18.549	23	A	.552	.552
5 . . . . .	53.615	31	A	.615	.615	5 b 4 . . . . .	34.680	21	A	.685	.684
5 . . . . .	3785.955	9	B	—	.950	4 b . . . . .	47.673	24	A	.676	.675

Tabelle 13 (Fortsetzung).

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert	Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert
4 b . . . .	4156,802	25	A	—	.805	5 c 4 . . . .	4494,568	25	A	.572	.571
4 b . . . .	75,639	19	A	—	.642	2 . . . . .	4517,529	4	B	—	.532
4 b . . . .	84,894	26	A	—	.897	7 c 4 . . . .	28,619	15	A	—	.622
6 d . . . .	4191,436	20	A	.443	.444	5 b 3 . . . .	31,152	24	A	.155	.155
3 b 3 . . . .	4203,986	23	A	—	.988	3 b . . . . .	47,851	16	A	.853	.854
5 b . . . .	19,364	23	A	—	.367	2 . . . . .	74,725	3	C	—	—
6 d 5 . . . .	33,609	20	A	.615	.614	4 . . . . .	4592,655	21	A	.658	.657
2 b . . . .	45,260	19	A	—	.261	4 . . . . .	4602,945	26	A	.947	.946
2 b . . . .	67,831	13	A	—	.832	4 d . . . . .	25,054	14	A	—	—
6 b 1 . . . .	82,406	23	A	.408	.408	4 b . . . . .	47,437	22	A	.439	.439
2 . . . . .	4298,040	3	A	—	.043	5 c 4 . . . .	78,853	17	A	—	.856
5 b 3 . . . .	4315,087	20	A	.089	.090	4 c 4 . . . .	4691,414	18	A	.417	.417
5 b 3 . . . .	37,049	21	A	—	.052	5 c 5 . . . .	4707,282	19	A	.288	.290
4 b 3 . . . .	52,738	23	A	.741	.740	3 b . . . . .	10,287	17	A	—	.288
5 a 3 . . . .	75,932	22	A	.934	.934	3 a . . . . .	33,596	12	A	—	.598
3 b . . . .	4390,954	14	A	—	.956	5 c 5 . . . .	36,782	24	A	.786	.790
4 c 4 . . . .	4408,419	16	A	—	.421	3 b . . . . .	41,533	8	A	—	.535
5 a 3 . . . .	27,312	24	A	.314	.314	3 b . . . . .	72,818	8	B	—	.818
5 c 4 . . . .	47,722	20	A	—	.724	3 b . . . . .	4789,654	18	A	.657	.656
5 b 4 . . . .	66,555	26	A	.556	.556	5 c 5 . . . .	4859,748	23	A	.758	.759

Tabelle 13 (Fortsetzung).

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert	Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert
5 c 5 . . .	4878.219	22	A	.225	.224	4 a . . .	5198.715	15	A	—	.715
5 c 5 . . .	4903.317	21	A	.325	.326	5 a . . .	5202.339	19	A	—	.340
8 c 5 . . .	19.001	25	A	.007	.008	5 a . . .	16.277	22	A	—	.280
3 a . . .	24.775	11	A	—	.776	8 d 5 . . .	32.948	23	A	.957	.956
3 a . . .	39.692	13	A	—	.691	3 a . . .	42.496	9	B	—	.496
5 c 5 . . .	66.097	15	A	.104	.106	3 . . .	50.650	12	A	—	.652
3 a . . .	4994.132	17	A	—	.135	8 d 5 . . .	66.564	26	A	.569	.571
5 c . . .	5001.872	21	A	.881	.881	8 a 4 . . .	70.361	11	A	—	.360
4 a . . .	12.072	23	A	.073	.073	7 d . . .	5283.629	20	A	—	—
4 a . . .	41.758	19	A	—	.760	5 d . . .	5302.308	18	A	.315	.315
5 a . . .	49.825	20	A	.827	.827	2 a . . .	07.364	12	A	—	.365
4 c . . .	68.774	12	A	—	—	6 d 5 . . .	24.187	23	A	.196	.196
4 a . . .	5083.343	18	A	.344	.343	4 a 4 . . .	28.532	9	C	—	.537
4 a . . .	5110.414	19	A	.415	.415	5 a 4 . . .	41.026	24	A	—	.028
4 a . . .	23.722	16	A	—	.725	7 a 1 . . .	71.493	26	A	.495	.495
3 a . . .	27.362	14	A	—	.365	6 a 4 . . .	5397.131	19	A	—	.134
4 a . . .	50.843	15	A	—	.845	6 a 4 . . .	5405.778	26	A	.780	.780
8 a . . .	67.490	24	A	.492	.493	6 a 4 . . .	34.527	28	A	.527	.528
7 c . . .	91.462	20	A	—	—	6 a 4 . . .	55.613	22	A	.614	.615
8 d . . .	92.353	22	A	.363	.360	3 d . . .	73.908	6	B	—	—

Eversheim, Wellenlängenmessungen des Lichtes.

A



Tabelle 13 (Fortsetzung).

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert	Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrscheinlicher Fehler	Sekundär- normale	Interpoliert
4 a 3 . . .	5497.520	22	A	.522	.522	5 b 4 . . .	6191.564	22	A	.568	.568
4 a 3 . . .	5506.783	23	A	.784	.784	3 b 4 . . .	6219.287	11	A	—	.290
5 d 5 . . .	69.627	21	A	.633	—	5 b 4 . . .	30.730	23	A	.734	.734
6 d 5 . . .	5586.764	24	A	.772	—	4 b 4 . . .	52.562	15	A	—	.567
6 d 5 . . .	5615.653	23	A	.661	—	3 b 4 . . .	65.140	14	B	.145	.145
5 d 5 . . .	24.551	15	B	—	—	3 b 4 . . .	6297.800	6	A	—	.803
4 d 5 . . .	58.827	20	A	.836	—	5 d 5 . . .	6301.514	18	A	—	—
3 d . . .	5662.526	8	B	—	—	4 b 4 . . .	18.024	16	A	.028	.028
3 . . .	5701.554	10	A	—	—	4 b 4 . . .	35.338	18	A	.341	.342
3 d . . .	09.388	16	A	.396	—	5 b 4 . . .	6393.607	22	A	.612	.612
3 d . . .	53.131	6	B	—	—	5 d 5 . . .	6400.014	4	B	—	—
4 d . . .	5763.002	15	B	.013	—	5 d 5 . . .	11.662	4	C	—	—
4 e . . .	5862.354	5	B	—	—	4 b 4 . . .	21.355	17	A	.362	.362
6 e . . .	5914.172	3	A	—	—	5 b 4 . . .	30.853	22	A	.859	.859
4 . . .	5934.668	6	C	—	—	5 b 4 . . .	6494.987	24	A	.993	.993
4 e . . .	6024.066	14	A	—	—	5 b 4 . . .	6546.247	18	A	.252	.252
2 b 4 . . .	27.058	6	A	.059	.059	5 b 4 . . .	6592.920	16	A	.928	.927
4 b 4 . . .	6065.489	20	A	492	492	4 b . . .	6663.447	6	B	—	.455
4 b 4 . . .	6136.623	6	C	—	.624	5 b 4 . . .	6677.994	17	B	8.004	8.001
4 b 4 . . .	37.697	21	A	.701	.702						

Tabelle 13 gibt die Resultate der Messungen; hierin bedeuten die vorderen Zahlen der ersten Kolumne Intensität nach der von Burns<sup>1)</sup> angegebenen Schätzung. Die Bezeichnung a, b, c, d, e sowie die folgenden Zahlen 1 bis 5 bedeuten Gruppen und Klassen. Die Bezeichnung der Gruppen kennzeichnet nach den Arbeiten von Gale, Adams<sup>2)</sup> sowie von St. John und B a b c o c k<sup>3)</sup> die Druckverschiebung. Gruppe a umfaßt eine Verschiebung bis zu 0.004 Å.-E. Bei den Gruppen b, c und d nimmt die Verschiebung zu bis 0.02 Å.-E. pro Atmosphäre. Gruppe e charakterisiert gewisse Eisenlinien, die schon bei geringen Druckdifferenzen Verschiebung nach Violett zeigen, bei hohen Drucken bereits unmeßbar werden<sup>4)</sup>.

Es folgen in der zweiten Kolumne die Werte für die Wellenlängen, direkt bezogen auf die Primärstandardlinie<sup>5)</sup>. Neben der Zahl der Beobachtungen geben die folgenden Spalten der Tabelle Aufschluß über die wahrscheinlichen Fehler: A bezeichnet einen Fehler kleiner als 0.0007 Å.-E., B einen solchen in der Größe 0.0007 bis 0.0012 Å.-E., während C andeutet, daß die Messung keine exakten Werte liefert. Zum Vergleich mit den  $\lambda$  B. S. enthält die fünfte Kolumne die internationalen Sekundärnormalen so, wie sie zurzeit Gültigkeit haben. Daran schließt sich eine sechste Gruppe, enthaltend die tertiären Normalen oder die Normalen dritter Ordnung. Diese wurden durch Gittermessungen und Interpolation zwischen benachbarten Normalen zweiter Ordnung ermittelt.

Um das Verhalten der Linien, namentlich der Gruppen a, b, c, d zu prüfen, wurden Versuche mit verschiedenen langen Eisenbogen bei verschiedener Stromstärke unternommen<sup>6)</sup>; die Resultate sind in Tabelle 14 enthalten.

Man sieht daraus, daß die Gruppen a und b nur Abweichungen bis 0.0004 Å.-E. aufweisen; diese Abweichungen sind indessen belanglos, da sie innerhalb der Meßgenauigkeit liegen. Die betreffenden Linien dürften daher wohl, soweit die verschiedenartige Belastung des Bogens in Frage kommt, als „stabil“ angesehen werden. Dagegen weisen die Linien der Gruppen d und e erhebliche

<sup>1)</sup> Lick Observatory Bull. Nr. 247; ferner Zeitschr. f. wiss. Phot. 12, 209, 1912.

<sup>2)</sup> Astrophys. Journ. 35, 10, 1912; 37, 391, 1913.

<sup>3)</sup> Eberdase'bst 53, 260, 1921.

<sup>4)</sup> Siehe auch St. John und Ware, ebendasselbst 36, 14, 1912.

<sup>5)</sup> B. S. = Bureau of Standards.

<sup>6)</sup> Scientific Papers, Bureau of Standards Nr. 478, S. 271; siehe auch Nr. 479.

Tabelle 14.

Intensität, Gruppe und Klasse	12-mm- 5-Amp.- Bogen	6-mm- 6-Amp.- Bogen	Sekundär- normale	Intensität, Gruppe und Klasse	12-mm- 5-Amp.- Bogen	6-mm- 6-Amp.- Bogen	Sekundär- normale
6 a 4 . . .	5434.527	.525	.527	3 b 4 . . .	6219.287	.286	—
6 a 4 . . .	55.613	.614	.614	5 b 4 . . .	30.730	.730	.734
4 a 3 . . .	5497.520	.520	.522	4 b 4 . . .	52.562	.564	—
4 a 3 . . .	5506.783	.782	.784	3 b 4 . . .	65.140	.140	.145
5 d 5 . . .	67.627	.631	.633	3 b 4 . . .	6297.800	.800	—
6 d 5 . . .	5586.764	.770	.772	5 b 5 . . .	6301.514	.515	—
6 d 5 . . .	5615.653	.658	.661	4 b 4 . . .	18.024	.025	.028
5 d 5 . . .	24.551	.555	—	4 b 4 . . .	35.338	.338	.341
4 d 5 . . .	58.827	.834	.836	5 b 4 . . .	6393.607	.608	.612
3 d . . .	5662.526	.529	—	5 d 5 . . .	6400.014	.018	—
3 d . . .	5709.388	.392	.396	4 b 4 . . .	21.355	.356	—
3 d . . .	53.131	.138	—	5 b 4 . . .	30.853	.853	.859
4 d . . .	5763.002	.009	.013	5 b 4 . . .	6494.987	.988	.993
4 e . . .	6024.066	.060	—	5 b 4 . . .	6546.247	.247	.252
4 b 4 . . .	6065.489	.489	.492	5 b 4 . . .	6592.920	.922	.928
2 b 4 . . .	37.697	.699	.701	4 b . . .	6663.447	.447	—
5 b 4 . . .	6191.564	.565	.568	5 b 4 . . .	6677.994	.994	8.004

Abweichungen auf, so daß bei diesen, sofern sie als Normale in Betracht kommen, die Betriebsbedingungen des Bogens genau einzuhalten sind.

#### 4. Unvollkommenheit des Zahlenmaterials.

Die Tabelle 13 läßt wichtige Schlüsse zu und führt zu Betrachtungen, die die Vermutung aufkommen lassen, daß das bisher zweifellos mit großer Sorgfalt ausgearbeitete Normalsystem noch mit einer gewissen Unsicherheit behaftet ist. Namentlich zeigen die als c und d bezeichneten Linien auffallende Abweichungen von den Sekundärnormalen nach einer Seite, nach der kürzeren Welle hin. Man sieht ferner, daß bei einer großen Anzahl von Linien die Differenz zwischen Neubestimmung und den Sekundärnormalen  $+0.0029 \text{ \AA.-E.}$  im Mittel beträgt. Eine befriedigende Erklärung dieses Verhaltens scheint außerordentlich schwierig zu sein, und es hat den Anschein, als ob die verschiedenen Lichtquellen noch Begleiterscheinungen aufweisen, die heute noch nicht völlig geklärt sind. Eine Klärung wird erst eintreten, wenn noch mehr Zahlenmaterial vorliegt, das von zuverlässigen und erfahrenen Beobachtern verschiedener Länder erbracht wird.

Die eigentümlichen einseitigen Abweichungen zwischen den älteren und neuen Messungen haben schon zu der Vermutung Anlaß gegeben, daß die Cadmiumlampe, deren Licht die primäre rote Standardlinie liefert, möglicherweise verschiedenes Verhalten zeigt, je nach den Bedingungen, unter denen sie betrieben wird, daß sie sich etwa ähnlich verhalte wie der Eisenbogen. Es ist aber wohl nicht wahrscheinlich, daß dem so ist. Allerdings benutzte Michelson sowie auch Fabry und Buisson bei Bestimmung der roten Cadmiumlinie eine Art Geisslerrohr, in dem leuchtender Dampf bei niedrigem Druck in üblicher Weise mittels der Entladung eines Induktoriums erzeugt wurde; aber alles, was gerade in bezug auf die rote Cadmiumlinie bekannt ist, spricht dafür, daß diese Linie eine Homogenität aufweist, wie sie kaum von einer anderen übertroffen wird, und eben aus diesem Grunde hat man sie ja zur Normallinie erwählt. Sie wird daher äußeren Bedingungen nicht so leicht unterliegen, als dies von anderen Linien wohl bekannt ist. Verfasser hat bei seinen Versuchen sowohl die Michelsonröhre, wie auch eine Vakuum-Cadmiumbogenlampe im Quarzrohr benutzt, und niemals den geringsten Unterschied feststellen können. Die Michelsonröhre ist von kurzer Lebensdauer, ihr Licht ist verhältnismäßig schwach. Demgegenüber bietet die Cadmiumbogenlampe enorme Vorteile; sie ist fast unverwüsthlich, gibt ein blendendes Licht und benötigt im Betrieb keine künstliche Erwärmung und dergleichen mehr. Da sie beständig mit der Vakuumpumpe in Verbindung bleibt, so brennt der Bogen unter Druckverhältnissen, wie sie auch im Michelsonrohr vorhanden sind. Immerhin ist es wünschenswert, über diesen Punkt völlige Klarheit herbeizuführen, und es werden zurzeit im Bonner Institut entsprechende Versuche unternommen.

In Fortsetzung der Messungen von Sekundärnormalen nach dem roten Teil des Spektrums veröffentlichen Meggers und Kiess<sup>1)</sup> eine Liste über 161 Linien in dem Bereich  $\lambda = 5434$  bis  $8824 \text{ \AA.-E.}$  Die Zahlen sind unter B. S. in folgender Tabelle enthalten, zum Vergleich sind die Zahlen von Burns<sup>2)</sup> und Eversheim mit aufgeführt, sowie die zurzeit gültigen Sekundärnormalen und in der letzten Spalte die von der International Astronomical Union vorgeschlagenen interpolierten Werte<sup>3)</sup>.

---

<sup>1)</sup> W. F. Meggers und C. C. Kiess, Scient. Pap. Bur. of Stand. Nr. 479.

<sup>2)</sup> Scientific Papers, Bureau of Standards, Nr. 479.

<sup>3)</sup> Meeting in Rome, May 1922.

Tabelle 15.

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrschein- licher Fehler	Burns	Wahrschein- licher Fehler	Eversheim	Sekundär- Normale	Interpoliert
4 a 4 . . .	5434.525	6	B	.529	- 2	—	.527	.528
5 a 4 . . .	46.919	6	A	.922	A	—	—	.921
6 a 4 . . .	55.614	8	B	—	—	—	.614	.615
3 d 5 . . .	76.577	4	A	—	—	—	—	—
4 a 3 . . .	5497.520	10	A	.520	+ 2	—	.522	.522
4 a 3 . . .	5501.469	10	A	—	—	—	—	.470
5 a 3 . . .	06.782	10	A	—	—	—	.784	.784
2 a 4 . . .	35.420	2	C	—	—	—	—	—
2 . . . . .	65.700	2	C	—	—	—	—	—
6 d 5 . . .	69.631	10	A	—	—	—	.633	—
7 d 5 . . .	72.856	10	B	—	—	—	—	—
4 d 5 . . .	76.102	8	A	—	—	—	—	—
10 d 5 . . .	5586.770	10	B	—	—	—	.772	—
5 d 5 . . .	5602.959	10	B	.962	C	—	—	—
10 d 5 . . .	15.658	10	B	—	—	—	.661	—
5 d 5 . . .	24.555	10	B	—	—	—	—	—
2 d 5 . . .	38.270	3	C	.276	B	—	—	—
5 d 5 . . .	58.834	8	B	—	—	—	.836	—
3 . . . . .	5662.529	7	B	—	—	—	—	—
3 . . . . .	5701.552	8	B	.553	A	—	—	—
4 . . . . .	09.392	10	A	.395	B	—	.396	—
2 . . . . .	17.845	4	C	.852	B	—	—	—
2 . . . . .	31.770	3	C	.773	B	—	—	—
3 . . . . .	53.138	7	B	.142	A	—	—	—
5 . . . . .	63.009	9	A	—	—	—	.013	—
2 . . . . .	5775.096	4	A	.101	B	—	—	—
2 . . . . .	5934.675	4	B	.682	D	—	—	—
2 . . . . .	5956.693	3	C	.695	D	—	—	—
3 . . . . .	6003.033	7	A	.036	B	.039	—	—
4 . . . . .	08.577	6	B	.584	B	—	—	—
5 . . . . .	24.060	9	B	—	—	—	—	—
2 b 4 . . .	27.056	5	C	—	—	—	.059	.059
2 . . . . .	42.088	5	C	.092	B	—	—	—
7 b 4 . . .	65.489	9	A	—	—	.491	.492	.492
3 . . . . .	78.484	3	C	.485	B	—	—	—
1 . . . . .	6089.566	4	C	.570	C	—	—	—
2 . . . . .	6127.910	6	B	.919	B	—	—	.915
5 b 4 . . .	36.621	10	B	—	—	—	—	.624
5 b 4 . . .	37.699	10	B	—	—	.703	.701	.702
2 . . . . .	51.624	4	A	—	—	—	—	—

Tabelle 15 (Fortsetzung).

