

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

Struktur der Materie in Einzeldarstellungen

Herausgegeben von

M. Born und **J. Franck**

Göttingen

Göttingen

Als zweiter Band erscheint gleichzeitig:

Vorlesungen über Atommechanik

Von

Dr. Max Born

Professor an der Universität Göttingen

herausgegeben unter Mitwirkung von

Dr. Friedrich Hund

Assistent am Physikalischen Institut Göttingen

Erster Band — Mit 43 Abbildungen — (358 S.)

15 Goldmark; gebunden 16.50 Goldmark

Das Buch enthält den Versuch, die gesicherten Ergebnisse der Atomforschung deduktiv abzuleiten, mit dem Ziel, die Grenzen der jetzt bekannten quantentheoretischen Gesetze möglichst klar abzustecken. Ein zweiter Band ist projektiert, der über diese Grenzen hinaus zu den wirklichen Atomgesetzen vordringen soll. Das Buch wendet sich an alle, die sich nicht mit einer oberflächlichen Kenntnis der Atomphysik begnügen, sondern tiefer in die logischen Zusammenhänge dieses Gebietes eindringen wollen. Im Rahmen der Sammlung „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen“ soll das Buch das theoretische Gerüst bilden, von dem der Aufbau der einzelnen Teilgebiete der Atomphysik getragen wird.

Weiter werden in dieser Sammlung erscheinen:

Anregung von Spektrallinien durch Stöße. Von Professor Dr. J. Franck.

Strahlungsmessungen. Von Professor Dr. W. Gerlach.

Graphische Darstellung der Spektren. Von Privatdozent Dr. W. Grotrian und Geh. Rat Professor Dr. Runge.

Lichtelektrizität. Von Privatdozent Dr. B. Gudden.

Die Bedeutung der Radioaktivität für die verschiedenen Gebiete der Naturwissenschaften. Von Professor Dr. O. Hahn.

Atombau und chemische Kräfte. Von Professor Dr. W. Kossel.

Bandenspektren. Von Professor Dr. A. Kratzer.

Starkeffekt. Von Professor Dr. R. Ladenburg.

Kern-Physik. Von Fräulein Professor Dr. L. Meitner.

Kristallstruktur. Von Professor Dr. P. Niggli und Professor Dr. P. Scherrer.

Periodisches System und Isotopie. Von Professor Dr. F. Paneth.

Das ultrarote Spektrum. Von Professor Dr. C. Schaefer.

STRUKTUR DER MATERIE
IN EINZELDARSTELLUNGEN

HERAUSGEGEBEN VON

M. BORN - GÖTTINGEN UND J. FRANCK - GÖTTINGEN

I

**ZEEMANEFFEKT
UND MULTIPLETTSTRUKTUR
DER SPEKTRALLINIEN**

VON

DR. E. BACK UND **DR. A. LANDÉ**

PRIVATDOZENT
FÜR EXPERIMENTALPHYSIK
IN TÜBINGEN

A. O. PROFESSOR
FÜR THEORETISCHE PHYSIK
IN TÜBINGEN

MIT 25 TEXTABBILDUNGEN
UND 2 TAFELN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1925

ISBN 978-3-642-49563-2 ISBN 978-3-642-49854-1 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-642-49854-1

**ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.**

COPYRIGHT 1925 BY JULIUS SPRINGER IN BERLIN.

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1925

Geleitwort der Herausgeber

**bei Gelegenheit des Erscheinens des ersten Bandes
der Sammlung.**

Seit dem Jahre 1913, in welchem BOHR die quantentheoretischen Prinzipien auf den Atombau zum erstenmal anwandte, hat das auf diesem Fundamente errichtete Gebäude sich so weit ausgedehnt, daß es nicht mehr leicht erscheint, es in allen seinen Teilen zu überblicken. Die vorhandenen Zusammenfassungen, von denen das Buch von SOMMERFELD „Atombau und Spektrallinien“ das weiteste Gebiet umspannt und das bekannteste ist, können naturgemäß nicht alle einzelnen Forschungszweige so eingehend behandeln, wie es als Grundlage für die wissenschaftliche Weiterarbeit notwendig ist. Andererseits liegen erschöpfende Monographien der Teilgebiete nur vereinzelt vor; die Schwierigkeit der Abfassung solcher Monographien liegt darin, daß dabei entweder sehr viel vorausgesetzt oder der größte Teil des Buches zur Einführung in die Prinzipien verwandt werden muß. Der Plan unserer Sammlung „Struktur der Materie“, für die wir die Mitarbeit vieler befreundeter Fachgenossen gewonnen haben, ist aus dem Wunsch entstanden, unter Vermeidung dieser Schwierigkeit das gesamte Gebiet der Atomphysik dargestellt zu sehen. Da jeder Autor von den in Frage kommenden anderen Teilen der Sammlung Kenntnis nimmt, so hoffen wir, daß unter Wahrung der Selbständigkeit jedes einzelnen Bandes doch ein Zusammenhang entsteht, bei dem zu starke Überschneidungen und überflüssige Wiederholungen vermieden werden. Die geistige Einheit läßt sich allerdings durch redaktionelle Vorschriften nicht gewährleisten. Engste Verbindung zwischen Erfahrung und Theorie, im Geiste von BOHRs grundlegenden Arbeiten, scheint uns die Vorbedingung des Gelingens.

M. Born. J. Franck.

Vorwort.

Die vorliegende Monographie soll den augenblicklichen Stand der Forschung über die Multiplettstruktur der Spektrallinien in kurzer Form darstellen. Die von ZEEMAN entdeckte magnetische Aufspaltung der Spektrallinien ist dabei in den Vordergrund gerückt, weil gerade der Zeemaneffekt entscheidende Beiträge zum Verständnis der Komplexstruktur geliefert hat. Der STARK-Effekt konnte demgegenüber ganz übergangen werden, weil er, trotz vielversprechender experimenteller Anfänge, bei den Multipletts noch wenig allgemeine und geordnete Gesetzmäßigkeiten zutage gefördert hat.

Das Buch zerfällt in einen theoretischen ersten (§ 1 bis § 23) und einen experimentellen zweiten Teil (§ 24 bis § 35), für den die Verfasser einzeln die Verantwortung tragen, trotz vielfacher Zusammenarbeit nicht nur bei der Abfassung des Buches, sondern mehr noch beim Studium vieler dort beschriebener Erscheinungen, besonders des Zeemaneffekts. Bei letzterem dürfen wir auf das ausgezeichnete zusammenfassende Buch von ZEEMAN: „Magneto-optische Untersuchungen“ verweisen, dessen Fortsetzung in vielen Punkten hier erstrebt wird. Freilich nicht in allen Punkten, denn ZEEMANS Buch behandelt bis 1913 das Gesamtgebiet des Zeemaneffekts experimentell in umfassender Weise, während es unsere Absicht ist, als Ergänzung zu den von ZEEMAN und anderen schon früher gegebenen Darstellungen die besonderen Erfahrungen und Gesichtspunkte mitzuteilen, die sich bei der empirisch-theoretischen Analyse magnetischer Aufspaltungen als nützlich erwiesen haben. Im theoretischen Teil können einzelne dort besonders angemerkte Paragraphen ohne Beeinträchtigung des Verständnisses der übrigen Teile bei der Lektüre übergangen werden.

Die Literaturübersicht am Schluß des Buches setzt in ihrem experimentellen Teil die in ZEEMANS Buch bis Ende 1913 ge-

gebene Zusammenstellung fort, ohne aber auf Vollständigkeit Anspruch zu machen; vielmehr sind nur die hauptsächlichsten Arbeiten angeführt, deren Studium bei eingehender Beschäftigung mit dem Gegenstand nützlich ist. Die chronologische Anordnung der Literatur mag dabei ein Bild von der historischen Entwicklung der Ergebnisse und des Anteils einzelner Verfasser an ihnen geben.