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S. $\lambda$	Zahl der Beobachtungen	Wahrschein- licher Fehler	Burns	Wahrschein- licher Fehler	Eversheim	Sekundär- Normale	Interpoliert
2 b 4 . . . .	57.731	6	A	.736	A	—	—	.734
2 . . . . .	65.364	4	C	.372	B	—	—	.368
3 b 4 . . . .	73.342	6	A	.347	C	—	—	.344
7 b 4 . . . .	6191.565	10	A	—	—	—	.568	.568
3 b 4 . . . .	6200.320	8	A	.323	A	—	—	.323
4 b 4 . . . .	13.435	10	A	.439	A	—	—	—
4 b 4 . . . .	19.286	10	A	.289	A	—	—	.290
7 b 4 . . . .	30.730	10	A	—	—	—	.734	.734
2 . . . . .	32.661	3	C	—	—	—	—	—
5 d 5 . . . .	46.334	10	A	.339	C	—	—	—
5 b 4 . . . .	52.564	10	B	.567	B	—	—	.567
3 b 4 . . . .	54.262	7	B	.268	B	—	—	.267
3 b 4 . . . .	56.366	7	B	.372	B	—	—	—
4 b 4 . . . .	65.140	9	A	.143	+ 2	.145	.145	.145
2 . . . . .	80.621	6	A	.625	B	—	—	—
3 b 4 . . . .	6297.800	10	B	.801	A	—	—	.803
5 d 5 . . . .	6301.515	5	B	—	—	—	—	—
4 b 4 . . . .	18.025	10	A	—	—	.030	.028	.028
2 . . . . .	22.693	6	A	.697	A	—	—	.696
5 b 4 . . . .	35.338	10	A	.343	- 2	—	.341	.342
4 d 5 . . . .	36.841	10	A	.842	B	—	—	—
2 . . . . .	44.155	6	B	.158	C	—	—	—
3 . . . . .	55.037	6	B	.040	B	—	—	—
3 . . . . .	80.748	6	A	.752	C	—	—	.753
7 b 4 . . . .	6393.608	10	A	—	—	—	.612	.612
8 d 5 . . . .	6400.018	10	B	—	—	—	—	—
4 . . . . .	08.034	10	A	.042	C	—	—	—
6 d 5 . . . .	11.666	10	A	—	—	—	—	—
5 b 4 . . . .	21.356	10	A	—	—	—	—	.362
6 b 4 . . . .	30.853	10	A	.857	+ 2	.856	.859	.859
3 . . . . .	62.732	9	A	.737	A	—	—	.738
2 . . . . .	75.632	6	A	—	—	—	—	.639
2 . . . . .	81.878	8	A	.882	B	—	—	—
8 b 4 . . . .	6494.988	10	B	.991	+ 2	.991	.993	.993
3 . . . . .	6518.375	6	A	.378	B	—	—	.382
7 b 4 . . . .	46.247	10	A	.247	A	.250	.252	.252
3 . . . . .	75.024	6	A	.032	B	—	—	.029
5 b 4 . . . .	92.922	10	A	.925	B	.920	.928	.927
4 b 4 . . . .	6593.876	8	B	—	—	—	—	—
3 . . . . .	6609.117	6	B	.123	A	—	—	.125

Tabelle 15 (Fortsetzung).

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S.  λ	Zahl der Beobachtungen	Wahrschein- licher Fehler	Burns	Wahrschein- licher Fehler	Eversheim	Sekundär- Normale	Interpoliert
2 . . . . .	27.558	4	B	—	—	—	—	—
4 . . . . .	63.447	9	A	.454	A	.449	—	.455
7 b 4 . . . .	6677.994	10	A	8.000	A	7.997	8.004	8.001
2 . . . . .	6703.573	4	A	—	—	—	—	—
2 . . . . .	33.164	4	C	—	—	—	—	—
4 . . . . .	50.157	10	A	.164	A	.163	.163	.165
2 . . . . .	6752.724	4	B	—	—	—	—	—
2 . . . . .	6806.851	6	A	—	—	—	—	—
3 . . . . .	28.612	5	A	.617	C	—	—	—
3 . . . . .	41.355	8	A	—	—	—	—	—
3 . . . . .	43.676	8	A	.681	C	—	—	—
5 . . . . .	55.179	9	B	.184	C	—	—	—
2 . . . . .	6885.772	6	C	—	—	—	—	—
3 . . . . .	6916.709	6	B	.712	D	—	—	—
2 . . . . .	33.628	4	C	—	—	—	—	—
5 . . . . .	45.211	10	A	.215	B	.216	—	—
2 . . . . .	51.271	3	B	—	—	—	—	—
5 . . . . .	78.857	10	A	.861	A	.862	—	—
2 . . . . .	88.531	6	A	—	—	—	—	—
4 . . . . .	6999.912	5	A	.932	D	—	—	—
3 . . . . .	7022.976	7	B	—	—	—	—	—
3 . . . . .	38.255	7	B	.257	C	—	—	—
4 . . . . .	68.418	10	B	.421	A	—	—	—
4 . . . . .	7090.410	10	A	.416	B	—	—	—
2 . . . . .	7107.464	4	A	—	—	—	—	—
2 . . . . .	12.178	4	B	—	—	—	—	—
5 . . . . .	30.946	10	B	.958	C	—	—	—
2 . . . . .	32.996	6	A	—	—	—	—	—
6 . . . . .	64.472	10	B	.481	B	—	—	—
3 . . . . .	81.222	6	C	—	—	—	—	—
8 . . . . .	7187.341	10	B	.348	B	.356	—	—
7 . . . . .	7207.422	6	C	.431	A	.442	—	—
2 . . . . .	19.690	6	A	—	—	—	—	—
3 . . . . .	23.670	6	A	.677	C	—	—	—
3 . . . . .	39.896	6	A	.914	D	—	—	—
2 . . . . .	84.843	4	C	—	—	—	—	—
3 . . . . .	88.764	6	A	—	—	—	—	—
5 . . . . .	7293.073	9	B	.091	C	—	—	—
3 . . . . .	7307.938	5	A	—	—	—	—	—
4 . . . . .	11.103	5	A	—	—	—	—	—

Tabelle 15 (Fortsetzung).

Intensität, Gruppe und Klasse	B. S.  λ	Zahl der Beobachtungen	Wahrschein- licher Fehler	Burns	Wahrschein- licher Fehler	Eversheim	Sekundär- Normale	Interpoliert
3 . . . . .	20.694	4	C	—	—	—	—	—
4 . . . . .	86.394	3	C	—	—	—	—	—
6 . . . . .	7389.423	10	B	.437	B	—	—	—
2 . . . . .	7401.691	5	B	—	—	—	—	—
7 . . . . .	11.184	10	A	.192	C	—	—	—
3 . . . . .	18.676	6	A	—	—	—	—	—
1 . . . . .	43.031	4	B	—	—	—	—	—
8 . . . . .	45.778	10	B	.781	A	.800	—	—
3 . . . . .	91.678	6	B	—	—	—	—	—
8 . . . . .	7495.092	10	B	.106	B	—	—	—
2 . . . . .	7507.300	5	C	—	—	—	—	—
8 . . . . .	11.047	10	A	.054	C	—	—	—
4 . . . . .	31.178	10	C	.192	C	—	—	—
2 . . . . .	46.177	4	A	—	—	—	—	—
4 . . . . .	68.931	6	A	.929	D	—	—	—
4 . . . . .	83.801	9	B	—	—	—	—	—
6 . . . . .	7586.050	10	B	—	—	—	—	—
3 . . . . .	7620.538	6	B	—	—	—	—	—
2 . . . . .	53 783	5	C	—	—	—	—	—
3 . . . . .	61.230	5	B	—	—	—	—	—
4 . . . . .	7664.306	10	A	.304	C	—	—	—
3 . . . . .	7710.397	5	B	—	—	—	—	—
4 . . . . .	48.282	10	A	.285	C	—	—	—
5 . . . . .	7780.594	8	B	.597	C	—	—	—
5 . . . . .	7832.233	10	B	.243	C	—	—	—
6 . . . . .	7937.172	10	B	.182	C	—	—	—
5 . . . . .	45.882	10	C	.889	C	—	—	—
4 . . . . .	7998.980	10	C	.986	B	—	—	—
1 . . . . .	8028.356	4	B	—	—	—	—	—
4 . . . . .	46.084	7	B	.087	B	—	—	—
4 . . . . .	8085.207	4	B	.219	B	—	—	—
1 . . . . .	8198.960	4	C	—	—	—	—	—
5 . . . . .	8220.413	10	B	.422	B	—	—	—
5 . . . . .	8327.069	10	A	.080	B	—	—	—
2 . . . . .	31.956	4	C	—	—	—	—	—
4 . . . . .	8387.787	10	B	.785	B	—	—	—
2 . . . . .	8468.422	5	A	.427	D	—	—	—
1 . . . . .	8514.088	5	B	—	—	—	—	—
2 . . . . .	8661.915	5	C	.920	D	—	—	—
3 . . . . .	8688.641	6	B	.640	C	—	—	—
2 . . . . .	8824.238	5	A	.254	—	—	—	—



Vergleicht man die Resultate der letzten Tabelle mit der vorhergehenden, so erkennt man auch hier, soweit die betreffenden Linien nochmals gemessen sind, bei den gleichliegenden 14 Linien der Gruppe C zwischen 6027 und 6678 Å.-E. eine Abweichung um 0,0044 im Mittel, also um etwa den gleichen Betrag nach der kürzeren Welle hin gegen das internationale System der Sekundärnormalen. Einzelne Linien der Messungen von Eversheim zeigen erhebliche Abweichungen gegen die Zahlen des B. S. (Bureau of Standards) und von Burns, bei der Mehrzahl indessen ergibt sich befriedigende Gleichheit, und die Abweichungen lassen keine systematischen Fehler erkennen. Bei einigen Zahlen sind die Burnschen und Eversheimschen Messungen in guter Übereinstimmung bei nicht unerheblichen Abweichungen gegen die Zahlen des B. S.

Aus dem Mitgeteilten geht hervor, daß man die Arbeiten zur Aufstellung eines internationalen Systems von Wellenlängen noch nicht als abgeschlossen betrachten kann. Namentlich fehlt es zurzeit in dem Bereich unterhalb 3370 Å.-E. vollständig an einem internationalen System. Zwar haben schon im Jahre 1908 Buisson und Fabry Messungen bis  $\lambda = 2373$  unternommen. Wie indessen spätere Untersuchungen gezeigt haben, sind die meisten der von ihnen gewählten Linien als Standardlinien ungeeignet. Teils sind sie komplexer Natur, teils zeigen sie Selbstumkehr, auf jeden Fall starke Verbreiterung, die es mit sich bringt, daß die Interferenzerscheinungen unscharf auftreten, die Messung erschwert, wo nicht unmöglich gemacht wird. Aus diesem Grunde haben schon Buisson und Fabry in ihren Tabellen drei Si-Linien, nämlich 2435, 2506 und 2528 aufgeführt, da in diesem Teile des Eisenspektrums tatsächlich keine Eisenlinien existieren, die auch nur angenähert zur Interferenz geeignet wären. Andere Beobachter, wie auch der Verfasser, sind auf die gleichen Schwierigkeiten gestoßen.

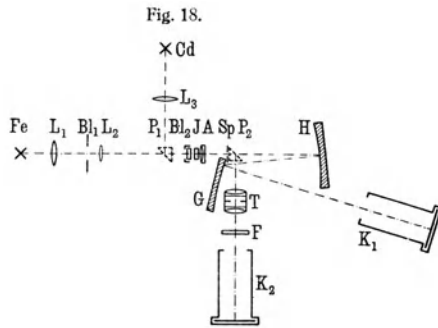
Verschiedene Wege sind vorgeschlagen, um dieser Schwierigkeit zu begegnen, das beste Mittel, um sie zu überwinden, wäre jedenfalls das, wenn der Störenfried im Eisenbogen, die ungleiche Druckverteilung und ungleiche Temperatur, beseitigt werden könnte, wenn man, mit anderen Worten, einen Vakuumbogen benutzte. Wir haben gesehen, daß man bemüht ist, eine diesbezügliche geeignete Lampe zu konstruieren.

##### 5. Anteil Deutschlands.

Einen wertvollen Beitrag zur Klärung der Wellenlängenangelegenheit liefert die kürzlich erschienene Arbeit von Walle-

rath<sup>1)</sup>, der Normalen zwischen 3558 und 7544 Å.-E. zum Teil aus dem Eisen, zum Teil aus dem Neonspektrum bestimmt hat. Wallerath benutzt auch die von Fabry und Buisson ausgearbeitete Interferenzmethode, die wohl heute die zuverlässigste sein dürfte. Die Aufstellung der Apparatur weicht in einzelnen Teilen von der bisher üblichen ab, unter Ausnutzung der in dem Bonner physikalischen Institut vorhandenen vorzüglichen optischen Hilfsmittel. Der interessanten Einzelheiten wegen sei die Versuchsanordnung hier mitgeteilt.

Der Plan der Anordnung geht aus Fig. 18 hervor. Die Linse  $L_1$  entwirft von dem Eisenbogen  $Fe$  (Pfundbogen) ein gleich großes Bild auf die Blende  $Bl_1$ . Diese besitzt in der Höhe der optischen Achse einen wagerechten Spalt von  $1\frac{1}{4}$  mm Weite. Über und unter dieser Öffnung befinden sich, symmetrisch gelegen, zwei Marken im Abstand von 12 mm; die Lampe wird so gerichtet und einreguliert, daß das Bild der Elektrodenenden gerade bis zu diesen Marken reicht. Auf diese Weise



Schema des Interferenzspektrometers.

werden die Forderungen der internationalen Union erfüllt. Von dem auf das Interferometer  $J$  fallenden Strahlenbündel wird mittels der Blende  $Bl_2$  ein mittlerer Teil von 10 mm Durchmesser ausgeblendet. Ein Zeisscher Quarz-Fluorit-Achromat  $A$  entwirft in seiner Brennebene auf dem Spalt  $Sp$  das Interferenzringsystem, so daß von sämtlichen Ringen schmale Segmente über dem senkrechten Durchmesser herausgeschnitten werden. Wie man sieht, ist der Spalt gleichzeitig ein Teil des nun folgenden Spektrographen, bestehend aus dem Hohlspiegel  $H$  von  $f = 1$  m und dem Konkavgitter  $G$  (Rowland, 12 Fuß = 4 m Radius 10000 Furchen pro Zoll). Es ist Sorge getragen, daß das in der Kamera  $K_1$  zu photographierende Spektralgebiet in Richtung der Gitternormalen liegt, so daß Astigmatismus von keinem merklichen Einfluß ist.

<sup>1)</sup> P. Wallerath, Anr. d. Phys. 75, 37, 1924.

Das Vergleichslicht, geliefert von der Heraeus'schen Quarz-cadmiumlampe  $Cd$ , gelangt über die Linse  $L_3$  und das Prisma  $P_1$  in gleicher Weise wie das Licht der Eisenlampe auf das Interferometer durch den Achromaten  $A$ , dann aber mittels des Prismas  $P_2$  durch den Tessar  $T$ , das Rotfilter  $F$  zur Kamera  $K_2$ ; kurz vor und kurz nach jeder Eisenaufnahme wird das Ringsystem der roten Cadmiumlinie photographiert, indem die Prismen an die betreffende Stelle gerückt werden.

Zur Erzeugung des Neonspektrums ist bisher von den verschiedenen Beobachtern das Licht einer Geissleröhre benutzt worden, die in üblicher Weise angeregt wurde. Wallerath benutzt zu seinen Messungen eine neue, von der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung in Berlin hergestellte Neonlampe, die mit Gleichstrom unter Benutzung der Netzspannung betrieben wird. Das schwache Licht, die Zerbrechlichkeit, der umständliche und unzuverlässige Betrieb und anderes mehr der Geissleröhre ist bekannt; demgegenüber liefert die neue Neonlampe Licht großer Intensität, ein außerordentlich scharfes Spektrum, dessen homogene Linien sich vorzüglich für interferometrische Messungen eignen.

Die von Wallerath gefundenen Werte sind in den Tabellen 16 und 17 enthalten.

In diesen Tabellen sind auch wieder zum Vergleich die bereits an anderer Stelle ausgeführten Messungen mitgeteilt. Man sieht, daß die Übereinstimmung mit den von der Internationalen Union vorgeschlagenen Normalen außerordentlich gut ist, desgleichen, daß die Werte, verglichen mit den Zahlen der anderen Beobachter, nur geringe Abweichung zeigen, die durchaus im Bereich der Fehlergrenzen liegen dürften. Wallerath benutzt für seine Messungen die von Meggers sorgfältig ausgesuchten Eisenlinien, die saubere Interferenzringe ergeben und auch bis zu Gangunterschieden von 60000 Wellenlängen homogen erscheinen.

Die Zahlen von Wallerath besitzen den großen Vorzug, daß sie bei strenger Befolgung der internationalen Betriebsvorschrift unmittelbar auf die rote Cadmiumlinie bezogen sind. Während die in den Spalten  $f$  und  $h$  mitgeteilten Zahlen interferometrisch durch Vergleich mit internationalen Sekundärnormalen gemessen wurden.

Auch die Neontabelle enthält Zahlen, die mit denen anderer Beobachter durchaus gute Übereinstimmung zeigen. Der Vergleich mit den von Paschen angegebenen Werten ist besonders interessant.

Tabelle 16. Wellenlängen im Eisenspektrum.

a	b	c	d	e	f	g	h	i
Intensität	Wallerath λ Å.E.	Wahrscheinlicher Fehler der Messung Å.E.	Vorgeschlagene Normale λ Å.E.	Differenz W. <sup>o</sup> V. N. λ Å.E.	St. John und Babcock λ Å.E.	Differenz W. <sup>o</sup> St. John und Babcock Å.E.	Burns, Meggers und Merril λ Å.E.	Differenz W. <sup>o</sup> Burns, Meggers und Merril Å.E.
4	3558.520	± 0,0003	.520	0.000	.518	+ 0.002	.519	+ 0.001
4	3576.760	6	.761	- 1	.759 G.	+ 1	.762	- 2
4	4074.794	4	.793	+ 1	.796 G.	+ 2	.792	+ 2
3	4095.975	5	.978	3	.975	0	.977	- 2
5	4107.494	2	.495	- 1	.494	0	.494	0
4	4156.805	3	.806	- 1	.804	+	.804	+ 1
5	4175.642	2	.642	0	.642	0	.642	0
4	4184.896	5	.896	0	.896	0	.894	+ 2
4	4203.989	5	.988	+ 1	.990	- 1	.989	0
5	4219.365	6	.366	- 1	.367	2	.364	+ 1
3	4245.262	7	.261	+ 1	.261	+ 1	.261	+ 1
3	4710.288	3	.288	0	.288	0	.288	0
3	4733.598	4	.598	0	.598	0	.597	+ 1
2	4741.534	5	.535	- 1	.535	- 1	-	-
2	4772.818	4	.818	0	.819	- 1	.820	2
3	4924.777	7	.776	+ 1	.775	+ 2	.777	0
3	4939.692	6	.691	+ 1	.692	0	.691	+ 1
3	4994.136	4	.135	+ 1	.136	0	.133	3
5	5041.760	8	.760	0	.760	0	.759	1
4	5223.726	5	.725	+ 1	.725	+ 1	.724	+ 2
5	5150.844	4	.845	- 1	.844	0	.844	0
3	5198.714	4	.715	- 1	.713	+ 1	.716	2
5	5202.341	2	.340	+ 1	.341	0	-	-
4	5216.280	2	.280	0	.280	0	.280	0
4	5242.496	4	.495	+ 1	.496	0	.496	0
3	5250.651	5	.652	- 1	.652	- 1	.651	0
3	5270.361	7	.360	+ 1	.362	- 1	-	-
3	5307.366	9	.365	+ 1	.367	- 1	.364	+ 2
3	5328.537	8	.538	- 1	.535	+ 1	-	0
5	5341.027	3	.028	-	.027	0	.027	0

Tabelle 17. Wellenlängen im Neonspektrum.

a	b	c	d	e	f	g	h	i	k
Intensität i.	Wallerath $\lambda$ Å.E.	Wahrscheinlicher Fehler der Messung Å.E.	Burns, Meegers und Merril $\lambda$ Å.E.	Differenz W. Burns, Meegers und Merril Å.E.	Meissner $\lambda$ Å.E.	Differenz W. & M. Å.E.	Paschen (berechnet) $\lambda$ Å.E.	Differenz W. & P. Å.E.	Priest $\lambda$ Å.E.
10	5852.488	$\pm 0.0002$	.488	0.000	.4875	0.000	.487	+ 0.001	.4862
7	5881.894	4	.895	—	.896	—	.894	0	.8958
8	5944.834	2	.834	0	.834	0	.833	+ 1	.8344
5	5975.534	1	.534	0	.534	0	.534	0	—
5	6029.998	5	.997	+	.999	—	.996	+	—
7	6074.367	3	.367	—	.337	0	.335	+	.3383
8	6096.163	3	.163	0	.162	+	.163	0	.1608
9	6143.062	2	.062	0	.061	+	.060	+	.0600
6	6163.594	4	.594	0	.594	0	.594	0	—
5	6217.278	6	.280	2	.279	—	.278	0	—
7	6266.495	1	.495	0	.495	0	.497	+	.4948
5	6304.789	5	.789	0	.789	0	.787	+	.7929
8	6334.428	2	.428	0	.428	0	.427	+	—
7	6382.990	5	.991	—	.991	—	.989	+	.9882
10	6402.246	3	.245	+	.2460	0	.246	0	.2392
9	6506.528	2	.528	0	.527	+	.528	0	—
7	6532.882	4	.883	—	.881	+	.879	+	—
8	6598.953	3	.953	0	.953	0	.954	1	—
9	6678.276	2	.276	0	.276	+	.275	+	—
4	6717.042	5	.043	—	.042	0	.044	+	—
7	6929.466	4	.468	—	.465	+	.464	+	—
3	7024.047	7	.049	—	—	—	.046	+	—
8	7032.411	3	.413	—	—	—	.408	+	—
3	7051.309	9	—	—	.410	+	.408	3	—
4	7059.117	8	.111	—	.314	—	.295	14	—
6	7173.937	5	.939	+	.119	—	.123	6	—
7	7245.164	3	.167	—	.938	—	.936	1	—
5	7438.891	8	.902	—	.165	—	.162	2	—
3	7472.454	10	—	—	.885	+	.893	2	—
4	7488.889	8	.885	+	.456	—	.450	4	—
5	7535.784	2	.784	0	.85 G.	39	.911	22	—
4	7544.053	6	.050	+	.786	2	.750	34	—
					.061	8	.077	24	—

In einer umfassenden Arbeit über das Neonspektrum<sup>1)</sup> bringt Paschen ausgiebiges Zahlenmaterial zur Prüfung der Gesetzmäßigkeit dieses Spektrums und bietet somit das Mittel, auf Grund der konstanten Schwingungsdifferenzen und des sogenannten Kombinationsprinzips die Wellenlängen von über das ganze Spektrum verteilten stärkeren Linien zu berechnen. Diese so errechneten Werte sind in der Spalte *h* angegeben. Auch hier ergibt sich bis auf wenige Ausnahmen sehr befriedigende, zum Teil sogar absolute Übereinstimmung, was um so wertvoller erscheint, als die Resultate auf gänzlich verschiedenem Wege erhalten wurden.