Das Spektrum des Wasserstoffatoms hat durch BOHR'S Anwendung der Quantentheorie auf den Atombau eine fast restlose Erklärung gefunden, die sich auch bei den Spektren der höheren Atome in weitem Umfang als fruchtbar erwiesen hat. Die Linien und komplizierten Liniengruppen der höheren Elemente lassen aber noch manche Frage offen: Während die Grundzüge des Schalenbaus und die gegenseitige Durchdringung der Elektronenbahnen im Atom aus den Ergebnissen der optischen und Röntgenspektroskopie durch BOHR abgelesen werden konnten, zeigten sich bei den Multipletts viele Einzelheiten und Gesetze, welche den provisorischen Charakter der heutigen Quantentheorie des Atombaus eindringlich vor Augen führen. In den meisten Gebieten der Physik stehen Theorie und Experiment in dem Verhältnis zueinander, daß erstere ein einfaches Idealbild der in Wirklichkeit durch Nebenumstände getrübt und komplizierten Erfahrung darstellt; hier dagegen liegt der Sachverhalt gerade umgekehrt: Wir besitzen eine Reihe vollendet einfacher und formal harmonisch miteinander verknüpfter Erfahrungsergebnisse, es fehlt aber eine befriedigende theoretische Zusammenfassung von einheitlichen Gesichtspunkten aus. Als sicherer Leitfaden der Theorie besteht das BOHR'SCHE Prinzip von der Korrespondenz der wirklichen Quantenprozesse mit den nach der klassischen Theorie erwarteten Vorgängen. Aber gerade in diesem eigentümlichen Sachverhalt liegt der besondere Reiz, den die experimentelle und theoretische Beschäftigung mit den Multipletts ausübt, zumal man gerade hier Aussicht hat, den einfachsten Grundgesetzen der Materie besonders weit an ihre Quellen zurückfolgen zu können. Im übrigen ist es erstaunlich, wie rasch die Ordnung der verwickelten Spektren seit ihrer Analysierbarkeit durch die Termdarstellung des Zeemaneffekts und der Auffindung des allgemeinen Multiplettstrukturschemas fortgeschritten ist und wie vollkommen die an wenigen Beispielen gewonnenen Voraussagen

sich auch in den verwickeltsten Fällen bewährt haben. Dem Fortschritt haben dabei nicht nur diejenigen gedient, welche einmal bekannte Gesetzmäßigkeiten bei einer Höchstzahl von Linien wiederfanden, sondern vor allem die Spektroskopiker, welche die experimentelle Herstellung und Untersuchung der Spektrallinien trotz aller Schwierigkeiten auf immer neuen Wegen zum Erfolg führten.

Die Erforschung der Multipletts ist noch in vollem Fluß, und wir hoffen, daß die vorliegende Darstellung theoretischer Gesichtspunkte und experimenteller Erfahrungen bei der systematischen Ausarbeitung dieses für die Atomtheorie so bedeutungsvollen Gebietes von Nutzen sein möge.

Tübingen, im Herbst 1924.

E. Back. A. Landé.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung	1
Faradayeffekt. — Kerreffekt. — Elektronentheorie von LORENTZ für den normalen Zeemaneffekt. — Anomale Zeeman- typen. — VOIGTS Koppelungstheorie. — Quantentheorie.	
Erster Abschnitt.	
Einfachlinien mit normalem Zeemaneffekt.	
§ 1. Das normale Triplett	5
Transversale Beobachtung der π - und σ -Komponenten. — Longitudinale Beobachtung der zirkularen Komponenten. — Verschiebung $\Delta\nu$.	
§ 2. Elektronentheorie des normalen Zeemaneffekts	6
Harmonische Analyse der feldlosen Elektronenbewegung. — Bewegung im Magnetfeld. — LARMORScher Satz. — Beob- achtung transversal und longitudinal. — Polarisation der Kom- ponenten. — Negative Elektronenladung aus Drehsinn der Lar- morrotation. — Intensität der Komponenten. — Quotient ε/μ aus Coriolis- und magnetischer Kraft. — System von mehreren Elektronen. — Schwierigkeiten für die Elektronentheorie.	
§ 3. Quantentheorie des normalen Zeemaneffekts	11
Kombinationsprinzip von RYDBERG und RITZ. — PLANCK- sche Quantentheorie. — BOHRSche Frequenzbedingung. — Term- energie im Magnetfeld. — LARMORSche Präzession. — Äqua- torialer Impuls. — Quantelung der Impulse. — SOMMERFELDS räumliche Quantelung. — Magnetische Energieniveaus nach DEBYE und SOMMERFELD. — Auswahl- und Polarisationsregel von BOHR und RUBINOWICZ. — Kombinationsschema im Magnetfeld.	
§ 4. Das Korrespondenzprinzip beim Zeemaneffekt	16
Korrespondierende Einzelschwingungen. — Korrespondenz der Intensität und Polarisation. — Beweis der Auswahlregel für m nach BOHR.	
Zweiter Abschnitt.	
Anomaler Zeemaneffekt und Multiplettstruktur.	
§ 5. Empirische Grundeigenschaften des anomalen Zee- maneffekts	18
Einfachlinien und Multipletts. — Serienbezeichnung. — Magnetische π - und σ -Komponenten. — PRESTONSche Regel. —	

	Seite
RUNGEsche Regel. — RUNGEsche Nenner und Zähler. — Zeeman- typus.	
§ 6. Termanalyse der anomalen Typen	21
Kombinationsprinzip beim Zeemaneffekt. — Pfeilschema und Niveauschema. — Halbzahlige äquatoriale Quanten m . — Term- analyse der Dublett- und Triplett-Typen. — Intensitätsregel der Zeemankomponenten. — Tabelle der Termaufspaltungen.	
§ 7. Systematik der Spektralserien und Terme	27
RUTHERFORD-BOHRsches Atommodell. — Atomnummer. — Spektroskopischer Verschiebungssatz. — Wechselsatz. — Bogen- und Funkenspektren. — Leuchtelektron und Atomrumpf. — Quantelung des azimuthalen Impulses k . — s -, p -, d -, f -, g -Terme. — Quantenzahlen k und $K = k - \frac{1}{2}$. — (A) Auswahlregel für k . — Hauptserie und Nebenserien. — Durchbrechung der k -Aus- wahl bei gestrichenen Termen. — Rumpfpuls mit Quanten- zahlen r und $R = r/2$. — Impulsvektorgerüst des Atoms. — Resultierender Gesamtimpuls mit Quantenzahlen j und J . — Präzession um die invariable J -Achse. — Komplextermstruktur. — Tabelle der R , K , J bei Singulett-, Dublett- und Triplett- termen. — (B) Auswahlregel für j . — Innere Quantenzahlen j . — Zusammengesetzte Multipletts. — Zwischenkombinationen. — (B') $0 \rightarrow 0$ -Verbot für j . — Auswahlregeln beim Neonspektrum. — Intensität bei den Multipletts. — Hauptlinien und Satelliten.	
§ 8. Die Struktur und die rationalen Intervallverhältnisse der Multipletterme	34
Permanenz der Multiplizität. — Strukturschema und innere Quantenzahlen der Multipletterme. — Abwechseln gerader und ungerader Multiplizitäten. — Verzweigungssatz. — Struktur- regel der J . — Impulsvektorgerüst der Multipletterme. — Rela- tive Intervalle. — Kosinus-Regel. — Intervallregel bei geraden und ungeraden Multiplettermen.	
§ 9. Termaufspaltungsgesetze. Die g -Formel	39
Aufspaltungsfaktor g . — g -Werte bei Singulett-, Dublett- und Tripletttermen. — Anzahl $2J$ der Zeemanterme. — m -Werte. — Schwierigkeiten für die BOHRsche Theorie. — g -Formel bei den Multipletts. — Tabelle der g -Werte. — Modellmäßige Deutung der anomalen g . — Doppelnormaler Rumpfmagnetismus. — Anomale Larmorpräzession.	
§ 10. Die rationalen Intensitätsverhältnisse der Multipllett- linien	44
Intensitätsverhältnisse bei einfachen und bei zusammen- gesetzten Multipletts nach DORGELO. — Regel der Intensitäts- summe nach ORNSTEIN und BURGER.	

- Seite
- § 11. Die Intensität der Multiplettlinien und ihrer Zeeman-
komponenten nach dem Korrespondenzprinzip . . . 47
- Beweis der k -Auswahlregel. — Gleichmäßige Präzession der Ellipsenachse. — Durchbrechung der k -Auswahl. — Gestrichene Terme. — Beweis der j -Auswahlregel. — Gleichmäßige Präzession um invariable Atomachse. — Durchbrechung der j -Auswahl in starkem Magnetfeld. — Methode des Ersatzstrahlers. — Relative Intensität der Multiplettlinien. — Hauptlinien, Satelliten. — Intensität der π - und σ -Komponenten. — Beweis des $0 \rightarrow 0$ -Verbots für j .
- § 12. Termstruktur der Multipletts höherer Stufe 53
- Multiplettstufen gemäß Rumpfelektronenimpulsen. — Impulslos abgeschlossene Schalen. — Neonspektrum als 1-3-3-5-System zweiter Stufe. — Verzweigungsprinzip. — Verschobene Termgruppen. — Gewicht der Terme. — Schwerpunktsatz. — Allgemeine Struktur aus Verzweigung. — Verzweigung bei den Multipletts erster Stufe. — Multipletts dritter Stufe.
- § 13. Zeemaneffekt der Multipletts höherer Stufe 60
- Durchbrechung der RUNDGÆSENschen Regel. — Permanente g -Summen. — Irrationale g . — Verzweigungssatz beim Zeemaneffekt.

Dritter Abschnitt.

Der Paschen-Back-Effekt.

- § 14. Übergang zu starkem Feld bei den Dubletts 62
- Unsymmetrische Verzerrung und Überkreuzung der Komponenten. — Normalisierung des Zeemaneffekts. — Schwaches und starkes Feld. — g -Umwandlung im starken Feld. — Partieller Paschen-Back-Effekt. — Koppelungstheorie. — Schwerpunkt des Termmultipletts. — Gewicht der Terme. — Intervallfaktor γ in starkem und schwachem Feld bei den Dubletts. — Ganzzahlige mg in starkem Feld. — Unsymmetrie der Intensitäten. — Permanenz der g - und γ -Summen.
- § 15. Paschen-Back-Verwandlung bei den Multiplettermen 69
- γ -Formel in schwachem Feld. — Gewicht der Terme. — γ -Gleichgewicht. — Permanenz der g - und γ -Summen. — Schwerpunktsatz. — Umwandlungstabelle der g und γ . — Tabelle für γ schwach. — g und γ in starkem Feld. — Mittleres Feld.
- § 16. Umwandlung der Linienaufspaltung in starkem Feld 75
- Verzerrung des Zeemanbildes. — Spezialfälle. — Partieller Paschen-Back-Effekt. — Totaler Paschen-Back-Effekt. — Verschärfung der m -Auswahl.

- | | Seite |
|---|-------|
| § 17. Modellmäßige Bedeutung des Paschen-Back-Effekts | 79 |
| Doppelte magnetische Rumpfergie. — Verdoppelte Präzession des Rumpfes. — Resultierende Präzession g_0 in schwachem Feld. — Schwierigkeiten für die Quantentheorie des Atombaus. | |

Vierter Abschnitt.

Beziehungen des Zeemaneffekts zu andern Gebieten der Atomtheorie.

- | | |
|--|----|
| § 18. Das Magneton | 82 |
| Spektroskopische Magnetonenzahlen. — Mechanisches und magnetisches Moment. — Größe des Magnetonens. | |
| § 19. Die magnetische Ablenkung der Atomstrahlen . . . | 84 |
| Sicherstellung der Termrealität. — Magnetische Momentkomponenten im Grundzustand der Atome nach STERN und GERLACH. | |
| § 20. Paramagnetische Magnetonenzahlen | 86 |
| WEISSsches und Quantenmagneton. — Anomale Magnetonenzahlen. | |
| § 21. Die magneto-mechanischen Effekte | 88 |
| Präzession og der Atomachsen. — Magnetische Rotation. — Mechanische Magnetisierung. | |

Fünfter Abschnitt.

Die absoluten Intervalle der Multipletterme.

- | | |
|--|----|
| § 22. Relativistische Intervallgrößen | 90 |
| Verwandtschaft zwischen optischen und Röntgendoublets. — Relativistische Röntgendoublets. — Optische Intervallformel. — Wirksame innerste Bahnschleife. — Wirksame Kernladung $Z_i = Z - s$. — Lineare Zunahme von Z_i mit Z . — Abhängigkeit der Intervalle von Z_a, Z, n_a und Feinstrukturkonstante α . — Höhere Relativitätskorrektur. — Beobachtungsmaterial bei Doublets und Triplets. | |
| § 23. Bedeutung der Multiplettintervalle | 98 |
| Potenzgesetz Z_i^2 . — Zeitverhältnis $t_i : t_a$. — Relativistischer Energiezusatz. — Neigungsdoublets und relativistische Doublets. — Vergleich mit Röntgenspektren. — Schwierigkeiten für die Quantentheorie des Atombaus. | |

Sechster Abschnitt.

Die praktischen Grundlagen für die Erforschung des Zeemaneffekts.

- | | |
|--|-----|
| § 24. Theorie und Experiment | 102 |
| Ziel der Beobachtungen. — Linienaufspaltung und Term-aufspaltung. — Gesichtspunkte bei der Untersuchung von Multipletts. | |

- § 25. Die experimentellen Grundvoraussetzungen . . . 105
 Die grundlegenden Versuche. — Größenordnung des Zeeman-
 effekts. — Anforderungen an die Apparatur. — Auflösungskraft
 und Termerspaltung. — Grenzen der Auflösbarkeit.

Siebenter Abschnitt.

Die Apparatur.

- § 26. Allgemeines 112
 Hauptbestandteile der Apparatur. — Lichtquellen. —
 Flamme. — Kondensierter Funke. — Geißlerrohr. — Vorzüge
 und Nachteile.
- § 27. Einfache Formen der Lichtquelle (Funke in Luft) . . 118
 Funkenstrecke. — Elektroden. — Stromquelle. — Homo-
 genität der Linien.
- § 28. Besondere Formen der Lichtquelle (Vakuumlicht-
 quellen) 122
 Vakuumbogen für kleine Feldstärken. — Für große Feld-
 stärken. — Einbau der Lichtquelle in den Magneten. — Elek-
 troden. — Homogenität der Linien. — Gasentladung ohne
 Geißlerrohr.
- § 29. Das Magnetfeld 131
 Erzeugung des Magnetfeldes. — Zeitliche und räumliche
 Homogenität. — Messung des Magnetfeldes (Feldbestimmung).
 — Absolute Aufspaltungsgröße.
- § 30. Der Spektralapparat 141
 Auflösungskraft. — Anforderungen bei der Untersuchung
 größerer Spektralbereiche (Multipletts). — Stufengitter. — Inter-
 ferometer. — Konkavgitter. — Aufstellung des Konkavgitters. —
 Dispersion.

Achter Abschnitt.

Die Auswertung empirisch festgestellter Zeemaneffekte.

- § 31. Beobachtung und Messung 152
 Ziel. — Beurteilung des Plattenbildes. — Fehlerquellen. —
 Einfluß der Lichtquelle auf die Fehlergröße. — Grenzen der
 Genauigkeit. — Dopplerbreite. — Linienschärfe und azimutale
 Quantenzahl. — Notwendigkeit der Ausgleichung. — Störungs-
 erscheinungen. — Unsymmetrien und Verschiebungen. — Art
 und Größe der Störung. — Zusammenhang mit der Termanalyse. —
 „Ausgezeichnete“ Komponentenabstände.
- § 32. Die Grundtypen 162
 Bedeutung der Grundtypen. — Ableitung aus den Doppel-
 relationen der g und j . — Bildmäßige Darstellung der Grund-
 typen. — Tafel der Grundtypen (S. 168, 169).

	Seite
§ 33. Die Termanalyse	167
Bestimmung der „ausgezeichneten“ Komponentenabstände. — Bestimmung der Komponentenzahl. — Ausgleichung der Störungsfehler mit Hilfe der Grundtypen. — Berechnung und Darstellung der störungsfreien Linienaufspaltung aus einem beobachteten Typus. — Ableitung der Term aufspaltungsgrößen aus dem Linientypus.	
§ 34. Grenzfälle der Typenformen	176
Zusammenfallen, Verschränkung, Übergreifen von Zeeman- komponenten. — Pseudotypen. — Inverse Typen.	
§ 35. Anwendung der Termanalyse auf ein Multiplett erster und zweiter Stufe.	184
Das Manganmultiplett $\lambda = 4235$. — Die Termkombinationen $1s_i - 2p_j$ des Neon.	
§ 36. Nachtrag. Die rationalen Intensitäten der Zeeman- komponenten	189

Anhang.

A. Literaturverzeichnis	192
B. Umrechnungstabelle von Dezimal- in gewöhnliche Brüche für die Aufspaltungsgrößen g	198
C. Tabelle der Aufspaltungstypen bei den Doublets bis Septetts für die Kombinationen $(s p)$, $(p d)$ und $(d f)$	199
D. Beschreibung der Tafel I und II	200
Namen- und Sachverzeichnis	210

Berichtigungen.

- S. 9 unten. Coriolis- und magnetische Kraft sind nicht „Zentrifugal- und Zentripetalkräfte“ im üblichen Sinne, denn ihre Richtung ist nicht zentral.
- S. 13 Zeile 5 von unten lies $h/2\pi$ statt h .
- S. 22 unten ist +15 mit -15 zu vertauschen.
- S. 23 Zeile 13 lies [r v] statt [v r].
- S. 24. Der Typus von $(p_2 d_3)$ muß heißen $\frac{(2), 1, 3}{2}$.
- S. 35. Bei den Sextetts ergänze n_{35}^6 .
- S. 82 Formel (38) schreibe $= \mathfrak{J} \cdot \mathfrak{J} \cos(\mathfrak{J} \mathfrak{J})$.
- S. 83 Zeile 16 lies $1 h : 2\pi$ statt $1 h$.
- S. 108 Tab. 28 Spalte III oben lies Anhangstabelle C statt Tab. I im Anhang.
- S. 128 Zeile 9 von unten lies Anhang D statt Anhang 3.
- S. 131 Zeile 9 von oben lies § 26 statt § 25.
- S. 131 Zeile 12 von oben lies Anhang D statt Anhang Nr. 3.