Der Beschluß der internationalen Union findet ferner in Tabelle 17 eine wichtige Stütze, indem fünf der vorgeschlagenen Neonlinien sich in vollständiger Übereinstimmung mit den Wallerathschen Zahlen befinden, die übrigen drei nur geringe Abweichungen zeigen.

Im Anschluß an die Messung der Eisen- und Neonlinien bestimmte Wallerath noch die Werte von acht Cadmiumlinien, eine naheliegende Aufgabe, da die Versuchsanordnung die unmittlere Messung gestattete. Wir finden die erhaltenen Werte in folgender Tabelle.

Tabelle 18. Wellenlängen im Cadmiumspektrum.

a	b	c	d	e	f	g
Intensität	Wallerath	Wahrscheinlicher Fehler der Messung	Burns und Meggers	Differenz W. Burns und Meggers	Michelson und Benoît	Differenz W. Michelson und Benoît
i.	$\lambda$ Å.E.	Å.E.	$\lambda$ Å.E.	Å.E.	$\lambda$ Å.E.	Å.E.
8	3466.200	$\pm 0.0002$	2010	-0.001	—	0,00—
5	3467.656	4	6559	0	—	—
8	3610.510	3	5098	0	—	—
6	3612.876	5	8748	+ 1	—	—
5	4662.352	3	3525	- 1	—	—
8	4678.151	1	1504	1	150	+ 1
8	4799.912	2	9139	- 2	9088	+ 3
8	5085.823	1	8230	0	8219	+ 1

Die Übereinstimmung mit den Zahlen von Burns und Meggers ist bis auf Linie 4799 ausgezeichnet. Auch der Vergleich mit Messungen aus früherer Zeit von Michelson und Benoît darf durchaus befriedigen. Zum Vergleich sind die in Spalte f gegebenen Zahlen auf internationales System umgerechnet. Man sieht auch

<sup>1)</sup> Paschen, Spekr. des Neons. Ann. d. Phys. 21, 405, 1919.

hier eine größere Abweichung der blauen Cadmiumlinie 4799; während die übrigen Cadmiumlinien unbedenklich als Normallinien genommen werden können, dürfte sich die Bezugnahme auf diese blaue Linie nicht empfehlen.

### 6. Normale dritter Ordnung.

Was die Normalen dritter Ordnung, die „Tertiärnormalen“ (Tertiaries) anbelangt, deren Werte durch Interpolation zwischen den Sekundärnormalen gewonnen wurden, so liegen ältere Messungen von Kayser<sup>1)</sup>, Goos<sup>2)</sup>, Burns<sup>3)</sup> und St. John und Ware<sup>4)</sup> vor. Diese Zahlentabellen enthalten indessen eine Reihe von unstabilen Linien, deren Werte mit Unsicherheit behaftet sind, und die dem Spektrum des Eisenbogens entstammen, dessen Betriebsbedingungen noch nicht die strenge Fassung aufwiesen, wie sie neuerdings durch Einführung des Pfundbogens Geltung haben. Nachdem sich aber herausgestellt hatte, daß die Natur des Eisenbogens und diejenige Stelle, von der die Emission ausgeht, ganz wesentlich Lage und Struktur der unstabilen Linien bestimmen, wurden Neumessungen unter genau festgelegten Betriebsbedingungen des Eisenbogens unternommen, die freilich, wie nachstehende Zahlen zeigen, noch keine Einheitlichkeit bei den verschiedenen Beobachtern aufweisen.

So benutzte Janicki<sup>5)</sup> eine mittlere Partie von 3 bis 4 mm des Eisenbogens von 10 bis 12 mm Länge bei 7 Ampere Stromstärke; Goos<sup>6)</sup> 2 mm des 6-mm-Bogens bei 4 bis 6 Ampere, Viefhaus<sup>7)</sup> 3 bis 4 mm des 10- bis 12-mm-Bogens bei 3 bis 4 Ampere, Holtzenbein<sup>8)</sup> 2 mm des 6-mm-Bogens bei 4 bis 6 Ampere.

Die auch hier zutage tretenden, nicht unerheblichen Abweichungen der Werte bestimmter Linien veranlaßten Burns, Meggers und Merrill<sup>9)</sup> sowie St. John und Babcock<sup>10)</sup>, den Bereich zwischen  $\lambda = 3233$  und 6750 interferometrisch neu auszumessen; daran schlossen sich neue Gittermessungen von Müller<sup>11)</sup>

<sup>1)</sup> H. Kayser, *Astroph. Journ.* **32**, 217, 1913.

<sup>2)</sup> F. Goos, ebendasselbst **35**, 221, 1912; **37**, 48, 1913.

<sup>3)</sup> K. Burns, *Lick Observ. Bull.* Nr. 247, 1913.

<sup>4)</sup> *Mt. Wilson Contr.* Nr. 61 und 75.

<sup>5)</sup> *Zeitschr. f. wiss. Phot.* **13**, 173, 1913.

<sup>6)</sup> *Astr. Nachr.* **199**, 33, 1914.

<sup>7)</sup> *Zeitschr. f. wiss. Phot.* **13**, 209 und 245, 1914.

<sup>8)</sup> Ebendasselbst **16**, 225, 1916.

<sup>9)</sup> *Scient. Pap. Bull. of Stand.* Nr. 274, 1916.

<sup>10)</sup> *Mt. Wilson Contr.* Nr. 202; ferner *Astroph. Journ.* **53**, 260, 1921.

<sup>11)</sup> *Dissertation.* Bonn 1921.

Tabelle 19. A. Vorgeschlagene Tertärnormale des Eisens zwischen  $\lambda = 3370$  und  $4647$ .  
 B. S. = Burns, Meggers und Merrill, Bureau of Standards, Mt. W. = St. John und Babcock. I. = Interferometer. G. = Gitter. B. = Burns.  
 K. = Kayser. G. = Goos. J. = Janicki. V. = Viehhaus. H. = Holzzenbein. M. = Müller. P. = Pichhan. Int. = Intensität.

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse	
3370.789	.788	.787	.788	.788	.787		.788		.085	.795	.788		6	
	3379.023	.024		.024	.024		.021		.123	.028	.027		4	
	3380.115	.115		.115	.115		.114		.667	.120	.117		5	
	3392.657	.658		.655	.659		.558		.995	.656	.658		5	
	3396.981	.981		.982	.981		.981			.983	.980		3	
3399.337	.337	.338	.337	.336	.339		.343		.337	.337	.337		6	
	3401.523	.523	.524	.520	.523		.523		.586	.525	.523		4	
	3402.262	.261		.262	.262		.260		.273	.262	.262		4	
	3407.463	.464		.462	.464		.464		.479	.468	.462		7	
	3413.136	.136		.135	.136		.137		.145	.134	.138		7	
	3417.845	.844		.845	.844		.845		.855	.847	.846		6	
	3418.511	.513		.510	.513		.512		.517	.511	.514		5	
3445.154	3424.289	.289	.288	.287	.289		.288		.295	.290	.291		6	
	3427.122	.122	.124	.123	.122		.122			.122	.122		6	
	.153	.153		.152	.152		.155		.162	.154	.154		4	
	3447.282	.282		.282	.282		.282		.288	.288	.283		6	
	3450.332	.332	.331	.333	.332		.334		.338	.337	.334		6	
	3458.306	.306		.306	.306		.308		.314	.314	.306		3	
	3465.864	.864		.863	.864		.861		.870	.874	.867		6R	
	3476.707	.707		.706	.707				.698	.719	.708		5r	
	.343	.343		.345	.340	.343		.344		.675	.351	.345		6
	3489.673	.673	.675	.667	.672	.672		.291		.290	.674	.673		4
3485.345	3495.291	.292	.289	.286	.292		.291		.116	.291	.293		4	
	3497.110	.111	.111	.111	.111		.111		.848	.105	.109		4	
	3497.845	.843		.843	.847		.844			.844	.845		5r	



Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
3513.821	3506.501	.501	.501	.499	.500		.501		.502	.502	.500		5
	.821	.820	.820	.819	.822		.822		.823	.823	.821		5
	3521.265	.266	.264	.266	.266		.263		.257	.268			5r
	3529.821	.819	.824	.821	.819		.824		.809	.816	.821		4
	3541.088	.089	.088	.090	.089		.086		.084	.085	.089		6
	3542.080	.080	.080	.080	.080		.078		.054	.074	.080		5
3556.881	3545.642	.642	.641	.644	.643		.643		.627	.635	.643		5
	.881	.878	.883	.889	.878		.881		.884	.884	.881		6h
	3558.519	.519	.518	.522	.519		.517		.518		.520		5r
	3565.382	.381	.381	.383	.383				.397	.397			6R
	3576.761	.762		.759	.762				.762	.762			4
	3581.196		.196	.197	.197		.196		.192	.199	.197		8R
3606.682	3582.202	.203	.201	.202	.202		.198		.202	.205	.205		4
	3584.664		.665	.664	.662				.662	.667			5
	3585.321		.322	.320	.322				.314	.323			6r
	3586.115	.117		.114	.115		.116		.113	.117	.115		5
	3589.108	.108	.106	.109	.105				.110	.111			4
	3594.634	.632	.636	.636	.632		.634		.627	.632			5
3606.682	3603.207	.207	.207	.206	.207		.208		.208	.206	.207		5
	.682	.682	.682	.682	.682		.682		.678	.678	.682		5
	3608.862		.861	.862	.860		.862		.865	.862	.862		6R b1
	3617.789	.789	.789	.790	.789		.793		.794	.793	.788		6
	3618.770		.770	.773	.769				.768	.770	.767		6R b1
	3621.464	.464	.463	.465	.463		.464		.466	.462	.463		6
3623.188	.188	.188	.190	.188		.190		.189	.187	.188		5	

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
	3625.149	.150	.148	.150	.150		.148		.147	.189			5
	3630.352		.354	.353	.352				.353	.349			3
	3631.465		.466	.467	.464		.465		.462	.469	.464		6R b 1
	3632.041	.044	.043	.043	.040		.038		.041	.038	.036		6
	3638.300	.299	.300	.300	.298		.301		.301	.297	.299		6
3640.392	.392	.392	.392	.392	.392		.392		.390	.390	.392		6
	3645.825	.825	.825	.823	.826		.825		.828	.822	.847		4
	3647.845		.845	.846	.845		.842		.842	.851	.847		6R b 1
	3649.509		.511	.509	.509		.470		.511	.507	.509		6
	3651.470	.471	.470	.471	.469		.470		.466	.471	.470		6
3659.520	.520	.520	.520	.520	.520		.518		.517	.520	.525		5
3669.524	.524	.524	.524	.524	.525		.522		.521	.522	.525		6
	.313	.313	.315	.313	.312		.313		.307	.316	.313		6
3676.313	.629		.916	.630	.630		.630		.926	.628	.629		6
3677.629	3679.916		.916	.915	.915		.915		.915	.915	.915		5r α 1
3684.112	.112	.112	.113	.113	.112		.112		.110	.110	.111		5
3687.459	.460	.460	.460	.460	.458		.458		.450	.478	.459		6R b 1
3690.731	.731	.731	.731	.731	.728		.728		.735	.735	.735		2
3695.054	.055	.055	.056	.055	.054		.052		.048	.053	.054		3
3702.034	.037	.037	.037	.033	.032		.032		.025	.035	.035		1
3704.464	.465	.465	.466	.465	.462		.462		.460	.463	.464		5
3705.568	.568	.568	.568	.568	.567		.567		.564	.573	.568		6R α 1
3707.050	.050	.050	.051	.051	.048		.047		.048	.048	.048		3
3711.226	.227	.227	.227	.227	.227		.222		.216	.227	.227		2
3715.915	.915	.915	.914	.917	.916		.916		.911	.914	.914		2

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int. Gruppe und Klasse
3724.380	3719.936		.937	.939	.938		.932		.933	.932	.936		8R a 1
	3722.565		.565	.564	.565		.558		.564	.568	.565		6R a 1
	380	.380	.380	.380	.380		.380		.614	.378	.380		6
	3727.622		.623	.622	.622				.400	.629	.622		6R b 1
	3732.400	.401	.398	.400	.398		.400		.400	.396	.402		6
	3733.320		.321	.319	.319				.318	.319	.320		6R a 1
	3734.868		.866	.870	.869		.866		.869	.858	.866		9R b 1
	3737.134		.134	.135	.135		.132		.134	.129	.134		7R a 1
	3738.309	.308	.309	.309	.310		.309		.307	.308	.309		4
	3742.623		.622	.624	.623		.623		.625	.623			1
3753.615	3745.564		.562	.564	.563				.565	.561	.566		7R a
	3745.903		.904	.902	.900				.905	.906	.903		5r a
	3748.265		.264	.264	.264		.262		.263	.269	.267		6R a
	3749.488		.489	.490	.487		.487		.486	.487	.488		8R b
	.615	.615	.614	.615	.614		.615			.614	.615		6
	3756.942		.941	.942	.940				.945	.942			3
	3758.236		.236	.238	.234		.235		.235	.235			7R b
	3760.053	.053	.054	.053	.051				.051	.053	.053		5
	3763.791		.791	.791	.792		.790		.791	.801			6R b
	3765.544	.544	.543	.543	.541		.544		.543	.539	.545		6 b
3767.195	3767.195		.195	.195	.194		.192		.198	.205			6R b
	3774.827	.828	.827	.827	.826		.825		.825	.885	.828		2
	3776.457		.458	.458	.456		.454		.457	.462	.456		2
	3781.190	.190	.190	.189	.190					.199			1
	3785.950	.951	.949	.950	.948		.948		.949	.955	.951		5

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
	3786.680	.680	.680	.679	.678		.880		.680	.685	.680		3
	3787.884	.885	.885	.885	.880		.095		.886	.897	.886		6R b
	3790.096	.097	.097	.095	.094		.342		.095	.098	.095		4
	3794.342	.342	.342	.342	.341		.003		.343	.348	.343		3
	3795.005	.005	.005	.006	.004		.518		.008	.018	.008		6r b
	3797.518	.519	.519	.518	.516		.513		.518	.522	.518		5
	3798.514	.514	.514	.515	.512		.551		.514	.528	.514		6r
	3799.550	.551	.551	.551	.548		.346		.549	.563	.549		6r
	3800.346	.346	.346	.346	.346		.704		.346	.346	.346		6
3805.346	3806.702	.700	.700	.700	.702		.730		.703	.703	.703		6
	3807.541	.541	.541	.540	.541		.524		.539	.539	.542		4
	3808.732	.733	.733	.733	.732		.841		.730	.738	.730		2
	3814.527	.527	.529	.527	.525		.181		.526	.532	.526		2
	3815.843	.843	.843	.843	.844		.178		.843	.850	.843		7R b 1
	3821.182	.181	.183	.181	.182		.446		.179	.178	.183		6
	3824.445	.446	.446	.444	.444		.884		.884	.887	.884		6R
	3825.885	.885	.885	.884	.886		.826		.887	.888	.887		8R b
	3827.826	.826	.826	.826	.826		.314		.833	.838	.833		6R b
	3833.313	.313	.314	.314	.312		.225		.314	.316	.313		4
	3834.226	.225	.225	.224	.227		.259		.224	.233	.229		7R b
	3839.260	.260	.260	.260	.259		.440		.258	.262	.258		5
	3840.440	.440	.439	.439	.443		.050		.440	.456	.440		6R b
	3841.052	.052	.051	.051	.052		.260		.054	.060	.052		6R
	3842.260	.260	.260	.260	.259		.804		.259	.259	.261		5
3843.261	3846.805	.804	.805	.805	.806		.807		.807	.805	.805		6R

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int. Gruppe und Klasse
3850.820	3849.970	.821	.971	.970	.970		.822		.972	.980	.820		5
	.821	.578	.821	.820	.820		.575		.821	.820	.576		5
	3852.577		.576	.577	.577		.372		.578	.579			3
	3856.373		.374	.373	.373		.912		.373	.376			6R
	3859.914		.914	.915	.913				.908	.906	.913		7R
3865.527	.527		.527	.526	.526		.526		.525	.525	.527		6R
	3867.220	.220	.222	.221	.221		.219		.218	.213	.219		3
	3871.752		.751	.752	.752		.505		.754	.752			2
	3872.505		.505	.506	.506		.764		.505	.505	.504		6r
	3873.764	.764	.765	.764	.766				.763	.758	.764		4
3878.022	3878.022		.022	.023	.024		.022		.019	.021			6r
	3878.575		.575	.576	.578		.285		.282	.275	.284		6R
	3883.284		.284	.284	.288				.282	.275			2
	3884.362	.362	.358	.363	.365		.286		.363	.852			2 b
	3886.285		.285	.286	.287				.284	.279	.284		7R a
3887.052	3887.052		.055	.052	.053		.517		.049	.048			6r b1
	3888.518		.518	.518	.520		.658		.512	.516			7 b1
	3895.659		.660	.660	.659		.709		.655	.658			5r a1
	3899.710		.710	.713	.711		.952		.707	.706	.947		6r a1
	3902.949		.950	.948	.950				.951	.948			7r b1
3906.482	3903.903	.903	.904	.904	.903		.901		.900	.897	.902		3 b
	.483		.484	.486	.484		.482		.480	.480	.482		5r
	.937	.938	.936	.940	.938		.937		.937	.937			3 b
	3910.848		.847	.848	.847		.189		.850	.850			2
	3917.186	.186	.186	.186	.185				.187	.179			5 a

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int. Gruppe und Klasse
3935.818	3930.261		.260	.262	.261		.261		.262	.260			6r a1
	3932.915		.916	.915	.917		.916		.915	.912			6R a1
	3925.947	.948	.950	.945	.945		.945		.949	.943			3 a1
	3927.923		.924	.923	.925		.925		.918	.921			6r a1
	3930.300		.300	.301	.304		.304		.300	.298			7R a1
	3932.631		.631	.630	.635		.635		.633	.630			3 b
	817	.817	.817	.817	.817		.818		.818	.818			4 b
	3937.332		.332	.330	.334		.334		.334	.326			2 b
	3940.884	.883	.883	.883	.885		.885		.887	.876			4 a
	3942.444		.444	.445	.446		.446		.441	.442			3 b
3977.746	3948.780	.780	.781	.780	.779		.779		.779	.776			4 b
	3952.606	.606	.607	.607	.606		.602		.609	.606			4 b
	3956.461		.459	.463	.461		.461		.461	.459			4 b
	3956.682		.682	.681	.682		.684		.689	.680			4 b4
	3966.067	.068	.067	.067	.069		.067		.070	.065			7 b
	3967.424		.424	.424	.426		.423		.427	.425			4
	3969.262		.262	.261	.263		.258		.261	.264			7r b1
	3971.327		.327	.327	.328		.326		.327	.328			4 b
	746	.746	.745	.745	.747		.746		.746	.746			5 b4
	3981.776		.777	.776	.776		.773		.773	.779			3 b
3983.962	3983.962	.963	.961	.963	.964		.960		.962	.964			5 b
	3986.177		.178	.178	.178		.173		.179	.181			3 b
	3990.380	.380	.381	.381	.380		.380		.380	.380			1 b
	3997.397	.397	.396	.396	.398		.397		.398	.397			6 b4
	4005.248		.247	.247	.250		.246		.247	.251			7 b1