Einleitung.

Die spektroskopische Forschung hat im letzten Jahrzehnt mit dem von ihr angeregten Aufschwung der Atomtheorie Schritt gehalten. Die feineren Gesetzmäßigkeiten der Spektrallinien als Abbild der Elektronenbahnen im Atom sind dabei besonders durch magnetooptische Untersuchungen aufgeklärt worden, eingeleitet durch ZEEMANS Entdeckung der Spektrallinienzerlegung im magnetischen Feld. Ohne Kenntnis ihrer magnetischen Eigenschaften ist ein tieferes Verständnis auch der ohne Magnetfeld zutage tretenden spektralen Gesetze und ihrer atomtheoretischen Deutung kaum möglich. Wir werden deshalb dem Zeemaneffekt einen bevorzugten Platz im Rahmen dieses spektroskopischen Buches einräumen.

Der Geburtstag der Magnetooptik fällt in das Jahr 1846, in welchem FARADAY in der Reihe seiner „Experimentaluntersuchungen“ die grundlegende Abhandlung „Über die Magnetisierung des Lichts“ veröffentlichte. Geleitet von der „fast an Überzeugung grenzenden Meinung, daß die verschiedenen Formen, unter denen die Naturkräfte sich offenbaren, eine gemeinsame Wurzel haben“, studierte er die Wechselwirkung von Licht und Magnetismus und fand nach vielen mühevollen Versuchen die heute als Faradayeffekt bekannte Erscheinung: die Drehung der Polarisationssebene des Lichts beim Durchgang durch einen magnetisierten Körper.

Mehr als 30 Jahre später zeigte KERR, daß auch bei der Reflexion eben polarisierten Lichts an magnetisierten Spiegeln sich die Polarisationssebene um einen kleinen Winkel dreht (1877). Aber es bedurfte weiterer zweier Jahrzehnte und der inzwischen durch MAXWELL und HERTZ begründeten Lehre von der elektromagnetischen Natur des Lichts, bis durch ZEEMANS Fund und durch die Elektronentheorie von H. A. LORENTZ der Anstoß zu einem neuen Aufschwung der Magnetooptik gegeben wurde, den man besonders auch den systematischen Forschungen von WOLDEMAR VOIGT und seinen Schülern verdankt. Nicht zum mindesten wurden diese seit 1896 datierenden Fortschritte ermöglicht durch die im Vergleich zu FARADAYS Hilfsmitteln außer-

ordentlich verfeinerten optischen Apparate von großer Auflösungskraft, durch ROWLANDS Strichgitter und MICHELSONS Stufengitter, und später durch die auf etwas anderem Prinzip beruhenden Spektroskope von FABRY-PÉROT und LUMMER-GEHRKE.

Schon in ZEEMANs erster Veröffentlichung findet man den gegenseitigen befruchtenden Einfluß von Experiment und Theorie, der auch später gerade in der Magnetooptik eine so entscheidende Rolle gespielt hat. Mit systematischen Untersuchungen über das KERR-Phänomen beschäftigt, kam ZEEMAN auf den Gedanken, den Einfluß des Magnetismus, den FARADAY und KERR beim Lichtdurchgang und bei der Reflexion an magnetisierten Körpern gefunden hatten, nun auch bei der Emission des Lichts zu erproben. Nachdem seine Versuche mit einem aus dem Stegreif hergestellten Apparat zunächst ein negatives Resultat ergeben hatten, wurde ZEEMAN zu neuen Bemühungen ermuntert durch eine Notiz, daß auch FARADAY einen solchen Effekt für möglich gehalten und, wenn auch vergeblich, nach ihm gesucht habe. Die Verbindung eines starken RUHMKORFFSchen Elektromagneten mit einem ROWLANDSchen Konkavgitter führte dann zum Erfolg: ZEEMAN beobachtete an den untersuchten D-Linien der Natriumflamme beim Einschalten des Elektromagneten zunächst eine deutliche Verbreiterung der vorher verhältnismäßig scharfen Linien, welche nicht auf Nebeneinflüsse zurückgeführt werden konnte. Ein Vergleich mit der LORENTZschen Elektronenlehre zeigte, daß hier die theoretische Handhabe zum Verständnis des Phänomens vorliege. Und in der Tat konnte H. A. LORENTZ aus seiner Theorie nicht nur die Verbreiterung (eigentlich Aufspaltung in mehrere Komponenten) der Spektrallinien im magnetischen Feld erklären, sondern auch den Polarisationszustand der Linienränder und der Linienmitte (eigentlich der Seiten- und Mittelkomponente) richtig voraussagen, wie es vom Experiment dann vollauf bestätigt wurde.

Es kann als ein besonderer Glücksfall angesehen werden, daß ZEEMAN mit seinen Hilfsmitteln die Einzelheiten der LORENTZschen Voraussage, nämlich die magnetische Aufspaltung jeder Linie in ein Triplett, bei den Natriumlinien nicht ausreichend feststellen konnte, sondern daß ihm dies erst bei einigen Linien des Cadmiums und Zinks gelang. Denn letztere gehören, wie wir heute wissen, zu einem „Singulettssystem“ und haben

daher im LORENTZschen Sinne normalen Zeemaneffekt. Die Natriumlinien, welche einem „Dublettsystem“ angehören, besitzen dagegen einen anomalen Zeemaneffekt, d. h. eine Feinaufspaltung der drei LORENTZschen Komponenten in je mehrere Unterkomponenten. Das normale Triplett des Cd und Zn gab nun eine Bestätigung und Fundierung der Hypothese, daß es eine einzige Sorte negativer Elektronen von bestimmter Ladung ε und Masse μ gibt, deren Quotient ε/μ und Vorzeichen ($-\varepsilon$) aus der Spannweite und Polarisation des normalen Triplettts ermittelt wurde. Der anomale Zeemaneffekt der Na-Linien hätte diese Hypothese gleich im Keim wieder ersticken müssen. Zum Glück gelang aber die Auffindung komplizierter magnetischer Aufspaltungen erst ein Jahr später fast gleichzeitig durch ZEE-MAN, CORNU, PRESTON und MICHELSON, als das Vertrauen zur LORENTZschen Theorie schon so weit gefestigt war, daß man diese neuen Zerlegungstypen sofort als „anomal“ empfand und nach besonderen Gründen für ihre Entstehung suchen durfte.

Die Beschäftigung mit den anomalen Zeemantypen im Zusammenhang mit der Multiplettstruktur der Spektrallinien nimmt heute das Hauptinteresse der experimentellen und theoretischen Forschung auf magnetooptischem Gebiete in Anspruch. Und in der Tat ist es schwer, sich dem Reiz dieser charakteristischen Aufspaltungsbilder zu entziehen, deren Schwingungszahlgeseetze sich nach RUNGES Fund, ähnlich wie die musikalischen Intervalle, als einfache ganzzahlige Verhältnisse aussprechen lassen, und die nach PRESTON bei allen Linien einer Spektralserie eines Elements gemeinsamen Zerlegungstypus haben, so daß umgekehrt der Zeemantyp einer Linie den sichersten Beweis ihrer Zugehörigkeit zu einer bestimmten Serie liefert. Nicht minder grundlegend ist die von PASCHEN und BACK entdeckte Tatsache, daß die in schwachem Magnetfeld symmetrisch gebauten anomalen Typen sich bei Anwendung stärkerer Felder verzerren und bei noch stärkeren Feldern durch Zusammenfließen mehrerer Komponenten in das normale Lorentztriplett übergehen.