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
4021.872	4009.718	.718	.717	.717	.718		.718		.721	.718			5 a
	4014.536	.536	.536	.536	.536		.535		.537	.536			4 b
	.872	.872	.871	.872	.872		.872		.964	.874			5 b
	4031.966	.966		.968					.964	.965			2 b
	4044.616	.616	.615	.617	.617		.615		.614	.610			2 b
	4045.818	.818	.817	.822	.822		.818		.820	.815			8R b 1
4076.642	4062.448	.448	.447	.448	.451		.451		.446	.442			4 b
	4066.981	.980	.983	.983	.983		.981		.976	.978			4 b
	4067.277	.275	.275	.276	.279		.278		.277	.276			3 b
	4067.985	.985	.987	.987	.987				.981				5 b
	4074.792	.792	.796	.793	.793		.792		.791	.786			3 d?
	4085.011	.010	.638	.641	.641		.641		.632	.632			5 b
4118.552	4095.977	.977	.975	.980	.980		.977		.977	.981			2 b
	4098.185	.184	.184	.186	.189		.183		.186				3 b
	4100.743	.744	.744	.750	.745		.742		.743				2 b
	4107.495	.494	.494	.495	.499		.496		.495				5 b
	4109.809	.808	.808	.812	.810		.808		.810	.807			4 b
	4114.451	.450	.450	.454	.454		.449		.452	.451			4 b
4122.523	4114.552	.551	.550	.552	.555		.554		.552	.552			6 b
	4120.212	.211	.211	.215	.213		.213			.214			2 b
	4121.808	.808	.808	.810	.809		.805			.808			2 b
	4122.523	.524	.525	.524	.520		.524			.521			2 b
	4127.614	.614	.614	.615	.616		.615		.614	.614			4 b
	4132.062	.063	.061	.061	.064		.064		.061	.068			7 b 1

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int. Gruppe und Klasse
4134.685	4132.905	.684	.906	.905	.905	.684	.685			.991			3 b
	4134.684		.684	.684	.684	.003	.000			.685			5 b 4
	4137.003	.420	.003	.006	.002	.003	.000			.003			3 b
	4143.421		.420	.421	.420	.421	.425			.424			5 b
4147.676	4143.873	.675	.874	.872	.874	.873	.873			.872			7 b
	.675		.575	.676	.675	.674	.676			.677			4 b
	4154.504	.804	.504	.505	.504	.506	.506			.502			4 b
	4156.805	.908	.804	.805	.805	.806	.808			.810			4 b
4191.443	4170.908	.642	.906	.907	.906	.906	.910			.907			2 b
	4175.642		.642	.642	.640	.542	.644			.640			4 b
	4177.599	.760	.599	.599	.598	.763	.599			.599			2 a
	4181.761	.446	.760	.760	.759	.894	.763			.763			6 b
4191.443	4184.897	.444	.896	.897	.894	.894	.900			.898			4 b
	.444		(.438	.439)	.446	.441	.443			.445			6 d
	4202.033	.834	.034	.033	.032	.030	.035			.033			7r b 1
	4203.988	.188	.990	.988	.985	.987	.987			.989			3 b 3
4233.615	4213.652	.261	.652	.652	.649	.185	.191			.655			2 b
	4216.188		.188	.188	.185	.185	.191			.188			4 b 3
	4219.367	.832	.367	.367	.364	.365	.370			.364			5 b
	4226.426		.428	.428	.425	.425	.425			.425			2 b
4233.615	.614	.261	(.610	.611)	.614	.610	.615			.617			6 d 5
	4245.261		.261	.264	.258	.789				.260			2 b
	4250.792	.832	.792	.792	.791	.832				.793			8 b
	4266.970		.971	.970	.968	.832				.832			2 b
4267.832		.832	.831	.831	.828				.832			2 b	



Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	P.	Int. Gruppe und Klasse
4282.408	4271.766		.766	.766	.764	745	.408	.408	.767				8r b1
	408	.408	.408	.408	.406	404	.408	.450	.413				6 b1
	4285.449		.449	.448	.448								2 b
	4294.130		.130	.130	.132	124	.130	.131	.128				6 b2
	4298.043	.042	.042	.044	.043			.043					2
4315.089	4305.457		.459	.454	.458		.456	.456					2 b
	4307.909		.908	.908	.910		.912	.908	.909				8r b1
	.090	.090	.090	.090	.092	.089	.089	.090	.089				5 b3
	4325.766		.767	.766	.770	.763	.764	.768					9r b1
	4327.101	.100	.101	.103	.100			.099					2 b
4352.741	4337.052		.052	.052	.052	.053	.052	.052					b3
	4346.561		.560	.560	.561		.562	.562					2 b
	4351.552		.551	.551	.553		.554	.554					2 b
	.740	.740	.740	.739	.740	.740	.741	.741					4 b3
	4358.507	.507	.506	.508	.506	.500	.510	.511					2 b
4375.934	4367.583		.584	.582	.584		.584	.584					2 b
	4369.777		.777	.776	.777	.767	.778	.777					3 b3
	.934	.935	.934	.934	.934	.930	.934	.934					5 a3
	4383.550		.550	.550	.548	.552	.551	.900					10R b1
	4387.899	.898	.900	.898	.899			.900					2 b
4390.956	4390.956		.957	.955	.957	.950	.956	.954					3 b
	4404.754		.755	.755	.752	.753	.755	.716	.753			.753	8r b1
	4407.716		.716	.715	.716		.716	.716	.716			.716	2 c4
	4408.421	.421	.420	.420	.420		.420	.420	.420			.422	4 c4
	4415.128		.128	.128	.127	.125	.129	.122				.128	8r b1

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	V.	H.	M.	F.	Int., Gruppe und Klasse
4427.314	4422.573	.573	.573	.573	.570	.562	.574	.573				.573	4 b3
	.314	.315	.314	.314	.313	.314	.314	.314				.315	5 a3
	4430.621	.622	.620	.621	.622	.618	.623	.622				.622	4 c4
	4435.154	.154	.153	.153	.154	.154	.154	.154				.154	2 a
	4442.346	.346	.345	.345	.349	.343	.349	.345				.346	5 c4
4466.556	4443.199	.199	.200	.197	.199	.197	.197	.199				.199	3 b3
	4447.724	.725	.724	.723	.727	.723	.725	.723				.725	5 c4
	4454.386	.386	.386	.386	.387	.382	.384	.387				.386	3 b3
	4459.124	.125	.125	.123	.128	.120	.127	.124				.125	5 c4
	4461.657	.658	.656	.656	.658	.652	.660	.658				.658	4 a3
4494.572	.556	.556	.557	.556	.557	.553	.555	.556				.556	5 b4
	4476.024	.023	.023	.026	.023	.026	.024	.026				.023	7 b4
	4489.745	.745	.744	.745	.744	.744	.747	.746				.747	3 a3
	4490.088	.088	.087	.087	.088	.088	.085	.088				.088	2
	.571	.571	.570	.572	.571	.571	.573	.572				.571	5 c4
4531.155	4514.193	.192	.191	.192	.190	.192	.196	.196				.196	2
	4617.532	.530	.532	.533	.530	.530	.543	.533				.533	2
	4528.622	.622	.620	.622	.624	.622	.622	.623				.623	7 c4
	.155	.154	.155	.155	.155	.159	.154	.154				.154	5 b3
	.854	.853	.853	.853	.855	.859	.854	.855				.853	3 b
4592.658	4587.136	.135	.135	.135	.136	.135	.138	.136				.136	2
	.657	.656	.658	.658	.658	.656	.660	.657				.656	4
4602.947	4602.008	.007	.007	.009	.009	.004	.017	.010				.057	2
	.946	.946	.947	.947	.946	.945	.945	.947				.946	4
	4619.297	.299	.297	.297	.295	.295	.300	.302				.946	4

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	H.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
4630.128	.128	.128	.127	.128	.128	.917	.915	.129						3
4632.918	.918	.917	.919	.919	.917	.020	.026	.919						3
4638.019	.019	.018	.019	.019	.020	.019	.026	.020						4 b
B. Vorgeschlagene Tertiärnormale des Eisens zwischen $\lambda = 4647$ und 5506.														
Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	K.	G.	J.	H.	V.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
4647.439	.439	.439	.440	.439	.439	.504	.505	.439			.440	.439	.439	4 b
4654.504	.504	.461	.504	.504	.462	.171	.170	.505			.503	.505	.505	4 b
4647.461	.461	.857	.461	.462	.171	.172	.170	.460			.463	.461	.461	4 b
4673.171	.171	.857	.171	.172	.856	.857	.857	.170					.857	3
4678.856	.856	.417	.854	.856	.856	.417	.417	.857					.857	5
4691.417	.417	.289	.417	.417	.417	.288	.288	.417					.418	4 c4
4707.288	.288	.790	.288	.283	.283	.288	.288	.290			(.283)	.290	.290	5 d
		.288	.288	.288	.288	.598	.598	.288				.288	.288	3 b
		.597	.598	.598	.598	.790	.782	.598				.597	.597	3 a
4736.786	.786	.535	.782	.782	.782	.535	.536	.788				.790	.790	5 d
		.809	.535	.534	.534	.809	.808	.536					.536	3 b
		.820	.809	.807	.807	.819	.816	.808					.808	3 b
		.812	.819	.818	.818	.812	.812	.816					.816	3 b
		.763	.812	.812	.812	.763	.762	.812					.812	2 b
		.657	.763	.760	.760	.657	.656	.762					.762	2 b
4789.657	.656	.887	.655	.656	.656	.887	.886	.656					.656	3 b
		.756	.887	.886	.886	.756	.757	.886					.886	2
4859.758	.758	.326	.750	.750	.750	.326	.326	.757	.763		(.752)	.759	.759	5 c5
4878.225	.224	.227	.220	.220	.220	.227	.224	.224	.220		(.220)	.227	.227	5 c5
4903.325	.326	.326	.319	.319	.319	.326	.326	.326	.326		(.318)	.326	.326	5 d

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	J.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
4919.007	.008	.009	(.001	.998)		.008	(.002)		8 d
	4924.776	.777	.775	.776					3 b
4966.104	4939.691	.691	.692	.690					3 a
	.106	.106	(.099	.097)					5 d
	4994.135	.133	.136	.135					3 a
5001.881	.881	.879	(.873	.873)		.883			5 d
5012.073	.073	.072	.074	.074		.071			4 a
	5041.076	.076	.077	.076					3 a
	5041.760	.759	.760	.761		.767			4 a
5049.827	.827	.827	.827	.827		.827	.828		5 a
5083.344	5051.639	.638	.640	.640					4 a
	.343	.343	.343	.344					4 a
	5098.706	.709	.705	.705					4 b
5110.415	.415	.414	.416	.415		.415			4 a
	5123.725	.724	.725	.727					4 a
	5127.365	.364	.365	.367		.366			3 a
	5150.845	.844	.844	.846					4 a
	5151.916	.914	.916	.918		.892			3 a
	5166.288	.285	.288	.289		.291			3 a
5167.492	.493	.495	.492	.492		.490	.495		8 a
	5168.903	.902	.902	.904					3 a
	5171.601	.600	.600	.601		.605			7 a
5192.363	.360	.362	(.351	.351)		.358		(.356)	8 d
	5198.715	.716	.716	.713					4 a
	5202.340	.340	.341	.340		.846			5 a

Tabelle 19 (Fortsetzung).

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	J.	H.	M.	P.	Int., Gruppe und Klasse
	5216.280	.278	.280	.280		.283			5 <i>a</i>
	5227.193	.957	.194	.192		.191			8 <i>a4</i>
5232.957	.956	.496	(.949	.946)		.956		(.951)	8 <i>d5</i>
	5242.496	.651	.496	.497		.492			3 <i>a</i>
	5250.652	.572	.652	.652		.559		(.564)	3 <i>a</i>
5266.569	.571	.360	(.564	.562)		.570			8 <i>d5</i>
	5269.540	.315	.541	.540		.538			10 <i>a1</i>
	5270.360	.364	.362	.360		.357			8 <i>a4</i>
5302.315	.315	.195	(.308	)		.314		(.313)	5 <i>d</i>
	5307.365	.538	.367						2 <i>a</i>
5324.196	.196	.902	(.188	.186)		.198		(.189)	6 <i>d5</i>
	5328.537	.027	.535	.537		.541			4 <i>a4</i>
	5332.903	.497	.904	.906		.904			2 <i>a4</i>
	5341.028	.132	.027	.029	B	.030	G		5 <i>a4</i>
5371.495	.495	.781	.494	.495	.496	.495	.495	.496	7 <i>a1</i>
	5397.134	.783	.133	.136	135.	.134	.133	.133	6 <i>a4</i>
5405.780	.780	.528	.780	.780	.780	.781	.780	.780	6 <i>a4</i>
	5429.701	.614	.701	.702	.701	.701	.700	.703	6 <i>a4</i>
5434.527	.528	.521	.528	.529	.527	.528	.526		6 <i>a4</i>
	5446.921	.783	.921	.920	.922	.920	.924	.921	6 <i>a4</i>
5455.614	.615	.468	.615	.616	.617	.618	.522	.523	6 <i>a4</i>
5497.522	.522	.783	.521	.522	.521	.521	.473		4 <i>a3</i>
	5501.470	.783	.470	.470	.471	.471	.784		4 <i>a3</i>
5506.784	.784		.783	.784	.785	.783			4 <i>a3</i>

Tabelle 19 (Fortsetzung).

C. Vorgeschlagene Tertiärnormale des Eisens zwischen  $\lambda = 6027$  und  $6750$ .

Sekundärnormale	Interpoliert	B. S.	Mt. W. I.	Mt. W. G.	B.	G.	Int., Gruppe und Klasse
6027.059	.059	.059	.058	.059	.061	.057	2 b4
6065.492	.492	.492	.491	.492	.496	.492	4 b4
	6127.915	.914	.915	.912	.919	.919	2 b
	6136.624	.625	.623	.625	.624	.622	4 b4
6137.701	.702	.700	.703	.701	.704	.701	4 b4
	6157.734	.736	.736	.731	.733	.736	2 b4
	6165.368	.370	.366	.366	.370	.370	2 b
	6173.344	.344	.344	.342	.346	.347	2 b4
6191.568	.568	.569	.568	.568	.568	.569	5 b4
	6200.323	.323	.324	.322	.322	.324	2 b4
	6219.290	.290	.291	.289	.290	.294	3 b4
6230.734	.734	.734	.734	.734	.732	.732	5 b4
	6252.567	.567	.566	.568	.567	.566	4 b4
	6254.267	.266	.267	.268	.266	.271	3 b4
6265.145	.145	.143	.145	.145	.145	.146	3 b4
	6297.803	.802	.807	.801	.803	.803	3 b4
6318.028	.028	.028	.029	.028	.027	.028	4 b4
	6322.696	.697	.698	.694	.696	.697	3 b
6335.341	.342	.342	.344	.341	.341	.341	4 b4
	6344.161	.159	.162	.159	.159	.165	2 b
	6380.753	.753	.755		.751	.753	3 b
6393.612	.612	.612	.612	.612	.609	.611	5 b4
	6421.362	.360	.361	.363	.361	.366	4 b
6430.859	.859	.857	.859	.859	.859	.860	5 b4
	6462.738	.737	.738		.737	.743	4 b
	6475.639	.639	.641		.635	.642	3 b
6494.993	.993	.994	.994	.993	.993	.992	5 b4
	6518.382	.382	.383		.380		3 b
6546.252*	.252	.253	.253	.251			5 b
	6575.029	.029	.030	.028			3 b
	6592.928	.927	.926	.927		.928	5 b
	6609.125	.125	.125		.124		4 b
	6663.455	.454	.457		.452		4 b
6678.004	.001	.000	.003		.001		5 b4
6750.163	.165	.164	.166		.163		4 b

und Pickhan<sup>1)</sup>. Da auch das so geschaffene reichliche Zahlenmaterial die Diskrepanzen nicht beseitigen konnte, so ging mit Sicherheit daraus hervor, daß namentlich im kurzwelligen

<sup>1)</sup> Dissertation. Münster 1919.

Spektralbereich eine Reihe von Linien vorhanden sind, die sich nicht zu Normalen eignen.

Auf dem Kongreß der internationalen Union in Rom 1922 wurden aus den Zahlen der mitgeteilten Arbeiten<sup>1)</sup> geeignete Linien ausgewählt und deren Mittel als internationale Normale dritter Ordnung vorgeschlagen. Die Werte für die Wellenlängen von Goos, Janicki, ferner die aus den älteren Messungen von Kayser, Goos und Burns, bezogen auf stabile Sekundärnormale, sowie die Zahlen von St. John und Ware, die alle gute Übereinstimmung mit den neueren Gitter- und Interferometermessungen auf Mt. Wilson zeigen, wurden den Mittelwerten zugrunde gelegt. Aus den Zahlen der anderen Beobachter wurden nur solche zur Mittelung herangezogen, deren Abweichungen den Betrag von  $\pm 0.005 \text{ \AA.-E.}$  nicht überstieg.

In Tabelle 19 ist das gesamte in Frage kommende Zahlenmaterial übersichtlich zusammengestellt; die durch Fettdruck gekennzeichneten Messungen sind nicht berücksichtigt.

Der Vergleich der Mittelwerte mit den Werten der Sekundärnormalen zeigt ausgezeichnete Übereinstimmung, die meist absolut, in nur wenigen Fällen um  $0.001 \text{ \AA.-E.}$ , in nur zwei um  $0.002 \text{ \AA.-E.}$  unerfüllt bleibt. Man kann daher auch wohl das Normalsystem dritter Ordnung in den Wellenlängenbereich 3370 bis 6750 als gesichert annehmen.

Was den kurzwelligen Teil des Spektrums unterhalb  $\lambda = 3370$  anbelangt, so fehlen hier entsprechende Messungen, auf Grund deren ein internationales System aufgestellt werden könnte. Wie schon erwähnt, ist der Eisenbogen ohne weiteres hier nicht brauchbar.

## V. Der ultraviolette und ultrarote Teil des Spektrums.

### 1. Das äußerste Ultraviolett.

Die Erforschung des ultravioletten Spektralbereichs gestaltet sich, je weiter man einzudringen sucht, immer schwieriger, und mehr als einmal zwangen scheinbar unüberwindliche Hindernisse zu einer längeren Pause. Erfahrungen und Ergebnisse aber auf anderen Gebieten im Verein mit verfeinerten spektroskopischen Hilfsmitteln kamen der Forschung zu Hilfe, und es gelang namentlich in neuerer Zeit, den Anschluß an die kürzesten Wellen, die Röntgenstrahlen, wenn auch nicht zu erreichen, so doch sich ihm wesentlich zu nähern. Schon im Bereich  $\lambda = 3000 \text{ \AA.-E.}$  scheidet die direkte

<sup>1)</sup> s. S. 64.

Beobachtung mit dem Auge aus; da indessen heute fast alle Beobachtungen mittels der Photographie ausgeführt werden, so fällt dies nicht so sehr ins Gewicht. Wegen der Absorption der Strahlen in gewöhnlichem Glas unterhalb  $\lambda = 3400$  hilft man sich mit besonderen Glassorten zur Ausrüstung des optischen Teils oder man nimmt Quarz und endlich Flußspath. Uviolglas der Firma Schott und Genossen in Jena läßt das Strahlengebiet bis etwa  $\lambda = 2600 \text{ \AA. - E.}$  durch, während Quarz noch die Untersuchung bis 1800 gestattet. Für noch kleinere Wellen muß man Flußspat nehmen. Allein man würde damit auch nicht viel weiter kommen, da für derartig kleine Wellen die Luft und die in ihr enthaltenen Gase und Dämpfe stark absorbieren, wenn man diese Störung nicht beseitigen könnte. Nun aber absorbiert die Gelatine der gebräuchlichen Trockenplatten in dünnster Schicht bereits alles kurzwellige Licht von dieser Größenordnung.

a) Schumannstrahlen. Es gelang erst Schumann<sup>1)</sup>, nach Herstellung gelatinloser Trockenplatten und unter Benutzung eines Vakuumspektrographen bis etwa  $\lambda = 1250 \text{ \AA. - E.}$  vorzudringen. Schumann benutzte im optischen Teile seines Vakuumspektrographen Linsen und Prismen aus Flußpat. Da dieses Material gegen  $1200 \text{ \AA. - E.}$  stark absorbiert, so war auch mit diesen Hilfsmitteln dem weiteren Vordringen eine Grenze gezogen. Bei dem Versuch, das Gebiet der Schumannstrahlen noch weiter nach kürzeren Wellen hin zu untersuchen, benutzte Lyman<sup>2)</sup> einen Vakuumspektrographen, den er mit einem Konkavgitter ausrüstete. Der Nachteil der Lichtverluste infolge der vielen Ordnungen, die das Gitter liefert, dem Prisma gegenüber, konnte Lyman durch den glücklichen Umstand einigermaßen wieder wett machen, daß ihm ein Gitter von besonders hoher Lichtstärke in der ersten Ordnung zur Verfügung stand. Es zeigte sich, daß das Gitter im Wellenlängengebiet weit unter  $1200 \text{ \AA. - E.}$  noch wirksam war; damit verband sich der weitere Vorteil eines nahezu normalen Spektrums, was die Bestimmung der Wellenlänge durch einfache Rechnung ermöglichte, während gerade in diesem Gebiet die Prismenaufnahmen für die Bestimmung der Wellenlängen sehr ungeeignet sind.