Die theoretische Erklärung des anomalen Zeemaneffekts und des mit ihm eng zusammenhängenden Paschen-Back-Effekts hat, im Gegensatz zu der unmittelbaren Erklärung des normalen Triplettts durch LORENTZ, lange Zeit die allergrößten Schwierigkeiten gemacht, die auch jetzt noch nicht überwunden sind, ob-

wohl man dem Kern des Problems um ein großes Stück nähergekommen ist. Von Anfang an war es klar, daß das Verständnis der anomalen Zeemantypen im Zusammenhang mit der Multiplettstruktur der Spektrallinien uns den inneren Mechanismus der emittierenden und absorbierenden Atome enthüllen mußte. Daher wurden sofort hypothetische Atommodelle gesucht, deren Lichtemission im Magnetfeld die beobachteten Typen zeigen sollten. Den schönsten Abschluß fanden diese Bemühungen in der Koppelungstheorie von W. VOIGT, welche nicht nur den anomalen Zeemaneffekt des Natriumliniendoubletts, sondern auch seine Paschen-Back-Verwandlung in wachsendem Feld wiedergab. Kurz nach ihrer Aufstellung wurden aber alle früheren Versuche zur Erklärung der optischen Liniengesetze überwunden durch die Theorie von NIELS BOHR. In kühner Weise hat diese die PLANCKsche Quantentheorie mit dem Kombinationsprinzip von RYDBERG und RITZ und mit dem RUTHERFORDSchen Kernatommodell verschmolzen und seither auf allen Gebieten des Atomismus sich erfolgreich und fruchtbringend behauptet. U. a. wurde auch die Erklärung des normalen Zeemaneffekts der Singulettlinien durch SOMMERFELD und DEBYE in die Sprache der Quantentheorie übersetzt, ergänzt durch das Prinzip von der Erhaltung des Impulsmoments beim Energieaustausch zwischen Atom und umgebendem Raum (RUBINOWICZ) und das Prinzip von der Korrespondenz zwischen klassischen und Quantenvorgängen (BOHR).

Ein besonderes Kapitel ihres Anwendungsgebiets hat bisher vergebens der Erlösung durch die an PLANCK und BOHR anschließenden Gedanken geharrt, nämlich gerade der anomale Zeemaneffekt und die Multiplettstruktur der Spektrallinien. Zwar ist durch den quantentheoretischen Standpunkt, besonders durch sinngemäße Anwendung des Kombinationsprinzips in BOHRs Quantenformulierung, ein helles Licht auf den vorher unübersichtlichen Erscheinungskomplex gefallen, von dem aus aber die fundamentalen Schwierigkeiten nur in um so deutlicheren Umrissen hervortreten. Und es kann als sicher gelten, daß noch prinzipiell neue, über den PLANCK-BOHRschen Ideenkreis hinausgehende Gedanken nötig sind, um den Schlüssel des Problems zu finden, der — darauf deuten alle Anzeichen hin — nicht mehr lange verborgen bleiben kann.

Erster Abschnitt.

Einfachlinien mit normalem Zeemaneffekt.

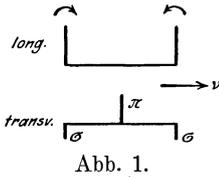
§ 1. Das normale Triplett.

Bringt man ein leuchtendes Gas (Flamme, Geißlerrohr, Funkenstrecke) in das möglichst homogene Feld eines starken Elektromagneten und beobachtet die von den leuchtenden Atomen herührenden scharfen Spektrallinien, so sieht man bei Einschaltung des Magneten eine Aufspaltung jeder Linie in mehrere Komponenten. Liegt eine Spektrallinie mit „normalem“ Zeemaneffekt vor, so hat diese Aufspaltung folgendes Aussehen.

Beobachtet man transversal, d. h. bilden Blickrichtung und magnetische Kraftlinien einen rechten Winkel miteinander, so sieht man statt der ursprünglichen („feldlosen“) Linie der Schwingungszahl ν jetzt ein Linientriplett, bestehend aus einer Mittelkomponente am Ort der feldlosen Linie ν und zwei Seitenkomponenten, welche symmetrisch nach kleineren und größeren Schwingungszahlen $\nu + \Delta\nu$ und $\nu - \Delta\nu$ verschoben sind. Die Untersuchung ihres Polarisationszustandes zeigt, daß die Mittelkomponente parallel zu den Kraftlinien („ π -Komponente“), die Seitenkomponenten senkrecht zu den Kraftlinien („ σ -Komponenten“) polarisiert sind. Dabei ist als Polarisationsrichtung die des elektrischen Schwingungsvektors gemeint. Ein NIKOLsches Prisma, welches bekanntlich nur den senkrecht zum Hauptschnitt polarisierten außerordentlichen Strahl hindurchläßt, muß also mit seinem Hauptschnitt parallel den Magnetkraftlinien gestellt werden, um nur σ -Komponenten durchzulassen.

Beobachtet man longitudinal, d. h. blickt man parallel den Kraftlinien durch die durchbohrten Polschuhe des Magneten auf die Lichtquelle hin, so sieht man ein Liniendoublett, bestehend aus zwei Seitenkomponenten $\nu + \Delta\nu$ und $\nu - \Delta\nu$, welche rechts und links zirkular polarisiert sind. Und zwar ist der Drehungssinn der zirkularen Polarisation bei der kurzwelligen Komponente

$\nu + \Delta\nu$ gleich dem des magnetisierenden positiven Stromes, bei der langwelligen $\nu - \Delta\nu$ umgekehrt. Bei schiefer Blickrichtung beobachtet man eine Erscheinung mit gemischter elliptischer Polarisation, auf die wir nicht näher einzugehen brauchen.



Die Verschiebungsgröße $\Delta\nu$ ist proportional der Feldstärke \mathfrak{H} und hat den Schwingungszahlenbetrag

$$(1) \quad \Delta\nu = 4,7 \cdot 10^{-5} c \mathfrak{H},$$

wenn \mathfrak{H} in absoluten Einheiten (GAUSS) gemessen wird und c die Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ bedeutet. Ein schematisches Bild der Linienaufspaltung beim longitudinalen und transversalen Zeemaneffekt („Längs- und Quereffekt“) gibt Abb. 1.

§ 2. Elektronentheorie des normalen Zeemaneffekts¹⁾.

Um das quantentheoretische Verständnis der normalen und anomalen Aufspaltungen vorzubereiten, muß der Zeemaneffekt zunächst im Lichte der klassischen Elektronentheorie betrachtet werden. Denn es ist ein wesentlicher Zug der Quantentheorie, daß sie sich zur Ableitung ihrer Resultate auf „korrespondierende“ Resultate der klassischen Theorie beruft. Immerhin können die Hauptpunkte der quantentheoretischen Analyse, und zwar gerade die für den Experimentator wichtigsten (§ 6 bis § 9), auch ohne diesen klassischen Umweg formal, wenn auch nicht modellmäßig verstanden werden. Ebenso genügt ja auch dem Spektroskopiker zur Ordnung seiner Ergebnisse die Kenntnis des Kombinationsprinzips ohne dessen quantentheoretische Begründung, falls er auf genauere Aufschlüsse über die den Seriensgesetzen zugrunde liegenden Mechanismen verzichtet.

Nach der LORENTZschen Elektronentheorie werden die Bewegungen der Elektronen unmittelbar als elektromagnetische Wellen auf den umgebenden Raum übertragen. Es müssen daher zunächst die Elektronenbewegungen im Atom mit und ohne äußeres Magnetfeld betrachtet werden. Man denke sich die (feldlose) Bewegung eines Elektrons in einem räumlich festen Koordinatensystem xyz als Funktion der Zeit t beschrieben durch

¹⁾ Dieser Paragraph rein theoretischen Inhalts kann überschlagen werden.

Angabe der drei Projektionen $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$; diese seien durch eine harmonische Analyse (FOURIER) dargestellt als Summen reiner Sinusschwingungen:

$$(2) \quad \begin{cases} x(t) = \sum_n A_n \cos(2\pi t \nu_n - \alpha_n), & y(t) = \sum_n B_n \cos(2\pi t \nu_n - \beta_n), \\ z(t) = \sum_n C_n \cos(2\pi t \nu_n - \gamma_n) \end{cases}$$

mit den aufbauenden Schwingungszahlen ν_1, ν_2, ν_3 usw. Blickt man jetzt etwa in der x -Richtung auf diese Bewegung, so sieht man wegen der Transversalität der Lichtemission nur die auf die yz -Ebene projizierten Komponenten $y(t)$ und $z(t)$. Schaltet man überdies einen Analysator ein, welcher nur z -Schwingungen durchläßt, so bleibt nur die $z(t)$ -Bewegung sichtbar als Überlagerung von Sinusschwingungen ν_1, ν_2, ν_3 usw. Diese werden durch einen Spektralanalyseapparat zu einzelnen Spektrallinien ν_1, ν_2, ν_3 usw. auseinandergelegt.