Lyman erweiterte den Bereich des ultravioletten Spektrums zunächst bis zur Wellenlänge  $\lambda = 900 \text{ \AA. - E.}$  Später drang er

<sup>1)</sup> V. Schumann, Wien. Ber. **102**, IIa, 1893.

<sup>2)</sup> Th. Lyman, Proc. Nat. Acad. of Science **1**, 368, 1915.



noch weiter vor<sup>1)</sup>; er benutzte als Lichtquelle den kondensierten Funken in Heliumatmosphäre von etwa 2.5 mm Druck und gelangte bis zur Wellenlänge  $\lambda = 599 \text{ \AA.-E.}$

Unsere Kenntnis des äußersten Ultravioletts erfuhr durch die Arbeiten von Millikan<sup>2)</sup> eine wesentliche Erweiterung, so daß die Kluft zwischen den kürzesten Lichtwellen und den Röntgenstrahlen nahezu überbrückt scheint. Zur Erzeugung des Spektrums benutzte Millikan eine eigenartige Lichtquelle in Verbindung mit einem eigens zu diesem Zwecke konstruierten Gitter. Das Licht wurde durch eine Funkenentladung erzeugt, die zwischen Elektroden verschiedener Materialien bei einem Abstand von nur 0.1 bis 2 mm einsetzte (heißer Funke). Die Entladung entstammte einer Batterie Leidener Flaschen, die mittels eines starken Induktoriums auf mehrere 100000 Volt aufgeladen wurde. Die infolge der kräftigen Entladung sich entwickelnden Gase würden die Entstehung des hier gewünschten funkenartigen Lichtes unmöglich machen, wenn nicht mittels einer Diffusionspumpe ständig für Druckverminderung unterhalb  $10^{-4}$  mm gesorgt wäre; der Funke ist in den Vakuum-spektrographen eingebaut.

Die Konkavgitter Millikans hatten eine Fokallänge von 83.5 cm und wiesen 505.3 Furchen pro Millimeter auf. Die Wellenlänge wurde relativ zu den Linien  $\lambda = 1854.7$  und  $1862.7$  des Aluminiums als Standardlinien ermittelt; das Spektrum erwies sich praktisch als normal.

Als äußerste Grenze im Ultraviolett fand Millikan folgende Zahlen:

Kohle . . . . .	$\lambda = 360.5 \text{ \AA.-E.}$
Zn . . . . .	$\lambda = 317.3 \text{ ,,}$
Fe . . . . .	$\lambda = 271.6 \text{ ,,}$
Ag . . . . .	$\lambda = 260.0 \text{ ,,}$
Ni . . . . .	$\lambda = 202.0 \text{ ,,}$

Die Arbeiten von Millikan erschlossen den kurzwelligen Spektralbereich bis zur Wellenlänge  $\lambda = 202 \text{ \AA.-E.}$  Es folgt jetzt unbekanntes Gebiet, bis wir bei  $\lambda = 14 \text{ \AA.-E.}$  die äußerste bis heute erforschte Grenze des langwelligen Röntgenstrahlengebietes erreichen. Um den Zusammenhang mit dem eigentlichen optischen Teil des Wellenlängengebietes nicht zu verlieren, wollen wir hier zunächst noch die Besprechung des ultraroten Spektralgebietes anschließen und darauf die Röntgenspektren in einem besonderen Abschnitt behandeln.

<sup>1)</sup> Th. Lyman, *Astroph. Journ.* **43**, 102, 1916.

<sup>2)</sup> R. A. Millikan, *Astroph. Journ.* **52**, 47, 1920.

b) Ultraroter Spektralbereich. Die Schwierigkeiten, die sich im ultraroten Teil der Messung der Wellenlänge, ja überhaupt dem Auffinden von Spektrallinien oder Gruppen entgegenstellen, sind nicht geringer als im kurzwelligen Teile des Spektrums.

Für die Zerlegung des Lichtes in diesem Spektralbereich wurde von fast allen Beobachtern das Prisma benutzt. Da indessen Glas oberhalb der Wellenlänge von etwa 9000 Å.-E. bereits stark absorbiert, mußte man andere Medien als brechende Substanz verwenden. Bei den ältesten Messungen fertigte man Prismen aus Steinsalz an; dieses Material läßt in den hier in Betracht kommenden Schichtdicken noch Strahlen bis zur Wellenlänge  $\lambda = 10\,000$  Å.-E. durch, es ist aber natürlich vorsichtig zu behandeln. Besser eignen sich Prismen aus Sylvin und Fluorit. Paschen<sup>1)</sup> benutzt ein Rowlandsches Konkavgitter von 162.6 cm Radius und 142.1 Striche pro Millimeter und gelangt bis zur Wellenlänge von etwa 40000 Å.-E.

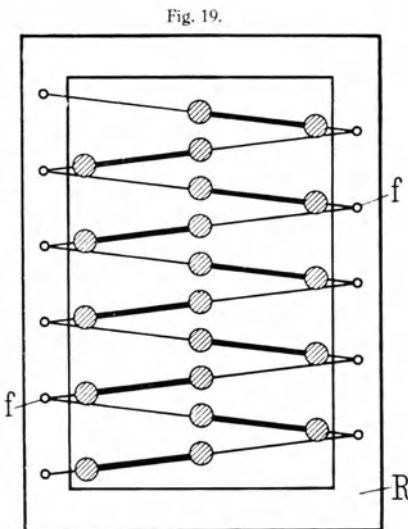
c) Nachweis der ultraroten Strahlen. Zur Ermittlung einzelner Linien, zum Abschätzen ihrer Intensität und überhaupt zur Erforschung des ultraroten Spektrums genügen aber natürlich die dispergierenden Mittel noch nicht; es muß auch ein geeignetes Reagens vorhanden sein, die Anwesenheit von Linien anzuzeigen. Man kann zwar durch das sogenannte Sensibilisieren der Trockenplatten diese auch für rotes und ultrarotes Licht empfindlich machen, allein die Empfindlichkeit hört praktisch bereits bei  $\lambda = 20\,000$  Å.-E. auf. Man hat deshalb schon seit den ältesten Zeiten die Wärmewirkung der langwelligen Strahlen für die Untersuchung herangezogen. Zuerst bedienten sich die Forscher empfindlicher Thermometer, deren Quecksilbergefäß berußt war, um nach Möglichkeit die auffallenden Strahlen zu absorbieren. Das Thermometer wurde über den spektralen Untergrund hinübergeführt, und aus dem Anwachsen der Temperatur und der Art, wie dies geschah, konnte man Linien oder Liniengruppen oder auch Continua feststellen. Weit überlegen ist die Methode mit dem Thermoelement, das zuerst von Melloni eingeführt, von Rubens wesentlich verbessert wurde. Das Thermoelement beruht bekanntlich auf der Kombination zweier verschiedenartiger Metalle, die, zu einem Stromkreis vereinigt, Strom führen, wenn man die beiden Verbindungsstellen (Lötstellen) auf verschiedene Temperatur bringt. Schaltet man in diesen Stromkreis ein empfindliches Galvanometer von kleinem

<sup>1)</sup> F. Paschen, Ann. Phys. **33**, 717, 1910.

Widerstand ein, so ergibt sich ein Ausschlag, dessen Größe von der Temperaturdifferenz der beiden Lötstellen abhängt und im allgemeinen mit ihr zunimmt.

Die Rubenssche Thermosäule<sup>1)</sup> hat sich für die hier zu besprechenden Messungen als sehr nützlich erwiesen. Sie sei kurz beschrieben. Als Material dient Eisen und Konstantan von 0.1 bis 0.15 mm Durchmesser.

Wie Fig. 19 zeigt, wird die Drahtkombination zickzackförmig über einen Rahmen *R* gespannt. Dieser Rahmen aus Elfenbein besitzt an den Längsseiten Messingstifte *f*, um die der Draht geschlungen ist. Die Drähte sind durch dicke und dünne Zeichnung gekennzeichnet. Die der Bestrahlung ausgesetzten Lötstellen befinden sich in der Mitte untereinander, die anderen seitlich davon, jedoch so, daß sie den Rand des Rahmens nicht berühren. Dies sowie möglichst gleiche Massenverteilung ist nötig, um stabilen Nullpunkt zu erzielen.



Prinzip der Rubensschen Thermosäule.

Die mittleren Lötstellen sind zu kreisförmigen Blättchen ausgehämmt und mit Ruß geschwärzt. Der Rahmen befindet sich in einem Gehäuse, das neben anderen zweckmäßigen Einrichtungen noch die Klemmen zum Anschluß an ein Galvanometer besitzt. Das von Rubens be-

nutzte empfindliche Panzergalvanometer zeigte einen mit Sicherheit zu beobachtenden Ausschlag bei weniger als ein Millionstel Grad. Neben der Rubensschen Thermosäule sind noch andere Konstruktionen im Gebrauch. Neuerdings bringt die Firma Zeiss ein Thermoelement auf den Markt, das nach Angaben von Voege<sup>2)</sup> noch weitere Vorzüge besitzt. Bei diesem Instrument wird eine einzige Lötstelle benutzt, auf die aber die gesamte Intensität der Spektrallinie unter entsprechender Verkürzung ihrer Höhe an-

<sup>1)</sup> H. Rubens, Zeitschr. f. Instr.-Kunde 18, 65, 1898.

<sup>2)</sup> W. Voege, Phys. Zeitschr. 22, 119, 1921.

gesammelt wird. Mittels eines hinter dem Element angeordneten vergoldeten Hohlspiegels von 2.5 mm Höhe wird beispielsweise die Emission einer Spektrallinie von gleicher Höhe auf die wirksame Fläche des Elementes konzentriert. Eine mikroskopische Justiervorrichtung ermöglicht es, das gesamte Licht einer Spektrallinie auf die Lötstelle zu vereinigen. Das Zeiss'sche Thermoelement hat unter gewissen Voraussetzungen nach den Angaben von Voege eine 13- bis 18mal so große Empfindlichkeit als die Rubenssäule, dabei einen wesentlich einfacheren Aufbau. Man darf indessen nicht die Nachteile dieser Neukonstruktion verkennen, die namentlich in der Wärmeträgheit der wesentlichsten Teile und ihrer ungünstigen lokalen Anordnung bestehen und in Verbindung mit einem sehr empfindlichen Galvanometer zu Störungen führt, so daß die höhere Reaktionsfähigkeit durch andere Umstände aufgehoben werden kann. Die beiden von der Lötstelle abgezweigten Drähte sind mit den Zuleitungsklemmen des Thermoelements verbunden. Diese bilden also die andere Lötstelle. Beide Stellen werden daher bei Temperaturschwankungen im Raume wegen der großen Verschiedenheit der Wärmekapazität verschieden stark beansprucht, während gerade diesem Umstand bei der Rubensschen Säule besonders Rechnung getragen ist. Eine neue Thermosäule ist kürzlich von Moll und Burger<sup>1)</sup> angegeben worden. Sie besteht aus einer äußerst fein ausgewalzten Drahtkombination, die an Stelle des Glühfadens in eine kleine Glasbirne eingeschmolzen ist, die hohes Vakuum besitzt. Es konnten noch Energieaufnahmen von  $\frac{1}{2000}$  erg/sec nachgewiesen werden.

Ein anderes sehr empfindliches Instrument ist das von Langley erfundene Bolometer. Es beruht auf der Anwendung der Wheatstoneschen Brücke. Es ist dies bekanntlich eine Anordnung zum Messen elektrischer Widerstände, die aus vier Leitern besteht, die nach Art eines Vierecks miteinander verbunden sind. Zwei gegenüberliegende Ecken sind mit einer Stromquelle verbunden, während zwischen die anderen ein Galvanometer geschaltet ist. Sind die Widerstände der vier Leiter alle einander gleich, so bleibt bei Stromschluß das Galvanometer in Ruhe; nun ist der Draht eines Zweiges der Brückenkombination berußt und so angeordnet, daß die Strahlen der zu untersuchenden Lichtquelle von ihm absorbiert werden. Die durch die hervorgerufene Erwärmung eintretende

---

<sup>1)</sup> W. J. H. Moll und H. C. Burger, *Zeitschr. f. Physik* **32**, 575, 1925.

Widerstandsänderung bewirkt einen Ausschlag des Galvanometers. Die Empfindlichkeit des Bolometers ist etwa gleicher Größenordnung wie bei der Rubensschen Thermosäule.

Neben dem guten Reagens zur Untersuchung des langwelligen Spektralbereichs benötigt man noch Vorkehrungen zur spektralen Zerlegung des Lichtes, die ein tiefes Eindringen in das ultrarote Gebiet ermöglichen. Erfolgt die Dispersion mittels Prismas, so ist, wie bei allen Längenwellenmessungen im Spektrum, die auf prismatischer Zerlegung beruhen, die Messung an Formeln gebunden, die nur bedingte Gültigkeit haben und Konstante besitzen, deren Bestimmung man sich angelegen lassen sein muß, mit anderen Worten, man muß das benutzte Prisma besonders eichen. Die beste Methode verdanken wir den sorgfältigen Arbeiten von Langley<sup>1)</sup>, der bereits im Jahre 1886 Wellenlängen bis  $5.3 \mu$  bestimmte. Seine Methode beruht auf folgendem. Denken wir uns mit einem Konkavgitter ein Spektrum etwa in der sechsten Ordnung entworfen, und es falle das Licht der gelben Natriumlinien, der  $D$ -Linien, auf den Spalt eines Prismenapparates. Es wird dann der Spalt gleichzeitig mit Licht der Wellenlängen  $D$ ,  $6/5$ ,  $6/4$ ,  $6/3$ ,  $6/2$  und  $6D$  beleuchtet, dieses Licht wird vom Prisma dispersiert, und in der Beobachtungsebene des Spektralapparates hat man sechs Strahlen von bekannter Wellenlänge. Diese Strahlen ermittelt Langley mit seinem Bolometer und konnte so die Eichung ausführen.

Nach dieser Methode sind namentlich von Paschen<sup>2)</sup> noch weitere Messungen ausgeführt, bis die Absorption der benutzten Prismensubstanz bei  $\lambda = 23 \mu$  weiterem Eindringen auf diesem Wege Halt gebot.

Auf Grund der Ketteler-Helmholtzschen Dispersionsformel hat Rubens<sup>3)</sup> einen neuen Weg gewiesen, der eine erhebliche Erweiterung des Forschungsgebietes mit sich brachte. Die betreffende Formel lautet

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2}.$$

Hierin bedeutet  $n$  den Brechungsindex  $M_1$  und  $M_2$  sowie  $b$  Konstante, bezogen auf die betreffende Substanz, und  $\lambda_1$  bzw.  $\lambda_2$  die Wellenlängen im Ultraviolett und Ultrarot, die von dem Medium

<sup>1)</sup> Langley, Phil. Mag. 5, 17, 194, 1884.

<sup>2)</sup> Wiedemanns Ann. 53, 285, 1894.

<sup>3)</sup> H. Rubens und E. F. Nichols, Ebenda 60, 418, 1897.

vollkommen absorbiert werden. Nach dieser Formel lassen sich die Absorptionsstreifen in den beiden nicht sichtbaren Teilen des Spektrums berechnen. Die Rechnung ergibt z. B. für Flußspat, Steinsalz und Sylvin für den ultraroten Teil Absorptionsstreifen bei den Wellenlängen  $35\ \mu$ ,  $56\ \mu$  und  $67\ \mu$ . Diese Stellen des Spektrums sind auf spektrometrischem Wege nicht zu erreichen.

d) Reststrahlen. Nach der Absorptionstheorie nimmt bekanntlich das Reflexionsvermögen einer Substanz für die in der Nähe eines Absorptionsstreifens gelegenen Wellenlängen besonders hohe Werte an, und da sie ein ähnliches Verhalten zeigen wie die Metalle im sichtbaren Teil des Spektrums, so spricht man in diesem Zusammenhang bei den in Frage stehenden durchsichtigen Substanzen von metallischer Reflexion. Rubens hat darauf hingewiesen, daß bei wiederholter Reflexion schließlich nur die im Absorptionsgebiet liegenden Strahlen übrigbleiben, die er Reststrahlen nannte. Diese Reststrahlen stellen also ein engbegrenztes Spektralgebiet dar, das für den ultraroten Teil kräftig hervortritt, für den kurzwelligeren Teil dagegen nur verschwindend in die Erscheinung tritt.

In folgender Tabelle sind für einige Substanzen die mittleren Wellenlängen der Reststrahlen angegeben. Der Unterschied gegen die nach der Ketteler-Helmholtzformel berechneten Werte rührt davon her, daß der Schwerpunkt der Reststrahlen nach kürzeren Wellen hin etwas verschoben ist.

Tabelle 20.

Reststrahlen von	Mittlere Wellenlänge der Reststrahlengruppen beobachtet $\mu$	Aus der Dispersion berechnete Wellenlänge des ultraroten Absorptionsgebietes $u$
Flußspat . . . . .	24.0 31.6	35
Steinsalz . . . . .	52.0	56
Sylvin . . . . .	63.4	67
Chlorsilber . . . . .	81.5	—
Bromkalium . . . . .	82.6	—
Thalliumchlorür . . . . .	91.6	—
Jodkalium . . . . .	94.1	—
Bromsilber . . . . .	112.7	—
Thalliumbromür . . . . .	117.0	—
Thalliumjodür . . . . .	151.8	—

Die Tabelle zeigt, daß sich auf diese Weise Strahlen absondern lassen in der Größenordnung von etwa 0.15 mm.

e) Quarzlinsenmethode. Nach einer anderen, sehr geistreichen Methode hat Rubens den Forschungsbereich nach längeren

Wellen noch erheblich weiter ausdehnen können. Die vorhergehenden Untersuchungen haben gezeigt, daß der für den kurzwelligen und sichtbaren Bereich des Spektrums sehr durchlässige Quarz jenseits des Bereichs von  $4\mu$  die Strahlen absorbiert, dagegen für die langwelligen Reststrahlen seine Durchlässigkeit wiedergewinnt, und daß diese mit der Wellenlänge zunimmt. Sehr wichtig aber ist die Tatsache, daß für diese Strahlen der Brechungsindex des Quarzes bei weitem größer ist als für die kürzeren Wellen des Durchlässigkeitsgebietes. Bringt man eine Lichtquelle, etwa eine Bogenlampe, zwischen Brennpunkt und Quarzlinse in gewisse Entfernung von dieser, so werden die kurzwelligen Strahlen nach dem Austritt aus der Linse zerstreut, während oberhalb der Reststrahlen das Licht zu einem konvergenten Bündel vereinigt wird, wodurch ein unsichtbares reelles Bild der Lichtquelle entsteht. Dieses Bild umfaßt ein weites Strahlengebiet, auf der einen Seite begrenzt durch die Absorption des Quarzes, auf der anderen infolge der abnehmenden Strahlenenergie. Mittels einer Blende von kleiner Öffnung wird das Bild von den kurzwelligen Strahlen gänzlich befreit. Dieses so gewonnene langwellige Licht kann natürlich alle möglichen Strahlen dieses Gebietes enthalten, je nach der Lichtquelle und der Dicke der durchstrahlten Quarzschicht; mit einem Quarzprisma lassen sich die Strahlen trennen, und Rubens konnte für die Strahlen des Auerbrenners ein Spektrum nachweisen, das, etwa bei  $80\mu$  beginnend, ein Maximum der Intensität bei  $100\mu$  aufwies und sich bei etwa  $200\mu$  verlor. Die Quarzquecksilberlampe in gleicher Weise untersucht, wies bei  $218$  und  $342\mu$  Maxima als Emissionsbanden des leuchtenden Quecksilberdampfes auf. Diese Ergebnisse bedeuten ein Vordringen in den langwelligen Spektralbereich bis etwa  $\lambda = 0.35$  mm. Es ist dies die äußerste Grenze der eigentlich optischen Erscheinungen, bis zu der man heute gelangt ist. Vor kurzem ist es Nichols und Tear<sup>1)</sup> geglückt, in dieses optische Gebiet mittels kurzwelliger elektromagnetischer Wellen einzudringen. Die an einem modifizierten Hertzschens Oszillator erzeugten Wellen wurden interferometrisch zerlegt und Schwingungen bis zur Wellenlänge  $0.22$  mm radiometrisch nachgewiesen. Vergleicht man die Grenze des ultraroten mit der des ultravioletten Teiles des Spektrums, so erkennt man ein ausgedehntes Gebiet, wie aber auf jenes Grenzgebiet eine Region unbekannter Strahlen folgt, die dann hinüberleitet in das Gebiet der Röntgen-

---

<sup>1)</sup> E. F. Nichols und J. D. Tear, *Astroph. Journ.* **61**, 17, 1925.

strahlen, so finden wir hier bereits die Brücke, die hinüber führt in das Strahlengebiet von größter praktischer Bedeutung: das Gebiet der elektromagnetischen Wellen, auf deren Anwendung bekanntlich die drahtlose Telegraphie beruht.

## VI. Röntgenspektroskopie.

### 1. Natur der Röntgenstrahlen.

Seit Entdeckung der Röntgenstrahlen im Jahre 1895 verging eine verhältnismäßig lange Zeit, ehe man die Natur dieser Strahlenart erkannte. Freilich wußte Röntgen schon kurz nach der Entdeckung der Strahlen, daß diese kein einheitliches Durchdringungsvermögen besitzen, daß also das Röntgenstrahlbündel unhomogen, aus verschiedenen Strahlenarten zusammengesetzt sein müsse, ähnlich wie das sichtbare Licht. Indessen konnte doch lange Zeit hindurch der experimentelle Beweis der Identität mit gewöhnlichem Lichte nicht erbracht werden. Da die Größenordnung der Wellenlänge der Röntgenstrahlen, die im Mittel etwa  $3 \cdot 10^{-9}$  cm beträgt, also etwa 1000mal kleiner ist als Licht von 3000 Å.-E., die Anwendung der gewöhnlichen optischen Hilfsmittel ausschließt und es andererseits nicht gelang und auch nicht gelingen konnte, auf mechanischem Wege etwa Gitter zu teilen, deren Furchenabstand jener Größenordnung entsprach, so stießen alle Bemühungen, die Natur des Lichtes zu erweisen, zunächst auf unüberwindliche Schwierigkeiten.

### 2. Nachweis der Lichtnatur durch Laue.

Im Jahre 1912 kam Laue auf den glücklichen Gedanken, die von der Natur selbst gebotenen Hilfsmittel zum optischen Aufbau der Apparatur zu benutzen, indem er die regelmäßige Anordnung der Atome im Kristall als Beugungsgitter benutzte und durch Erzeugung von Interferenzen zum erstenmal den Nachweis erbrachte, daß die Röntgenstrahlen vom gewöhnlichen Lichte bezüglich der Wellenlänge nur durch diese unterschieden waren. Die Entdeckung Laues<sup>1)</sup> war der Ausgangspunkt für eine neue Ära wissenschaftlicher Untersuchungen, und es entstand die Röntgenspektroskopie, die im Verlauf der zurückliegenden Jahre zu weiteren wichtigen Entdeckungen führte und auch auf Nachbargebieten, wie Mineralogie, Metallurgie, Chemie und anderen von größter Bedeutung wurde.

<sup>1)</sup> Laue und seine Mitarbeiter, Sitz.-Ber. d. Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-phys. Klasse, 1912, S. 303.



Die ursprüngliche Lauesche Versuchsanordnung ist aus Fig. 20 zu ersehen.

Die von der Antikathode  $A$  der Röhre  $R$  ausgehenden Strahlen gelangen über die Blenden  $B_1, B_2, B_3$  bis zur Blende  $B_4$ , die mit einer

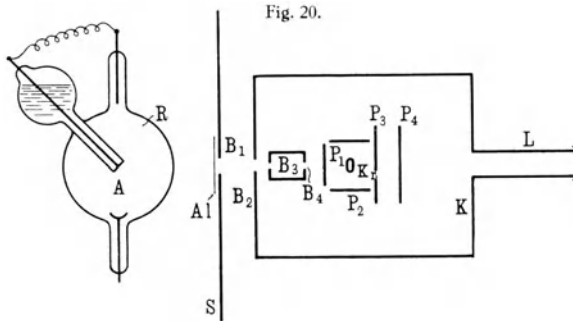


Fig. 20.

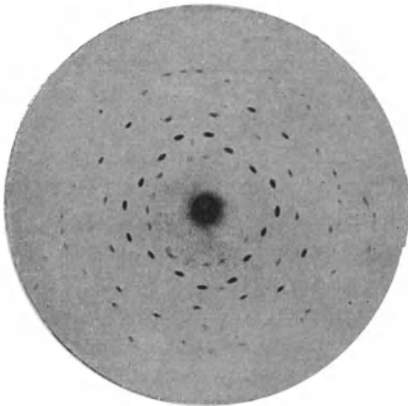
Lauesche Anordnung.

feinen Öffnung von 0.75 mm Durchmesser und 1 cm Tiefe versehen ist, in die Kamera  $K$ . Das abgesonderte enge Strahlbündel trifft

auf den Kristall  $Kr$  aus Zinksulfid von 1 qcm Fläche und 0.5 mm Dicke. Der Kristall ist auf dem Teilkreis eines Goniometers montiert. Um den Kristall herum sind die photographischen Platten  $P_1$  bis  $P_4$  aufgestellt. Fallen die Strahlen parallel der vierzähligen Achse des Kristalls auf, so zeigen die photographischen Platten nach mehrstündiger Belichtung und nach der Entwicklung Schwärzungsstellen, die symmetrisch um den mittleren Durchstoßpunkt des Strahlbündels verteilt sind.

In Fig. 21 erkennt man die regelmäßige Anordnung der Schwärzungsstellen im sogenannten Lauediagramm, deren Entstehung, wie die nähere Untersuchung ergab, nur auf Interferenz und Beugung beruhen konnte, und die in ähnlicher Weise zustande kommt wie Spektrallinien bei Zer-

Fig. 21.



Laue-Diagramm.

Aus Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

regelmäßige Anordnung der Schwärzungsstellen im sogenannten Lauediagramm, deren Entstehung, wie die nähere Untersuchung ergab, nur auf Interferenz und Beugung beruhen konnte, und die in ähnlicher Weise zustande kommt wie Spektrallinien bei Zer-

legung des Lichtes durch ein Gitter, wobei hier indessen die besondere Eigenschaft des Kristalls, die Raumgitternatur, die gleichmäßige Verteilung der Erscheinung um die Achse bedingt. Die von Laue auf Grund seiner Theorie der Kreuzgitter<sup>1)</sup> aus den Interferenzflecken berechneten Wellenlängen liegen bei 1.27, 1.9, 2.24, 3.55 und  $4.83 \cdot 10^{-9}$  cm.

### 3. Die Arbeiten von Bragg<sup>2)</sup>.

Jede Ebene, die wir uns in das Raumgitter hineingelegt denken können, enthält jene regelmäßige Schichtung, wie sie nur die Natur liefern kann, man nennt sie die Netzebene des Kristalls. Von einer Netzebene werden von den aus einer gegebenen Richtung auffallenden Strahlen nur solche bestimmter Frequenz oder Wellenlänge unter bestimmtem Winkel reflektiert, die anderen durchdringen den Kristall.

a) Die Braggsche Gleichung. Betrachten wir nach Fig. 22 zwei Netzebenen im parallelen Abstand  $d$ , so ist der Gangunterschied zweier Strahlen  $\Delta = 2 d \cdot \sin \vartheta$ . Bezeichnen wir mit  $n$  die Ordnungszahl für die Interferenz, analog der Bezeichnungsweise bei dem ebenen Gitter, so gilt allgemein die Braggsche Gleichung

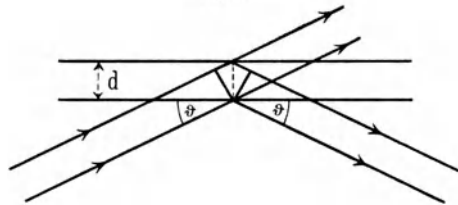
$$n \lambda = 2 d \sin \vartheta.$$

Da die Reflexion bezüglich der Wellenlänge des Röntgenstrahls eine selektive ist, so kann bei dem Winkel  $\vartheta$  in der ersten Ordnung nur eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda_1$  reflektiert werden, in der zweiten Ordnung

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{2} \text{ usf.}$$

Die Einfallrichtung ist wegen der Absonderung eines nahezu parallelen Strahlenbündels festgelegt, es ist daher erforderlich, den Kristall zu drehen, wenn man das Strahlenbündel spektroskopisch

Fig. 22.



Strahlenverlauf in Netzebenen.

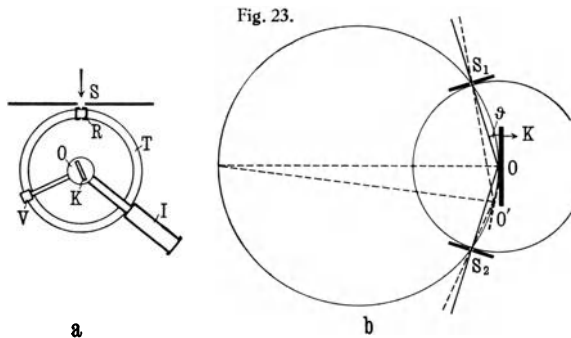
<sup>1)</sup> Näheres hierüber siehe Laue, Enzyklop. d. math. Wiss. 5 (3), 457, 1915.

<sup>2)</sup> Über Arbeitsmethoden und ihre Entwicklung siehe auch die zusammenfassenden Ausführungen von E. Wagner, Phys. Zeitschr. 18, 405, 432, 461, 488, 1917.

untersuchen will; dieses Verfahren ist zuerst von Bragg angewandt worden. Man erhält dann an den verschiedenen Stellen der Aufnahmeebene das Spektrum der betreffenden Strahlen.

b) Die Braggsche Methode. Im nachfolgenden sei die Untersuchungsmethode von Bragg<sup>1)</sup> kurz beschrieben.

Fig. 23a gibt ein Bild der Aufstellung, b zeigt den Strahlenweg. Die Röntgenstrahlen fallen auf den Spalt  $s$ , durch die Spaltkammer  $R$  und von dort als schwach divergentes Bündel auf den Kristall  $K$ , der mittels des Hebels  $V$  kontinuierlich um den Drehpunkt  $O$  hin und her gedreht wird. Die reflektierten Strahlen gelangen



Schema der Braggschen Methode.

auf den Spalt der Ionenkammer  $J$ , die wie ein Beobachtungsfernrohr ebenfalls um den Teilkreis  $T$  gedreht werden kann; die Stellung von  $V$  bzw.  $J$  wird hier abgelesen. Die Kammer ist mit Schwefeldioxyd gefüllt. Beim Eindringen der Röntgenstrahlen findet Ionisation des Gases statt. Diese bewirkt eine Entladung der mit einer Stromquelle von 220 Volt in Verbindung stehenden Hülle der Kammer, über die im Innern isoliert angebrachte Elektrode, zu einem Elektrometer. Dreht man den Kristall, so erhält man einen Ausschlag, hervorgerufen von homogenen Strahlen, die den Spalt der Ionenkammer treffen, wenn die Beziehung  $n\lambda = 2d \sin \vartheta$  erfüllt ist. Diese Bedingung kann sich für eine bestimmte Wellenlänge wiederholen. Fig. 23b erklärt dies näher. Es sei  $S_1O = OS_2$ , dann wird, wie Bragg gezeigt hat, außer dem Strahle über  $O$  auch ein solcher bei  $O'$  unter dem gleichen Einfallswinkel  $\vartheta$  reflektiert und nach  $S_2$  gelangen, bewegt man die Ioni-

<sup>1)</sup> W. L. Bragg, Nature **90**, 410, 1912; ferner Jahrb. d. Rad. u. Elektron. **11**, 346, 1914.

sationskammer über den Goniometerteilkreis, so kann man den ganzen Spektralbereich untersuchen<sup>1)</sup>.

c) Die Methode von Siegbahn. Die Braggsche Reflexionsgleichung setzt bei Bestimmung der Wellenlänge die Kenntnis des Reflexionswinkels  $\vartheta$  voraus. Um hier möglichst exakte Werte zu erhalten, verwendet Siegbahn<sup>2)</sup> die sogenannte Umlegemethode, deren Prinzip aus dem Schema der Fig. 24 zu ersehen ist.

Aus dem Spalt  $S$  tritt das Strahlenbündel in den Spektrographen auf die Fläche des Kristalls, der so justiert ist, daß die getroffene Stelle genau über der Drehachse liegt. In  $AA'$  bzw.  $BB'$  befindet sich die photographische Platte. Zunächst wird in Lage 1 und  $AA'$  eine Spektrallinie aufgenommen; sodann wird die Platte in die Lage  $BB'$  hinübergedreht und hier wiederum eine Aufnahme für die nämliche Linie gemacht. Man erkennt, daß beide Linien sich überdecken würden, wenn die Drehung genau  $4\vartheta$  betragen hätte. Dies würde natürlich Zufall sein, allgemein wird sich eine Differenz ergeben, aus der man den Winkel  $\alpha$ ,

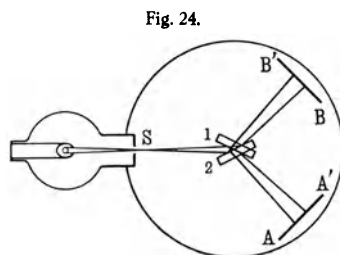


Fig. 24.

Erklärung der „Umlegemethode“.

um den zuviel oder zu wenig gedreht wurde, berechnen kann, wenn der Plattenabstand von der Drehachse genau bekannt ist. Die diesbezügliche Justierung und Messung wird mit einem besonderen Hilfsapparat vorgenommen. Kennt man  $\alpha$ , so läßt sich der am Teilkreis abgelesene Winkel auf genau  $4\vartheta$  bestimmen, ein Vorversuch gibt darüber Aufschluß, ob  $\alpha$  – oder + zu rechnen ist.

Das Röntgenspektrum hat nach unserer heutigen Kenntnis eine Ausdehnung von 0.1 bis 14 Å.-E. Die Untersuchung des Spektralgebiets für den Wellenlängenbereich oberhalb 1 Å.-E. wird erschwert, wo nicht unmöglich gemacht durch die starke Absorption der Luft und der in ihr enthaltenen Gase. Es ist deshalb erforderlich, die Untersuchungen mit einem Vakuumspektrographen vorzunehmen nach dem Vorbild jener Arbeitsmethoden, die man im ultravioletten Teil des Spektrums anwendet. Eine geeignete Apparatur ist namentlich von Siegbahn und seinen Mitarbeitern ausgearbeitet

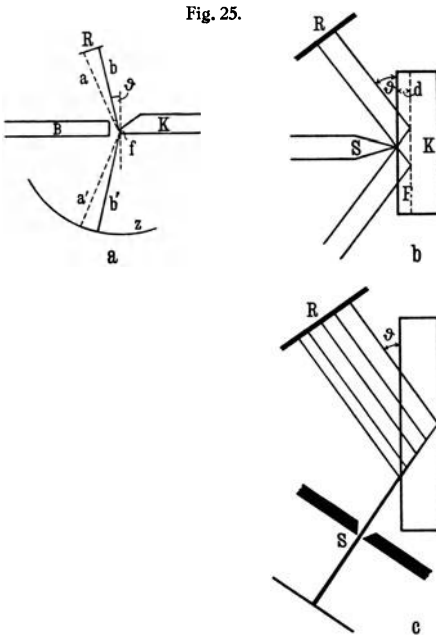
<sup>1)</sup> Über die ersten Messungen von Röntgenwellenlängen mittels der Photographie siehe H. G. J. Moseley, *Phil. Mag.* (6) **26**, 1024, 1913.

<sup>2)</sup> M. Siegbahn, *Jahrb. d. Rad. u. Elektron.* **18**, 261, 1921.

worden. Der nach seinen Angaben konstruierte Spektrograph besteht aus einem Gehäuse, das durch einen Deckel luftdicht verschlossen werden kann. Im Boden befinden sich zwei Schlitze, der eine trägt im Innern des Gehäuses den Kristall, während der andere an einem Seitenarm die photographische Platte hält. Außerhalb des Gehäuses sind die Konusse je mit einem Arm verbunden,

der die Drehung jedes einzelnen für sich gestattet. Der Kristallkonus wird bei der Aufnahme beständig über ein kleines Winkelstück hin und her bewegt, dies kann durch Uhrwerk oder durch einen

Elektromotor bewerkstelligt werden. Die Winkelstellungen beider Konusse sind außen am Teilkreis mit Nonius ablesbar. An das Gehäuse des Spektrographen ist die Röntgenröhre luftdicht angeschraubt, deren Hochvakuum durch ein dünnes Fenster gegen das geringere Vakuum des Apparates abgeschlossen ist. In diesem ein Röntgenvakuum zu erzeugen, würde äußerst schwierig sein.



Methode von Seemann.

#### 4. Die Schneidmethode.

Eine von der Bragg'schen abweichende Methode, um Röntgenspektren zu entwerfen, hat Seemann<sup>1)</sup> ausgearbeitet. Sie beruht auf folgender Überlegung: Seemann verlegt gewissermaßen den Spalt  $f$  in die Ebene des Kristalls und gewinnt dadurch einen sehr einfachen Aufbau.

Wir denken uns nach Fig. 25a aus dem Kristall  $K$  ein Flächenstück  $f$  angeschliffen in der Breite (senkrecht zur Zeichenebene) eines Spaltes. Diese Fläche wird von einer ausgedehnten Röntgen-

<sup>1)</sup> Seemann, Ann. d. Phys. 49, 470, 1916.

strahlquelle  $R$  belichtet. In  $Z$  befindet sich ein um  $f$  als Mittelpunkt gebogener Filmstreifen. Störende Strahlen werden durch den Bleischirm  $B$  abgehalten. Parallel zu  $f$  verlaufen die Gitterebenen, deren gegenseitiger Abstand mit  $d$  bezeichnet sei. Entsprechend dem Reflexionswinkel  $\vartheta$  werden bei  $b'$  bzw.  $a'$  usf. Spektrallinien entworfen, deren Wellenlänge der Sinusbedingung entsprechen:

$$\sin \vartheta = \frac{n \lambda}{2d}.$$

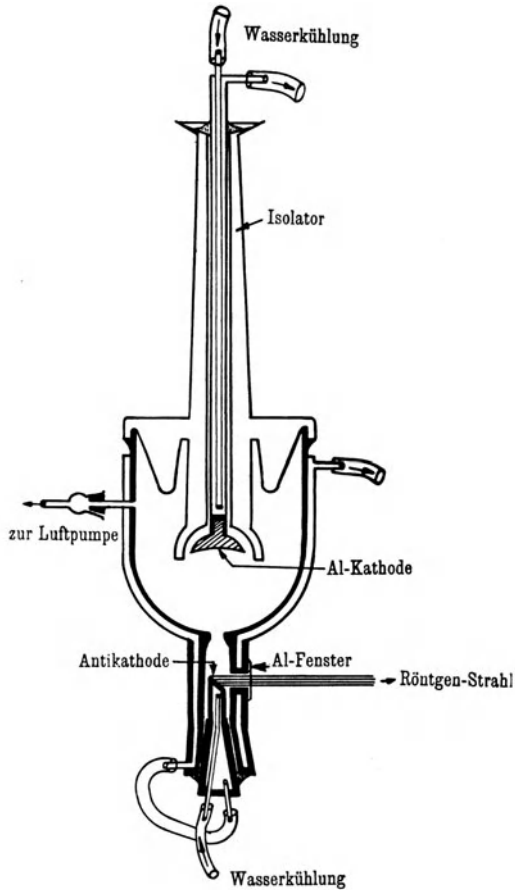
Praktisch gestaltet sich der optische Aufbau sehr einfach nach Fig. 25b. Auf die Fläche des Kristalls  $K$  ist die Schneide  $S$  aus Schwermetall aufgesetzt. Dadurch werden alle von der Strahlungsquelle auf den Kristall gelangenden Strahlen abgeblendet bis auf diejenigen, die an den Netzebenen reflektiert werden und zur Interferenz gelangen, d. h. aus der „wirksamen Schicht“ kommen. Seemann bezeichnet diese Methode als Schneidenmethode; da die Strahlen mehr oder weniger tief in den Kristall eindringen, so ist die Spaltweite nicht für alle Wellenlängen eindeutig bestimmt, da mit kürzeren Wellen die Eindringtiefe größer wird. Die Folge ist, daß die Linien unscharf nach kürzeren Wellen hin verbreitert auf der photographischen Platte erscheinen. Seemann ändert deshalb seine Methode etwas ab, um diesen Übelstand zu beseitigen. Er bringt nach Fig. 25c einen besonderen Spalt  $S$  in den Weg der reflektierten Strahlen: auf diese Weise wird ein Strahl abgesondert, der sich aus der Summe der in den verschiedenen Netzebenen reflektierten zusammensetzt (Lochkameramethode).

### 5. Röhren für Röntgenspektroskopie.

Sehr wesentlich für die Untersuchung der Röntgenspektren ist die Spektralröhre. Dazu verwendet man neben den gewöhnlichen Gasröhren solche mit Hochvakuum und Glühkathode, die gegenüber den Gasröhren mancherlei Vorzüge besitzen: keine Störung durch fremdes Gas, leichtes Einregulieren des gewünschten Betriebszustandes bezüglich Härte, Intensität und dergleichen mehr. Bei nicht zu hoher Betriebsspannung verwendet man mit Vorteil Röhren aus Metall, die sehr dauerhaft sind und lange Zeit hindurch mit hoher Belastung betrieben werden können. Eine derartige Röhre (Gasröhre) nach Debye-Hull veranschaulicht die Fig. 26.