Es möge jetzt parallel der z -Achse ein Magnetfeld \mathfrak{H} eingeschaltet werden. Dieses greift die elektrische Ladung ε des Elektrons mit einer zu ε und \mathfrak{H} proportionalen Kraft an. Der Erfolg ist, daß aus der feldlosen Bewegung (2) eine modifizierte Bewegung wird, und zwar bewirkt das Magnetfeld \mathfrak{H} , daß das ganze Bahngebilde (2) um die Feldrichtung $\mathfrak{H} \parallel z$ als Achse mit einer gewissen Umlaufzahl o gleichförmig zu rotieren beginnt (LARMORScher Satz). Die Projektionen $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$ der rotierenden Bahn auf die Achsen des obigen festen Koordinatensystems heißen dann, falls wir die LARMORSche Rotation im Drehsinn $x \rightarrow y$ um die z -Achse annehmen:

$$(3) \quad \begin{cases} X(t) = x(t) \cos 2\pi t o - y(t) \sin 2\pi t o \\ Y(t) = x(t) \sin 2\pi t o + y(t) \cos 2\pi t o \\ Z(t) = z(t), \end{cases}$$

worin für $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ die obigen Funktionen (2) einzusetzen sind. Dies gibt nach einfacher Umformung die mit (3) identischen Gleichungen:

$$(3') \quad \begin{cases} X(t) = \sum_n \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \cos[2\pi t(\nu_n + o) - \delta_n] \right. \\ \quad \left. - \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \sin[2\pi t(\nu_n - o) - \delta'_n] \right\} \\ Y(t) = \sum_n \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \sin[2\pi t(\nu_n + o) - \delta_n] \right. \\ \quad \left. + \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \cos[2\pi t(\nu_n - o) - \delta'_n] \right\} \\ Z(t) = \sum_n C_n \sin(2\pi t \nu_n - \gamma_n), \end{cases}$$

diese stellen die Bewegungsprojektionen X, Y, Z wieder als Summen reiner Sinusschwingungen dar, enthalten aber X und Y mit den modifizierten Schwingungszahlen $\nu_n + o$ und $\nu_n - o$, und nur Z mit unverändertem ν_n .

Blickt man jetzt in der x -Richtung auf die Bewegung, d. h. quer zum Feld ξ , so sieht man wegen der Transversalität der Lichtwellen nur die $Y(t)$ - und $Z(t)$ -Bewegungsprojektion. Läßt man durch einen Analysator überdies nur die $Z(t)$ -Schwingungen, d. h. die parallel dem Feld schwingenden π -Komponenten ins Auge fallen, so bestehen diese nach (3') aus einer Überlagerung reiner Sinusschwingungen ν_1, ν_2, ν_3 usw. Jede Einzelschwingung

$$(4) \quad Z_n = C_n \sin(2\pi t \nu_n - \gamma)$$

wirkt dabei mit der Amplitude C_n . Stellt man aber den Analysator so, daß nur Y -Schwingungen, d. h. die senkrecht zum Feld schwingenden σ -Komponenten ins Auge fallen, so bestehen diese nach (3') aus reinen Sinusschwingungen $\nu_1 + o$ und $\nu_1 - o$, $\nu_2 + o$ und $\nu_2 - o$ usw. Die Einzelschwingungen

$$(4') \quad \begin{cases} Y_n^+ = \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \sin[2\pi t(\nu_n + o) - \delta_n] \\ Y_n^- = \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \sin[2\pi t(\nu_n - o) - \delta_n] \end{cases}$$

wirken dabei mit den Amplituden $\frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2}$. Die Theorie des transversalen Zeemaneffekts führt also zu der speziellen Aufklärung, daß die Verschiebung $\Delta\nu = 4,7 \cdot 10^{-5} cH$ identisch mit der Rotationszahl o der in (3) eingeführten Larmorpräzession ist.

Blickt man dagegen in der z -Richtung auf die Bewegung, d. h. längs dem Feld, so sieht man wegen der Transversalität der Lichtwellen nur die $X(t)$ - und $Y(t)$ -Bewegungsprojektion, und zwar als Überlagerung reiner Sinusschwingungen $\nu_1 + o$ und $\nu_1 - o$, $\nu_2 + o$ und $\nu_2 - o$ usw. (nicht $\nu_1, \nu_2 \dots$ selber). Jede Schwingungszahl $\nu_n + o$ ist dabei nach (3') vertreten durch eine Einzelschwingung $\nu_n + o$ mit den Komponenten

$$(5) \quad \begin{cases} X_n^+ = \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \cos[2\pi t(\nu_n + o) + \delta_n] & \text{und} \\ Y_n^+ = \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \sin[2\pi t(\nu_n + o) - \delta_n] \end{cases}$$

und eine zweite Einzelschwingung $\nu_n - o$ mit den Komponenten

$$(5') \quad \begin{cases} X_n^- = -\frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \sin[2\pi t(\nu_n - o) - \delta'_n] & \text{und} \\ Y_n^- = \frac{1}{2} \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \cos[2\pi t(\nu_n - o) - \delta'_n]. \end{cases}$$

Jede der beiden Einzelschwingungen bedeutet eine zirkuläre Bewegung mit der Amplitude $\frac{1}{2}\sqrt{A_n^2 + B_n^2}$ mit entsprechend zirkular polarisierter Emission; und zwar ist bei der kurzwelligen Zirkularkomponente $\nu_n + o$ der Drehsinn derselbe wie bei der Larmorrotation (3), bei der langwelligen $\nu_n - o$ entgegengesetzt.

Aus diesem theoretischen Ergebnis über den Umlaufsinn der zirkulären Komponenten erkannte LORENTZ das negative Vorzeichen der zur Larmorrotation gezwungenen Elektronen. Denn die Beobachtung von ZEEMAN zeigt, daß der den Elektromagneten erregende (positive) Strom im selben Sinne wie die kurzwellige Komponente $\nu_n + o$ rotiert, wobei letztere wieder mit der Larmorrotation gleichen Drehsinn hat, welche durch den erregenden Strom induziert ist. Nach dem Induktionsgesetz würden aber positive Elektronenladungen eine dem erregenden Strom entgegengesetzte induzierte Bewegung bekommen.

Die Intensität der Emission jeder Einzelschwingung ist bekanntlich proportional dem Quadrat ihrer Amplitude. Da nun im Durchschnitt bei den vielen verschiedenen Stellungen der Atome gegen das gewählte xyz -System die Amplituden $A_n B_n C_n$ als gleich angenommen werden dürfen, wird die Intensität \mathfrak{J} der beiden zirkulären Komponenten des Längseffekts nach (5) (5') proportional

$$(5'') \quad \mathfrak{J}^+ = \frac{1}{4}(A_n^2 + B_n^2) = \frac{1}{2}C_n^2, \quad \mathfrak{J}^- = \frac{1}{4}(A_n^2 + B_n^2) = \frac{1}{2}C_n^2.$$

Dagegen wird beim Quereffekt nach (4) (4') die Intensität proportional

$$(4'') \quad \begin{cases} \mathfrak{J}_\pi = C_n^2, \\ \mathfrak{J}_\sigma^+ = \frac{1}{4}(A_n^2 + B_n^2) = \frac{1}{2}C_n^2, \quad \mathfrak{J}_\sigma^- = \frac{1}{4}(A_n^2 + B_n^2) = \frac{1}{2}C_n^2. \end{cases}$$

Das ist identisch mit dem experimentellen Resultat, daß beim Quereffekt die π -Komponente doppelt so intensiv ist wie jede der σ -Komponenten, und letztere ebenso stark sind wie die zirkulären Komponenten beim Längseffekt.

Aus der Größe $\Delta\nu = o$ der magnetischen Verschiebung läßt sich eine Bestimmung der spezifischen Elektronenladung $\varepsilon:\mu$, d. h. des Quotienten aus elektrischer Ladung ε und träger Masse μ gewinnen durch folgende Überlegung: Beim Übergang von der feldlosen Bewegung (2) zur Bewegung (3') im Feld tritt eine Zusatzzentrifugalkraft auf, welche zur Rotationszahl o und

zur Masse μ proportional ist und eigentlich die feldlose Bahnform (2) zerstören sollte [so daß man nicht mehr (2) in (3) einsetzen dürfte]. Diese Zusatzzentrifugalkraft bei der Rotation o des Systems, die sog. CORIOLISSche Kreiselkraft, tritt aber nicht in Erscheinung, weil das Magnetfeld \mathfrak{H} eine ihr genau entgegengesetzte Zentripetalkraft erzeugt, welche ihrerseits der Feldstärke \mathfrak{H} und der Ladung ε proportional ist. Beide Kräfte heben sich gerade auf, wenn $o \cdot \mu$ zu $\mathfrak{H} \cdot \varepsilon$ in einem bestimmten Verhältnis steht, nämlich (nach LARMOR)

$$(o \cdot \mu) : (\mathfrak{H} \cdot \varepsilon) = 1 : 4\pi c \quad (c = \text{Lichtgeschwindigkeit}),$$

d. h. also: Wenn die Larmorrotation mit der Umlaufzahl

$$(6) \quad o = \frac{\varepsilon}{4\pi c \mu} \mathfrak{H}$$

stattfindet, wird die Bewegung (3) (3') im Magnetfeld \mathfrak{H} im Gleichgewicht sein, wenn es die Bewegung (2) ohne Feld war.