Ein mit dem Metallgehäuse luftdicht verbundener Isolator aus Porzellan trägt im Zentrum die Kathode, die, wie man erkennt,

durch Rückflußkühlung mit Wasser gekühlt wird. Die Anti-Kathode im unteren Teile ist so angeordnet, daß sie unmittelbar dem Spalt gegenübersteht. Zwecks Demontage, Auswechseln des Antikathoden-

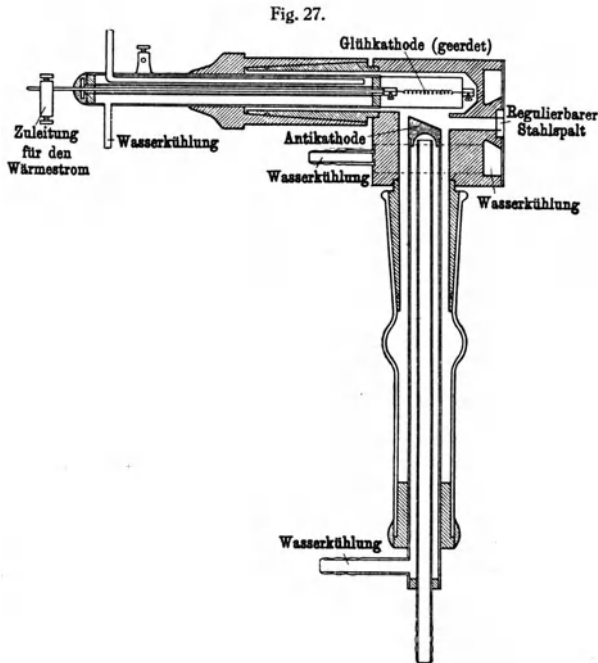


Röntgenröhre für spektroskopische Untersuchungen.

materials und dergleichen ist dieser Teil mit einem langen Schliff versehen, der im Innern wie auch der Gehäusemantel gekühlt werden kann.

Fig. 27 zeigt die von Siegbahn und seinen Schülern bei seinen neueren Untersuchungen benutzte Hochvakuumröhre. Wie alle

derartige Röhren ist sie so weit entgast, wie dies bei der heutigen Vakuumtechnik überhaupt möglich ist. Der zur Erregung der Röntgenstrahlen notwendige Elektronenschwarm wird mittels der Glühkathode erzeugt. Diese ist in der Fig. 27 im oberen Teile sichtbar, dort erkennt man auch die Zuleitung zu dem Wärmestrom. Wie man sieht, ist für Wasserkühlung reichlich gesorgt, so daß eine starke



Hochvakuumröhre von Siegbahn.

Aus Zeitschrift für Physik, Bd. IX, 1922.

Verlag Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig und Julius Springer, Berlin.

Belastung der Röhre bis zu 4 kW möglich ist. Man erkennt ferner, daß die Röhre mit Schliffen versehen ist, die es gestatten, die wesentlichen Teile zu entfernen und durch andere zu ersetzen. Dies gilt vor allem in bezug auf die Antikathode und den Glühdraht.

Die Spektren werden meist in der ersten Ordnung aufgenommen, da hier wie bei dem gewöhnlichen Gitter die größte Lichtstärke besteht. Die Wellenlänge ergibt sich aus der Bragg'schen Reflexionsgleichung  $\lambda = 2d \sin \vartheta$ .

Der Netzebenenabstand  $d$  = Gitterkonstante hängt von dem benutzten Kristall ab, er ist experimentell zu bestimmen oder aus

Eversheim, Wellenlängenmessungen des Lichtes.



chemischen Daten zu berechnen. Moseley fand für Steinsalz den Wert  $d = 2.814 \cdot 10^{-8}$  cm. Da die Temperatur natürlich von Einfluß ist, so ist diese Zahl auf eine bestimmte Temperatur, im vorliegenden Falle auf  $17^{\circ}$ , bezogen.

Für seine Präzisionsmessungen verwendet Siegbahn einen Kalkspatkristall, der eine vollkommeneren Struktur besitzt und schärfere Linien liefert; hier hat die Gitterkonstante den Wert  $3.02904 \cdot 10^{-8}$  cm, den Siegbahn allen Messungen zugrunde legt. Natürlich muß die Gitterkonstante bzw. der Kristall dem zu messenden Wellenlängengebiet angepaßt sein. So nimmt man für größere Wellen Gips mit  $d = 7.6838 \cdot 10^{-8}$  cm bei  $18^{\circ}$ , für noch größere Wellen Zucker mit  $d = 10.57035 \cdot 10^{-8}$  cm ebenfalls bei  $18^{\circ}$ .

### 6. Natur der Röntgenspektren.

Die Röntgenspektren sind bekanntlich von der Natur des Antikathodenmaterials abhängig. Die Elektronen, deren Ursprung für die Erscheinung belanglos ist, prallen hier mit einer gewissen Geschwindigkeit auf und lösen dort die charakteristische Strahlung aus. Aber auch die Röntgenstrahlen selbst lösen dort, wo sie auftreffen, Strahlen aus, die in mehrere Haupttypen zerfallen, von denen die charakteristische Röntgenstrahlung für den betreffenden Stoff ein wesentliches Merkmal bildet, und die, wie Barkla nachwies, homogen und immer von gleicher Härte ist<sup>1)</sup>.

Gibt bei dem Aufprallen ein Elektron seine ganze Energie an ein Atom ab, so führt dieses die ihm charakteristische Eigenschwingung von der Frequenz  $\nu$  aus, und es entsteht monochromatische Strahlung. Der größte Teil der aufprallenden Elektronen wird indessen nicht durch einmaliges Auftreffen seine ganze Energie in Strahlungsform umwandeln, sondern erst nacheinander durch Anregung einer Reihe von Atomen, jedem von ihnen einen Impuls erteilend. Dieser Teil der ausgelösten Strahlung kann daher nicht monochromatisch sein, er setzt sich vielmehr aus Schwingungen verschiedenartiger Frequenz zusammen und ist vergleichbar der Strahlung des weißen Lichtes. Da diese Strahlung nicht durch plötzliche Energieabgabe entsteht, sondern erst dadurch zustande kommt, daß das Elektron auf seinem Wege gewissermaßen erst durch Bremsung zur Ruhe kommt, nennt man diese Strahlungsart auch die Bremsstrahlen.

<sup>1)</sup> Siehe hierzu C. G. Barkla, *Phil. Mag.* **11**, 812, 1906; ferner C. G. Barkla und C. A. Sadler, ebendasselbst **16**, 550, 1908.

Wir haben also zwei Arten von Spektren, die sich überlagern, das Linienspektrum und den kontinuierlichen Untergrund der Bremsstrahlen. Das kontinuierliche Spektrum beginnt bei einer kürzesten Wellenlänge als Grenze, die von der Betriebsspannung abhängt. Innerhalb dieser Grenze findet sich das Linienspektrum des Antikathodenmaterials. Ein näheres Studium hat gezeigt, daß in diesem Gesetzmäßigkeit auftritt, wie wir sie in den Serienspektren des sichtbaren Lichtes schon lange kennen. Soweit wir heute wissen, zerfällt das Linienspektrum der Röntgenstrahlen in Wellenlängengruppen, die, von kürzeren zu längeren Wellenlängen übergehend, nach Barkla die *K*-, *L*- und *M*-Serie genannt werden, dazu kommt noch als letzte die von Hjalmar entdeckte *N*-Serie.

### 7. Einsteinsche Gleichung.

Nach der Einsteinschen Grundgleichung besteht zwischen der Erregerspannung  $V$  und der kurzwelligen Grenze des kontinuierlichen Spektrums die Beziehung  $eV = h\nu$ , wo  $e$  die Elementarladung des Elektrons darstellt,  $h$  eine Konstante und  $\nu$  die Schwingungszahl des betreffenden Strahles. Setzen wir  $\nu = \frac{1}{\lambda}$ , und für  $e$  und  $h$  (nach Planck) den numerischen Wert ein, so hat man  $\lambda = \frac{12.3}{V}$  als kurzwellige Grenze in Ångström-Einheiten bei  $V$ , gemessen in Kilovolt.

### 8. Die Serien.

Hat  $V$  kleinen Wert, so tritt zuerst die *M*-Serie auf, mit wachsendem Werte von  $V$  verschiebt sich die Grenze nach kürzeren Wellen, es erscheint zuerst die *L*-Serie, darauf die *K*-Serie. Diese Reihe hat einfachen Bau und ist Untersuchungen am besten zugänglich. Die Messungen haben gezeigt, daß tatsächlich die Linien dann mit einem Male erscheinen, wenn die Einsteinsche Bedingung erfüllt, d. h. die dieser Bedingung zugrunde liegende Spannung erreicht ist.

Die Spektren der *L*- und *M*-Serien zerfallen in mehrere Gruppen, und zwar besitzt die *L*-Serie deren drei, die *M*-Serie deren fünf, jeder dieser Gruppen kommt ein besonderer Schwellenwert zu. Die Schwellenwerte lassen sich experimentell dadurch ermitteln, daß ein kontinuierliches Spektrum entworfen und in den Strahlengang ein dünner Absorptionsschirm eingebracht wird. Alle Wellenlängen, die größer oder kleiner als die des Schwellenwertes sind,

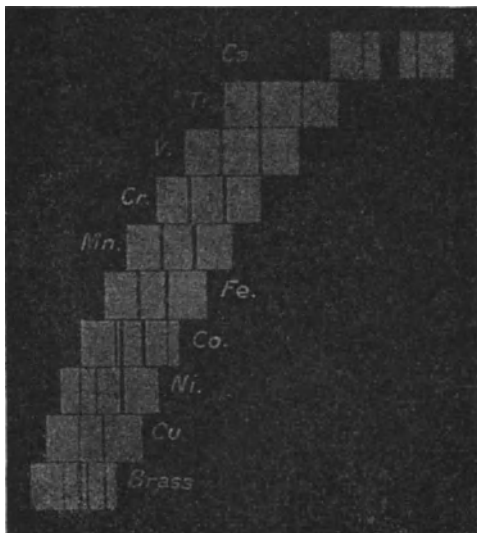
zeigen an dieser Stelle einen starken Unterschied in der Absorption, so daß dort auf der Spektralplatte Diskontinuität des Untergrundes als Absorptionsspektrum des absorbierenden Stoffes erscheint.

### 9. Gesetz von Moseley.

Für die Röntgenspektroskopie von fundamentaler Bedeutung ist ein Näherungsgesetz von Moseley<sup>1)</sup>, das sich auf das Verhalten analoger Linien der verschiedenen Serien bezieht, wenn man die Spektren der schweren Elemente nach ihrem Gewicht ordnet; analoge Linien der verschiedenen Serien rücken bei Fortschreiten nach schwereren Elementen regelmäßig nach kürzeren Wellen, so daß die Wurzel aus ihren Frequenzen in einer angenähert linealen Beziehung zu der Ordnungszahl der Elemente steht. Mathematisch besteht nach Moseley die Beziehung

$$\nu = C (N - b)^2,$$

Fig. 28.



Charakteristische Strahlung verschiedener Elemente nach Moseley.

hier bedeutet  $\nu$  die Frequenz der betreffenden Wellenlänge,  $N$  die Ordnungszahl (Atomnummer, der Kernladung des Bohrschen Modells entsprechend); die Konstanten  $C$  und  $b$  haben die Werte:

für die  $K$ -Reihe

$$C = \frac{3}{4} R; b = 1,$$

für die  $L$ -Reihe

$$C = \frac{1}{7} R; b = 7.5.$$

$R$  ist die bekannte Rydbergkonstante der Linienspektren für das sichtbare Licht gleich 109 737.

Man kann auf Grund dieses Gesetzes zusammengehörige Linien leicht aussuchen und hat ein Urteil darüber, ob eine neugefundene Linie wirklich dem Element zugehört oder aber ob Verunreinigung vorliegt. Das Moseleysche Gesetz gibt in seinem Wesen die Be-

<sup>1)</sup> H. G. J. Moseley, Phil. Mag. (6) 26, 1024, 1913; (6) 27, 210, 1913.

ziehung zwischen der Wurzel aus der Frequenz und der Ordnungszahl mit großer Annäherung als lineare Funktion der letzteren. Dies ist durch experimentelle Arbeiten, namentlich der Siegbahnschen Schule, vielfach bestätigt (s. unten).

Wir haben oben gesehen, daß nach den Entdeckungen von Barkla von den von Röntgenstrahlen getroffenen Stoffen charakteristische Strahlen ausgehen, denen verschiedene Eigenschaften zukommen. Er fand die harte *K*- und die weichere *L*-Reihe<sup>1)</sup>. In Fig. 28 ist die charakteristische Strahlung verschiedener Elemente nach den Aufnahmen von Moseley (1913) wiedergegeben.

Wie man sieht, verschieben sich die Spektren oben gegen unten nach zunehmenden Wellenlängen. Es kommt darin das Gesetz zum Ausdruck, das sich auf den periodischen Aufbau der Elemente, das Mendelejeffsche System gründet, und dessen Ausdruck wir oben als das Moseleysche Gesetz kennenlernten.

Die *K*-Reihe umfaßt, soweit es sich um solche Elemente handelt, deren Ordnungszahl höher liegt als die des Zinks, eine einfache Linienstruktur, sie besteht allgemein aus vier Komponenten,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta_1$  und  $\beta_2$ . Für die leichten Elemente wird dagegen der Bau kompliziert; zur Sichtung der Linien und zum Studium der Zugehörigkeit zu einer bestimmten Gruppe leistet hier das Moseleysche Gesetz gute Dienste. Siegbahn hat eine große Zahl von Elementen untersucht und in der Tat gefunden, daß bei den zugehörigen Linien die Wurzel aus der Frequenz fast nahezu eine Linearfunktion der Ordnungszahl ist. Er gibt eine graphische Darstellung von  $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$  als Funktion von  $N$  und findet einen fast vollkommenen linearen Verlauf.

#### 10. Wellenlängen verschiedener Serien<sup>2)</sup>.

Tabelle 21 enthält eine Übersicht der *K*-Reihe, wie sie von Siegbahn und seinen Mitarbeitern gefunden wurde.

Die Wellenlängen sind in sogenannten X-Einheiten gegeben: eine X-E =  $10^{-11}$  cm.

Der kompliziertere Bau geht aus der Tabelle 22 hervor.

<sup>1)</sup> Näheres siehe Ch. G. Barkla, Die Spektren der fluoreszierenden Röntgenstrahlungen, Jahrb. f. Rad. u. Elek. 8, 471, 1911.

<sup>2)</sup> Siehe auch M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Springer 1924.

Tabelle 21. Wellenlängen der *K*-Reihe. Emission.

	$\alpha_2$	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\beta_2$
11 Na	11883.6	11883.6	11591	—
12 Mg	9867.75	9867.75	9534.5	—
13 Al	8319.40	8319.40	7940.5	—
14 Si	7109.17	7109.17	6739.3	—
15 P	6141.71	6141.71	5786.1	—
16 S	5363.75	5360.90	5021.3	—
17 Cl	4721.36	4718.21	4394.6	—
19 K	3737.06	3733.68	3446.80	—
20 Ca	3354.95	3351.69	3083.43	—
21 Sc	3028.40	3025.03	2773.94	—
22 Ti	2746.81	2743.17	2508.98	2493.7
23 Va	2502.13	2498.35	2279.72	2264.6
24 Cr	2288.95	2284.84	2080.45	2067.0
25 Mn	—	2097.32	1905.91	1893.2
26 Fe	1936.51	1932.30	1752.72	1740.6
27 Co	1789.56	1785.28	1617.13	1605.4
28 Ni	1658.54	1654.61	1497.03	1485.4
29 Cu	1541.16	1537.30	1389.33	1378.0
30 Zn	1435.87	1432.06	1292.71	1281.11
31 Ga	—	—	—	—
32 Ge	1254.21	1251.30	1126.46	1114.41
33 As	1177.41	1173.44	1055.11	—
34 Se	1106.42	1102.41	990.00	977.44
35 Br	1041.72	1037.68	930.73	918.22
36 Rb	927.73	923.61	826.73	814.62
37 Sr	877.45	873.28	781.06	768.74
38 Y	831.21	827.03	739.02	726.77
39 Zr	788.27	784.06	699.98	688.08
40 Nb	748.79	744.54	633.98	652.37
41 Mo	711.87	707.59	630.75	619.27
42 Ru	645.88	641.54	—	—
43 Rh	616.37	612.01	544.67	534.37
44 Pd	588.60	584.21	519.48	508.94
45 Ag	562.59	558.16	495.85	485.42
46 Cd	538.32	533.89	474.09	463.96
47 In	515.48	511.05	453.63	443.98
48 Sn	493.88	489.41	434.25	424.72
49 Sb	473.84	469.29	416.16	406.81
50 Te	454.91	450.37	398.92	389.88
51 W	213.52	208.85	184.36	179.40
52 Ir	195.8	—	168.4	—
53 Pt	190.10	185.28	163.4	158.2

Die *L*-Reihe umfaßt bei den schweren Elementen drei Linien-  
gruppen, die nach Siegbahn nach Härte geordnet, mit  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$   
bezeichnet sind; dazu kommt noch eine sehr weiche Linie, die mit  $l$   
bezeichnet ist. Auch bei der *L*-Reihe bestätigt sich das Moseleysche  
Gesetz mit großer Annäherung: Abhängigkeit des Wurzelausdrucks  
als Funktion der Ordnungszahl verläuft nahezu linear.

Tabelle 22.  $\lambda$ -Werte der K-Reihe; schwächere Emissionslinien nach Dolejsk und Dolejsk und Siegbahn.

	$\alpha''$	$\alpha'$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\beta_3$	$\beta'$
15 P	—	—	—	—	4406.0	—
16 S	—	—	—	—	5044.7	—
17 Cl	4712	—	—	—	4406.0	—
19 K	3730	4702.5	4688	4684	—	—
20 Ca	3349	—	3332.3	3330.0	—	—
21 Sc	3023	—	3006	3006	—	3091.1
22 Ti	—	—	2726.9	2726.9	—	2799.2
23 Va	—	—	2484.6	2484.6	—	—
24 Cr	—	—	2273.3	2273.3	—	2085.7
25 Mn	—	—	2087.9	2087.9	—	1910.5
26 Fe	—	—	1923.3	1923.3	—	1756.0
27 Co	—	—	1777.4	1777.4	—	1619.7
28 Ni	—	—	1647.6	1647.6	—	1499.0
29 Cu	—	—	1530.7	1530.7	—	—
30 Zn	—	—	1428.8	1428.8	—	—

 $\lambda$ -Werte der K-Reihe; schwächere Emissionslinien nach Hjalmar.

	$\alpha'$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\alpha_5$	$\alpha_6$	$\beta_3$	$\beta'$	$\beta_2$ (?)	$\beta''$
11 Na	11835	11802	11781	—	—	—	—	—	—
12 Mg	9826.5	9799.4	9786.2	9730.2	9711.8	9647	—	—	—
13 Al	8285.6	8264.6	8253.0	8205.8	8189.2	8025	—	—	—
14 Si	7083	7063.8	7053.7	7014	7003	6793.3	—	—	—
15 P	—	—	—	—	—	—	6744.2	—	—
16 S	5340.6	5329.37	5323.25	5262.6	—	5820.4	—	—	—
17 Cl	—	—	—	—	—	5047	—	5012.7	—
19 K	3718.7	3708.83	3708.83	—	—	—	—	—	4390.8
20 Ca	—	—	—	—	—	—	—	3434.6	3442.5
21 Sc	—	—	—	—	—	—	—	3067.4	3079.6
22 Ti	—	—	—	—	—	—	—	2755.5	—
23 Va	—	—	—	—	—	—	2515.1	2493.7	—
							2285.3	2265.4	—

Folgende Tabelle enthält die Werte der Wellenlängen der *L*-Reihe des Wolframs, wie sie von den verschiedenen Beobachtern gefunden wurden.

Tabelle 23.  
*L*-Reihe des Wolframs nach verschiedenen Messungen.

	Dershem	Overn	Compton	Siegbahn und Coster	Duane und Patterson
<i>l</i>	—	—	—	1675.05	1676.1
$\alpha_2$	1482.8	1483.9	1484.6	1484.52	1484.4
$\alpha_1$	1472.2	1473.1	1473.6	1473.48	1473.5
$\eta$	1416.3	—	—	1417.7	1418.1
—	—	—	1336.0	—	—
$\beta_4$	1297.7	1298.4	1298.7	1298.74	1298.9
$\beta_6$	1286.8	1287.2	—	1287.1	—
$\beta_1$	1278.4	1279.3	1279.2	1279.17	1279.3
$\beta_3$	1258.6	1259.8	1260.2	1260.00	1260.5
$\beta_2$	1241.6	1243.4	1242.1	1241.91	1242.3
$\beta_8$	—	1235.5	—	1235.4	—
$\beta_7$	1220.2	1221.2	1218.7	1220.8	—
$\beta_5$	—	1213.2	—	1212.5	—
$\beta_{10}$	1209.8	1209.7	—	1209.4	—
$\beta_9$	1177.3	1202.1	—	1202.1	1204.4
$\gamma_5$	1129.2	1130.2	—	1129.2	—
$\gamma_1$	1095.3	1096.7	1096.5	1095.53	1096.4
—	—	1079.4	—	—	—
$\gamma_6$	1070.5	1072.4	—	1072.0	—
$\gamma_2$	1064.8	1065.9	1065.3	1065.84	1065.9
$\gamma_3$	1058.7	1059.6	1058.4	1059.65	1060.0
—	1042.1	1044.6	—	—	—
$\gamma_4$	1025.3	1026.3	1025.1	1026.47	1026.5

Die sehr weichen Strahlen der *M*- und *N*-Reihe sind mit Hilfe des Röntgenvakuum spektrographen nachgewiesen. Was die erstere anlangt, so gibt die Tabelle 24 Aufschluß über die Linien  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ . Als Gitter dienten Kristalle aus Kalkspat, Gips und Zucker.

Durch Verfeinerung der spektroskopischen Hilfsmittel durch Siegbahn und seine Schüler, unterstützt durch die reichen Erfahrungen dieser Schule auf diesem Forschungsgebiet, gelang es Hjalmar, die *M*-Serie noch weiter auszubauen und daran anzuschließen die langen und längsten Wellen des Urans, Thoriums und des Wismuts. Diese Linien gehören einer gewissen Gruppe an, die als *N*-Reihe bezeichnet wird, die Wellenlängen sowie der Quotient  $\frac{\nu}{R}$  und dessen Wurzel sind in der Tabelle 25 enthalten.

Tabelle 24. Messungen der *M*-Reihe bei Verwendung verschiedener Kristalle von W. Stenström.

Element	$\alpha$			$\beta$			$\gamma$		
	Gips	Kalkspat	Zucker	Gips	Kalkspat	Zucker	Gips	Kalkspat	Zucker
92 U	3901	<b>3901.4</b>	3906.6	3703	<b>3708.3</b>	3712.8	3470	<b>3471.4</b>	
90 Th	4119	<b>4129.15</b>		3920	<b>3933.3</b>		3654	<b>3656.5</b>	
83 Bi	5100	<b>5107.2</b>		4893	<b>4899.3</b>		4515	<b>4523.8</b>	
82 Pb	5276	<b>5275.1</b>		5063.5	<b>5064.8</b>		4653	<b>4663.7</b>	
81 Tl	5445	<b>5449.9</b>		5223	<b>5238.4</b>		4802		
79 Au	5819			5601			5115		
78 Pt	6028		6043.0	1812		5824.5	5311		5279.9
77 Ir	6245	Zucker 2. Ordn.		6029	Zucker $\alpha_1$ Ref.				
76 Os	6477			6250					
74 W	6973	<b>6974.6</b>	6979.5	6745	<b>6752.7</b>	6750.6			6090.5
73 Ta	7237			7011.5					
71 Cp	7818		7835.5	7587	7598.2				
70 Ad	8123		8136	7895	7902				
68 Er	8770			8561					
67 Ho	9123			8930					
66 Dy	9509			9313					

Tabelle 25. *N*-Reihe nach Messungen von Hjalmar.

Element	Linie	$\lambda$	$\frac{\nu}{R}$	$\sqrt{\frac{\nu}{E}}$
Uran . . . . .	$N_7 P_1$	8 691	104.8	10.24
" . . . . .	$N_7 O_3$	9 619	94.75	9.72
" . . . . .	$N_6 O_2$	10 385	87.72	9.36
" . . . . .	$N_5 P_3$	12 250	74.43	8.63
" . . . . .	$N_5 O_1$	12 874	70.78	8.41
Thorium . . . . .	$N_7 P_1$	9 397	96.97	9.82
" . . . . .	$N_7 O_3$	10 030	90.86	9.53
" . . . . .	$N_6 O_2$	11 046	82.49	9.08
" . . . . .	$N_5 P_3$	13 149	69.3	8.32
" . . . . .	$N_5 O_1$	13 805	66.01	
Wismut . . . . .	$N_7 P_1$	13 208	68.99	8.31

Neben dem Emissionsspektrum umfaßt die Röntgenspektroskopie das Gebiet der Absorption, und zwar sind bis heute die Absorptionsspektren der *K*-, *L*- und *M*-Reihe untersucht. Da bezüglich der Wellenlängenmessung die heute schon zahlreich vorliegenden Arbeiten auf diesem Gebiet nichts Neues bringen, darf hier auf die Originalliteratur verwiesen werden<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Siehe auch die umfassende Darstellung von P. Cermak, Die Röntgenstrahlen in L. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magnet. **3**, 901, 1923.



## 11. Normalsystem.

In der verhältnismäßig kurzen Zeit der Röntgenspektroskopie hat sich schon ein gewaltiges Zahlenmaterial ergeben, und wir stehen hier vor ähnlichen Fragen, wie sie in der Spektroskopie des gewöhnlichen Lichtes so lebhaft in die Erscheinung getreten sind, und die sich mit der Aufnahme eines Normalsystems befassen. Aber auch ähnliche Schwierigkeiten treten auf; der an sich naheliegende Gedanke, auch hier das Urmeter als Bezugsinheit zugrunde zu legen, ist von vornherein undurchführbar, da der direkte Anschluß an den sichtbaren Spektralbereich fehlt, und es wohl ausgeschlossen sein dürfte, ähnlich wie dort das Urmeter in Röntgenwellenlängen auszumessen, um eine Primärnormale zu gewinnen. Es bleibt daher zunächst der einzige Weg, die Normalen auf Grund des Braggschen Sinussatzes zu bestimmen. Dazu müssen allerdings zwei wesentliche Voraussetzungen erfüllt sein: die strenge Gültigkeit des Gesetzes und die genaue Kenntnis der Gitterkonstanten. Soweit die Erfahrung reicht, trifft jene, für die erste Ordnung wenigstens und falls keine extrem große Genauigkeit gefordert wird, zu, anderenfalls ist ein kleines Korrektionsglied anzubringen. Was die Gitterkonstante anbetrifft, so hat Siegbahn und seine Schule den Moseleyschen Wert  $d = 2.814 \cdot 10^{-8}$  cm für Steinsalz bei  $18^\circ$  zugrunde gelegt. Wie aber schon hervorgehoben wurde, ist Steinsalz für genaue Wellenlängenmessungen nicht besonders geeignet, da die Schärfe der Linien zu wünschen übrig läßt, starke Temperaturabhängigkeit vorherrscht und die Berechnung von  $d$  schwierig ist. Nach dem Vorschlag von Siegbahn benutzt man heute meist Kristalle von Kalkspat, Gips und Zucker und bezieht deren Gitterkonstante auf den oben angegebenen Wert für Steinsalz. So hat Siegbahn beispielsweise den Wert für Kalkspat mit Hilfe dreier monochromatischer Strahlen, nämlich der Spektrallinien von Kupfer, Eisen und Selen bestimmt, indem er die Reflexionswinkel dieser Strahlen an Steinsalz mit denen an Kalkspat verglich:

	$\lambda$	$\log 2d$	$d$	
Cu	1537	0.782 333 9	3029.03	} im Mittel $d = 3029.04 \cdot 10^{-11}$ cm.
Fe	1932	0.782 338 6	3029.07	
Sn	3593	0.782 332 7	3029.02	

Diese Messungen sind, wie man erkennt, sehr genau und würden die Normale hinreichend sicherstellen, wenn es eben nicht Relativmessungen wären. Absolut genommen, weicht der Zahlenwert

sicher von dem wahren Werte ab. Dies bestätigen auch die direkten Berechnungen von  $d$  aus den chemischen Daten der Kristalle. So fanden Compton  $3028.1 \cdot 10^{-11}$ , Ledoux-Lebard-Dauvillier  $3028.3 \pm 2.2 \cdot 10^{-11}$  cm. Der Berechnung liegt die Formel

$$d = \left( \frac{M e E}{2 \rho V S c} \right)^{1/3}$$

zugrunde, darin bedeuten  $M$  Molekulargewicht,  $\rho$  Dichte des Kalkspats,  $E$  Äquivalentgewicht,  $S$  Atomgewicht des Silbers,  $V$  Elementarvolumen des Gitters,  $e$  elektrische Elementarladung und  $c$  Lichtgeschwindigkeit.

Die Abweichungen von dem von Siegbahn angegebenen Werte liegen weit außerhalb der Grenze der Meßgenauigkeit.

Es bleibt zurzeit kein anderer Weg, als die genannten Konstanten zugrunde zu legen und die endgültige Regelung eventuell einem internationalen Beschluß zu überlassen und das bis dahin vorliegende Zahlenmaterial einer entsprechenden Korrektur zu unterziehen.

Eine kürzlich erschienene Arbeit von Lang<sup>1)</sup> beschäftigt sich eingehend mit der Frage der Röntgenstrahlennormalen. Lang benutzt zu seinen Untersuchungen die Seemannsche Schneidmethode mit Kalkspat als Kristall. Die Konstante für diesen Kristall wird in der Beziehung zu Steinsalz, namentlich aber der Einfluß der Temperatur eingehend untersucht. Für spätere systematische Messungen ist die Aufstellung einer Primärnormalen von großer Wichtigkeit. Als solche erscheint die  $\text{Cu}\alpha_1$ -Linie aus der  $K$ -Serie sehr geeignet: Kupfer liefert günstiges Antikathodenmaterial, die erwähnte Linie ist gut definiert und hat günstige Lage im Spektralbereich. Die neuesten Messungen von Siegbahn ergeben den Wert  $\lambda = 1537.30$  X-E. Diese Linie hat Lang seinen Messungen als Primärnormale zugrunde gelegt. Um sicher zu gehen, nimmt er aber eine eingehende Prüfung der Linie vor. Die Tabelle 26 mag einen Einblick in die Genauigkeit seiner Messung gewähren.

Lang stellt die endgültigen Messungen einer großen Zahl von Linien in einer Tabelle zusammen und bringt zum Vergleich ältere Messungen von Weber<sup>2)</sup> und neuere von Siegbahn mit hinein. Die Zahlen sind auf die Linie  $\text{Cu}K_{\alpha_1} = 1537.30$  X-E. als Primärnormale bezogen.

<sup>1)</sup> K. Lang, Ann. d. Phys. IV, 75, 489, 1924.

<sup>2)</sup> A. Weber, Zeitschr. f. Phys. 4, 257, 1921.

Tabelle 26.

Platt-Nr.	Linie	$\lambda$ in X.-E.	$\varphi_{18}^{\circ}$	Platt-Nr.	Linie	$\lambda$ in X.-E.	$\varphi_{18}^{\circ}$
1	CuK $\alpha_1$	1537.28	14° 41' 59.5''	1	CuK $\alpha_2$	1541.18	14° 44' 16''
2		.31	14° 42' 0.9''	2		.19	17.6''
3		.34	2''	3		.20	18''
4		.30	0.6''	4		.18	16''
5		.32	2''	5		.16	15.2''
6		.34	2''	6		.20	18''
7		.37	2.9''	7		.23	18.5''
8		.32	1.5''	8		.20	18''
12		.35	2.2''	11		.21	19.7''
11		.38	3.4''	12		.23	18.6''
17		.34	2''	17		.18	17''
18		.34	2''	18		.18	17''
25		.21	14° 41' 57.2''	25		.08	12.3''
26		.31	14° 42' 1''	26		.21	18''
Mittel K $\alpha_1$		1537.32	14° 42' 1.5''	Mittel K $\alpha_2$		1541.19	14° 44' 17.5''
1	CuK $\beta_1$	1389.37	13° 15' 30''	8	CuK $\beta_1$	1389.41	13° 15' 31.9''
2		.38	30.3''	11		.51	35''
3		.37	30''	17		.39	30.5''
4		.45	33.7''	18		.39	30.5''
5		.38	30.4''	25		.38	30''
6		.45	33.7''	26		.34	28.7''
7		.56	36.5''	Mittel K $\beta_1$		1389.41	13° 15' 32''

Einen wichtigen Beitrag zur Klärung der Röntgennormalen-Frage liefert die Arbeit von Weber<sup>1)</sup>, der die Brauchbarkeit der Seemann-Methode für Präzisionsmessungen eingehend untersucht<sup>2)</sup>. Er bestimmt die Wellenlänge einer Anzahl Elemente, bezüglich der Linie CuK $\alpha_1$  = 1537.30 X.-E., und führt unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen den Nachweis, daß die Seemannsche Schneidmethode vollkommen geeignet ist, die Aufstellung eines Röntgenwellenlängen-Normalsystems zu ermöglichen.

## Schlußwort.

Ein näheres Studium der mitgeteilten Zahlen zeigt, daß das bisher erforschte Spektralgebiet eine gewaltige Ausdehnung besitzt. Verglichen mit dem sichtbaren Spektrum, haben wir nach Ultraviolett einschließlich des Röntgenstrahlengebiets etwa die gleiche Ausdehnung, dagegen nach Ultrarot bis zur langwelligsten Emissions-

<sup>1)</sup> A. Weber, Zeitschr. f. wiss. Photogr. 23, 149, 1925.

<sup>2)</sup> Siehe auch W. Vogel, Zeitschr. f. Physik 4, 257, 1921.

bande des Quecksilberdampfes die etwa 850fache jenes Bereichs. Man kann sich durch ein graphisches Bild die Verhältnisse anschaulich vor Augen führen, indem man längs einer Skala die verschiedenen Wellenlängengebiete aufträgt. Um einen günstigen Maßstab zu gewinnen, pflegt man die Einteilung nach Oktaven vorzunehmen, wie dies auch in der Akustik üblich ist.

Das heute erforschte Gebiet umfaßt danach zwölf Oktaven, von denen acht auf spektroskopischem Wege, der Rest mittels der Reststrahlen und Quarzlinsenmethode erforscht wurde.

## Register

- Ångströmsche Einheit 4.  
Atlas von Rowland 5.  
Auflösungsvermögen 10.  
Babcock 64, 65.  
Banden, Quecksilberdampf- 88.  
Barkla 98.  
Benoît 12, 63.  
Bogen, Eisen- 30, 43.  
—, Pfund- 45.  
Braggsche Gleichung 91.  
— Methode 91.  
Bremsstrahlen 98.  
Buisson und Fabry 30.  
Bureau of Standards 46.  
Burns 46, 64.  
Cadmium, Primärnormale 12, 30.  
— -Linien 63.  
Cornu 4.  
Dicke, Schicht- 23.  
Dispersion 3.  
 $D_1$ -Linie als Bezugsnormale 5.  
Druckverschiebung 51, 52.  
Einsteinsche Gleichung 99.  
Eisenbogen 30, 43.  
Eisennormalen 30ff., 37, 42, 47ff.,  
54ff., 64.  
Eversheim, Sekundärnormale  
37ff.  
Exner und Haschek 7.  
Fabry und Buisson 30.  
— — Perot 5, 11, 12, 17.  
Fehlerquellen 34.  
Fraunhofersche Gitter 3.  
Gangunterschied, hoher 10.  
Geisslerrohr von Michelson 46,  
53.  
Gitter 3, 10.  
—, Raum- 91.  
— -Konstante 97.  
Goos 64.  
Hartmann 7.  
—, Korrektionskurven von 9.  
Haschek, Exner und 7.  
Heizstrom 97.  
Heraeus 60.  
Hilfs-Primärnormale 42, 46.  
Holtzenbein 64.  
Interferenzmethode 10.  
Interferenzringsystem 14, 33.  
Interferenzspektrogramm 34.  
Interferenzspektrometer 32ff.  
Interferometer 27.  
International Astronomical Union  
42.  
Internationales System 30.  
Internationale Union für Sonnen-  
forschung 9.  
Janicki 64.  
Joddampflinien 43.  
Justierung des Interferometers 24,  
27ff.  
Kayser 8, 64.  
—, Korrektionskurve von 8.  
Keilschicht 23, 35.  
Ketteler-Helmholtzsche Di-  
spersionsformel 86.  
Kiess 46, 53.  
Kirchhoffscher Atlas 4.  
Koinzidenzmethode 5, 10.  
Kompensator 23.  
Kontinuierliches Röntgenspektrum  
98.  
Korrektionskurven 8, 9.  
Kristallgitter 90.  
Kupfer-Primärnormale 107.  
Kurven gleicher Dicke 21.  
— — Neigung 15.  
Lang 107.  
Langleys Bolometer 85.  
Laue 89.  
— -Diagramm 90.  
Linienserien der Röntgenstrahlen  
99.  
Linienspektren der Röntgenstrahlen  
101ff.

- Linienverschiebung 44.  
 Lochkammermethode 95.  
 Luftschicht, versilberte 12.  
 Lyman, kurze Wellen 81.  
**Meggers** 46, 53.  
**Merrill** 65.  
 Metaldampf, leuchtender 53.  
 Meter in Wellenlängen 12, 30.  
 Meterkopie 15, 29.  
**Michelson**, Urmeter 9, 11.  
 — Röhre 46, 53.  
 — und **Benoît** 63.  
**Millikan**, kurze Wellen 82.  
**Moll**, Thermosäule 85.  
**Moseleysches Gesetz** 100.  
**Mt. Wilson-Beschlüsse** 39.  
**Müller** 64.  
**Natriumlinie als Normale** 5.  
**Neonlampe** 60.  
**Neonlinien** 42, 44, 62.  
**Netzebene** 91.  
**Normalen von Wellenlängen**,  
   a) erster Ordnung 11, 30.  
   b) zweiter Ordnung 30ff., 37,  
   47ff., 54ff.  
   c) dritter Ordnung 42, 64.  
**Normalsystem für Röntgen-**  
**strahlen** 106.  
**Optische Dicke** 23.  
**Optisches Meter** 16, 29.  
**Ordnungszahl der Interferenzen** 13,  
 32.  
 —, Messung der 26.  
**Oxforder Beschlüsse** 9.  
**Paschen**, Neonspektrum 62.  
**Periode** 22.  
**Pfund-Bogen** 45.  
 —, Sekundärnormale 39, 40.  
**Phase 1.**  
**Phasensprung** 34, 36.  
**Pickhan** 65, 79.  
**Planparallele Platte** 13, 24.  
**Planparallelität, Fehler der** 18.  
**Plattensatz** 18.  
**Primärnormale** 9, 11, 12, 30.  
**Prototypmaßstab** 12.  
**Quarz, Cd-Dampflampe** 53.  
**Quarzlinsenmethode** 87.  
**Rayleigh** 28.  
**Reststrahlen** 87.  
**Ringsystem** 14, 28.  
**Röntgenspektroskopie** 89ff.  
**Röntgenspektrum** 98.  
**Romkonferenz** 42.  
**Rowland-Atlas** 6.  
 — -Gitter 5.  
**Rubens, Reststrahlen** 87.  
 —, Thermosäule 84.  
 —, Quarzlinsenmethode 87.  
**Rydbergkonstante** 100.  
**Schichtdicke** 19, 95.  
**Schichtetalon** 21.  
**Schneidenmethode** 94.  
**Schumannstrahlen** 81.  
**Seemann, Methode von** 94.  
**Sekundärnormale** 9, 30, 37, 47, 54.  
**Serien im Röntgenspektrum** 99.  
**Siegbahn** 93.  
 — und seine Schule 101ff.  
**Sonnenatlas von Rowland** 5.  
**Spektroskopie, Röntgen-** 89ff.  
**Stabile Linien** 6.  
**St. John und Babcock** 64.  
 — — **Ware** 64.  
**Superposition von Interferenz-**  
**systemen** 19.  
**System, Normal-** 5ff., 30ff., 39,  
 42ff., 106.  
**Ultrarotes Spektralgebiet** 83.  
**Ultraviolettes Spektralgebiet** 80.  
**Umlegemethode** 93.  
**Urmeter** 11.  
**Vakuumbogenlampe** 53, 58.  
**Vakuumspektrograph** 81, 93.  
**Verschiebung von Linien** 51, 52.  
**Versilberte Luftschicht** 11, 12, 17.  
**Viefhaus** 64.  
**Voege, Thermosäule** 84.  
**Wallerath** 59, 61, 62.  
**Wellenlängennormale** 11, 30, 37,  
 42, 47, 54, 64.  
**Wolfram-Röntgenspektrum** 104.  
**X-Einheit** 101.  
**Zwischenmaßstäbe** 16.