Mit Hilfe von (6) folgt jetzt aus dem in (1) angegebenen Messungsergebnis von $o = \Delta\nu$ die Größe der spezifischen Ladung

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{4\pi c o}{\mathfrak{H}} = 4\pi c^2 \cdot 4,7 \cdot 10^{-5} = 5,31 \cdot 10^{17} \text{ elektrost. Einheiten.}$$

Dieser aus der gemessenen Zeemanverschiebung $\Delta\nu$ des normalen Triplets gewonnene Wert von $\varepsilon : \mu$ stimmt sehr gut mit den nach andern Methoden (KAUFMANN u. a.) gewonnenen Werten überein und gibt dadurch ein starkes Argument für die Auffassung der Elektronentheorie, daß nämlich dieselben Ladungen ($-\varepsilon$), die in den Kathodenstrahlen frei auftreten, auch im gebundenen Zustand sich am Aufbau der materiellen Atome beteiligen.

Bei den obigen Berechnungen war zunächst die Voraussetzung gemacht, daß ein Elektron die Emission des Atoms verursache. Ist aber statt eines Elektrons ein ganzes Elektronensystem im Atom vorhanden, so gelten genau die gleichen Schlüsse wie oben, nur muß man unter obigen x, y, z bzw. X, Y, Z die zeitlich veränderliche Lage des Schwerpunktes des Elektronensystems verstehen, in welchem die gesamte Ladung $\Sigma\varepsilon$ und Masse $\Sigma\mu$ vereinigt zu denken ist. Die spezifische Ladung $\Sigma\varepsilon : \Sigma\mu$ bleibt dabei aber unverändert gleich $\varepsilon : \mu$.

Eine Schwierigkeit für die Elektronentheorie liegt bekanntlich darin, daß sie keine Rechenschaft geben kann über die Exi-

stanz scharfer Spektrallinien ν_n . Denn durch die Energieausstrahlung sollte die Elektronenbewegung eigentlich gedämpft werden und demnach eine allmähliche Veränderung der Grundfrequenzen ν_n durchmachen (falls man nicht durch besondere künstliche Hypothesen die Konstanz der ν_n gewährleistet). Diese Schwierigkeit hat mit zum Verlassen des in der LORENTZschen Theorie vertretenen Standpunktes der klassischen Elektrodynamik und ihrer Ersetzung durch die Quantentheorie geführt. Damit wird auch für den Zeemaneffekt eine quantentheoretische Neubetrachtung notwendig; wie sich zeigt, ist dadurch aber die obige klassische Behandlungsweise des Problems keineswegs überflüssig geworden.

§ 3. Quantentheorie des normalen Zeemaneffekts.

Die Einführung der Quantentheorie zur Erklärung des normalen Zeemantripletts ist von P. DEBYE und A. SOMMERFELD begonnen und von A. RUBINOWICZ und N. BOHR vollendet worden. Sie beruht auf einer konsequenten Verwendung der den Elektronen aufgezwungenen Zusatzrotation σ im Magnetfeld nach LARMOR (§ 2) in Verbindung mit der Theorie der Spektrallinien von NIELS BOHR, welche auf dem RYDBERG-RITZschen Kombinationsprinzip aufbaut.

Das Kombinationsprinzip faßt jede spektrale Schwingungszahl ν auf als Differenz zweier Terme ν_a und ν_e :

$$\nu = \nu_a - \nu_e.$$

Von allen möglichen Kombinationen, welche man aus den sämtlichen Termen ν_a, ν_e, \dots des Atoms bilden könnte, ist übrigens nur eine begrenzte Auswahl wirklich zur Bildung einer Spektrallinie ν zugelassen (vgl. § 7).

Nach PLANCK und BOHR wird Strahlung nicht direkt bei den Bewegungen der Elektronen emittiert, sondern es sollen diese Bewegungen selbst strahlungslos (stationär) verlaufen und nur zeitweise ein plötzlicher Sprung von einem stationären Anfangszu einem stationären Endzustand auftreten. Die Schwingungszahlen der emittierten Spektrallinien sollen nicht, wie in der LORENTZschen Theorie, mit den (zeitlich veränderlichen, also unscharfen) Schwingungszahlen ν_a der harmonischen Bewegungs-

komponenten übereinstimmen, sondern sich scharf berechnen aus der BOHRschen Frequenzbedingung:

$$(7) \quad \nu = \frac{W_a}{h} - \frac{W_e}{h} \quad (h = \text{PLANCKS Wirkungsquantum}),$$

wobei W_a und W_e die Energie des Elektronensystems im stationären Anfangszustand (vor dem Quantensprung) bzw. Endzustand (nach dem Quantensprung) angibt. W_a/h vertritt also die Rolle des Anfangsterms ν_a , W_e/h die des Endterms ν_e im Sinne des Kombinationsprinzips.

Ein grundlegender Unterschied zwischen klassischer und Quantendeutung der Spektrallinien besteht in folgendem: Nach der klassischen Elektrodynamik strahlt das Elektron bzw. Elektronensystem jedes Atoms gleichzeitig alle die Schwingungszahlen $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n, \dots$ aus, welche seine Bewegung (2) als harmonische Glieder beschreiben. Nach BOHR wird dagegen bei einem Quantensprung nur je eine einzige Frequenz $\nu = \nu_a - \nu_e$ ausgesandt; die gleichzeitige Emission der vielen Spektrallinien wird den mannigfaltigen Übergängen zwischen verschiedenen Anfangs- und Endzuständen zugeschrieben, welche in dem aus vielen Atomen bestehenden leuchtenden Körper nebeneinander vorkommen.

Werden durch Anlegen des äußeren Magnetfeldes die Zustandsenergien W_a, W_e, \dots um $\Delta W_a, \Delta W_e, \dots$ geändert, so erhält die beim Sprung im Magnetfeld ausgesandte Linie statt (7) die Schwingungszahl

$$(7') \quad \nu + \Delta\nu = \frac{W_a + \Delta W_a}{h} - \frac{W_e + \Delta W_e}{h},$$

sie ist also gegen die feldlose Linie ν verschoben um

$$(8) \quad \Delta\nu = \Delta\nu_a - \Delta\nu_e = \frac{\Delta W_a}{h} - \frac{\Delta W_e}{h} = \text{Zeemanverschiebung.}$$

Es müssen demnach zur theoretischen Beherrschung des Zeemaneffekts die magnetischen Zusatzenergien $\Delta W_a, \Delta W_e, \dots$ aufgesucht werden, aus denen die magnetischen Zusatzterme $\Delta\nu_a, \Delta\nu_e, \dots$ durch Division mit h gebildet werden.

Die gesuchten Änderungen ΔW_a und ΔW_e der Atomenergien W_a und W_e entspringen der in § 2 besprochenen Larmorrotation σ , die dem Atom sowohl im Anfangs- wie im Endzustand

vom Feld aufgezwungen wird. Solange keine äußere Kraft auf das Elektronensystem wirkt, bleibt bekanntlich der resultierende Vektor J des mechanischen Drehimpuls moments ($J = \sum \mu [v, r]$) nach Größe ($\sum \mu \cdot v \cdot r \cdot \sin[v, r]$) und Richtung (Kreisachse) konstant (Impulssatz der Mechanik). Durch das äußere Magnetfeld \mathfrak{H} wird zwar die Größe des Drehmoments J nicht verändert, wohl aber seine Achsenrichtung; der Impulsvektor J macht nämlich, ebenso wie alle übrigen Bewegungstücke, die Larmorrotation mit, d. h. die Kreisachse J des Atoms beschreibt um die Kraftlinienrichtung \mathfrak{H} einen Kegel (Präzessionskegel) mit der Umlaufzahl o , wobei der Winkel zwischen J und \mathfrak{H} dauernd erhalten bleibt. Die LARMORSche Zusatzbewegung ist dabei verbunden mit einer Vermehrung der (kinetischen) Energie ΔW , die sich nach mechanischen Gesetzen aus J und o berechnet zu

$$(9) \quad \Delta W = 2\pi o \cdot J \cdot \cos(J\mathfrak{H}) = 2\pi o \cdot M = \begin{cases} \text{Zusatzenergie} \\ \text{im Magnetfeld.} \end{cases}$$

$M = J \cdot \cos(J\mathfrak{H})$ ist dabei die Komponente des Impulsvektors J auf die Feldrichtung \mathfrak{H} , gewöhnlich äquatoriale Impuls-komponente genannt. Einsetzung von (9) in (8) gibt dann als Zeemanverschiebung

$$(10) \quad \Delta\nu = \Delta\nu_a - \Delta\nu_e = 2\pi o \left(\frac{M_a}{h} - \frac{M_e}{h} \right),$$

d. i. eine von der Änderung der äquatorialen Komponente M , nicht von der Änderung des Impulses J selbst abhängige Größe.

Die Quantentheorie behauptet nun weiter (PLANCK, SOMMER-FELD), das Drehimpulsmoment J könne nur ein ganzzahliges Vielfaches der Wirkungsgröße $h:2\pi$ sein, so daß

$$(11) \quad \frac{2\pi J_a}{h} = j_a, \quad \frac{2\pi J_e}{h} = j_e$$

die ganze Quantenzahl des Drehimpulses angibt. Ferner könne auch die äquatoriale Impuls-komponente $M = J \cos(J\mathfrak{H})$ nur ein ganzzahliges Vielfaches von h sein, so daß

$$(11') \quad \frac{2\pi M_a}{h} = m_a, \quad \frac{2\pi M_e}{h} = m_e$$

die ganze Quantenzahl des äquatorialen Impulses angibt. Letztere Festsetzung hat eine bestimmte Auswahl von Orientierungswinkeln zwischen Atomachse J und Feld \mathfrak{H} zur

Folge (SOMMERFELDS räumliche Quantelung), nämlich die Stellungen (vgl. Abb. 2)

$$(11'') \quad \cos(J\zeta) = \frac{M}{J} = \frac{m}{j},$$

wobei $m = j, j-1, j-2, \dots, -(j-1), -j$ sein kann. Die Quantenforderung (11') in (10) eingesetzt, gibt für die Zeemanverschiebung der emittierten Linie im Feld die einfache Formel

$$(12) \quad \Delta\nu = \Delta\nu_a - \Delta\nu_e = o(m_a - m_e),$$

worin m_a und m_e der Werte

$$(12') \quad m_a = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm j_a \quad \text{und} \quad m_e = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm j_e$$

fähig ist. D. h. also: Die beim Sprung von der Anfangs- zur Endimpulsquantenzahl j_a und j_e des Atoms emittierte Spektrallinie ν soll im Magnetfeld eine Anzahl verschobener Komponenten $\nu + \Delta\nu$ zeigen, die man aus (12) berechnen kann, indem man für m_a und m_e der Reihe nach die verschiedenen Zahlen (12') einsetzt. Z. B. möge das Atom den Anfangszustand $j_a = 3$, den Endzustand $j_e = 2$ besitzen. Die zugehörigen Möglichkeiten von m_a und m_e sind dann in Tab. 1 zusammengestellt:

m_a	-3	-2	-1	0	1	2	3
m_e		-2	-1	0	1	2	

Tabelle 1.

Nach (12) soll man die Zeemankomponenten $\Delta\nu = o(m_a - m_e)$ erhalten als Subtraktionen irgendeines Gliedes der unteren Zeile von irgendeinem Glied der oberen Zeile. Dies würde der Reihe nach verschobene Komponenten bei

$$\frac{\Delta\nu}{o} = m_a - m_e$$

$= (-3) - (-2) = -1, (-3) - (-1) = -2, (-3) - 0 = -3, \text{ bis } 3 - 2 = 1$
geben, d. h. eine Aufspaltung der Linie $\nu = \nu_a - \nu_e$ in elf Komponenten

$$(13) \quad \frac{\Delta\nu}{o} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5,$$

von denen einige eine mehrfache Entstehungsart haben; z. B. entsteht $\frac{\Delta\nu}{o} = +1$ aus den Kombinationen $m_a - m_e = 3 - 2,$

2 - 1, 1 - 0, 0 - (-1), (-1) - (-2). Das LORENTZsche Triplet besteht aber in Wirklichkeit nur aus den drei Komponenten

$$(13') \quad \frac{\Delta\nu}{\nu} = \begin{cases} 0 & (\pi\text{-Komponenten}) \\ \pm 1 & (\sigma\text{- bzw. Zirkularkomponenten}), \end{cases}$$

von deren alleiniger Existenz die klassische Theorie (§ 2) vollkommen Rechenschaft gab, auch hinsichtlich ihrer relativen Intensität und Polarisierung. Die Quantentheorie bedarf also, damit sie ebenfalls die Beobachtung richtig darstellt, einer Ergänzung in Form einer Auswahl der erlaubten Kombinationen $m_a - m_e$, in Verbindung mit einer Aussage über die Polarisierung. Diese Ergänzung wird gegeben durch die von RUBINOWICZ und BOHR gefundene und eingehend begründete (s. u. § 4) Auswahl- und Polarisierungsregel der m :

Die äquatoriale Quantenzahl m darf nur um 0 oder ± 1 springen; und zwar gibt der Sprung $m_a - m_e = 0$ Anlaß zu einer parallel dem Feld \mathfrak{H} polarisierten Emission (π -Komponente), der Sprung $m_a - m_e = +1$ und -1 zu einer um \mathfrak{H} zirkular polarisierten Emission (σ -Komponente bzw. Zirkularkomponente bei longitudinaler Beobachtung):

$$(14) \quad m_a - m_e = \begin{cases} 0 & (\pi\text{-Komponente}) \\ \pm 1 & (\sigma\text{- bzw. Zirkularkomponente}). \end{cases}$$

In der Schreibweise der Tab. 1 bedeutet das, es dürfen nur die senkrecht oder schräg benachbart untereinander stehenden m zu Differenzen $m_a - m_e$ kombiniert werden, wie es die Pfeile in Tab. 2 andeuten; und zwar geben die senkrechten Pfeile π -Komponenten, die schrägen Pfeile σ - bzw. Zirkularkomponenten.

m_a	-3	-2	-1	0	1	2	3
m_e		-2	-1	0	1	2	

Tabelle 2.

Dasselbe wird veranschaulicht durch Abb. 2. Der linke Teil der Abbildung enthält die Terme $\nu_a + om_a$ und $\nu_e + om_e$, welche

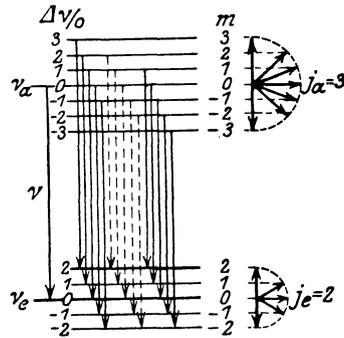


Abb. 2.

zu den Zeemankomponenten $\nu + \Delta\nu = (\nu_a - \nu_e) + o(m_a - m_e)$ Anlaß geben, als horizontale Termenergieniveaus aufgezeichnet, entsprechend Tab. 1. Die nach Regel (14) erlaubten Niveaudifferenzen sind durch die Längen der vertikalen Niveaueverbindungslinien dargestellt, und zwar entsprechen die ausgezogenen Vertikalen den σ -Komponenten, die punktierten den π -Komponenten. Der rechte Teil der Abbildung stellt die durch (11'') bestimmten Neigungen der J -Achse gegen die vertikal gedachte ξ -Richtung für die einzelnen Energieniveaus dar, wobei als Länge der Impulsachse ihre Quantenzahl $j_a = 3$ bzw. $j_e = 2$ gezeichnet ist.

In der Tat schränkt die Auswahl- und Polarisationsregel (14) die Menge (13) der kombinierten $\Delta\nu/o = m_a - m_e$ gerade auf die drei Komponenten (13') des normalen Triplets ein, führt also zum selben empirischen Resultat wie die klassische Theorie, wobei aber jede der drei Komponenten mehrere Entstehungsarten hat (s. o.). Nur ist, wie man hier und besonders später im Hinblick auf die in § 4 gegebene Begründung der Regel (14) nach dem BOHRschen Korrespondenzprinzip sieht, der quantentheoretische Weg viel weiter ausholend und komplizierter als der klassische Weg. Die Quantentheorie muß beim normalen Zeemaneffekt um so mehr als ein Umweg erscheinen, als ja in dem Endergebnis $\Delta\nu = o \cdot (m_a - m_e)$ das PLANCKsche Wirkungsquantum h völlig herausgefallen ist, nachdem es erst durch die BOHRsche Frequenzbedingung $\Delta\nu = (\Delta W_a - \Delta W_e) : h$ für die verschobenen Komponenten in die Rechnungen eingeführt und dann bei der Quantelung $\Delta W = 2\pi o M = o m h$ zum zweitenmal verwendet war. Daß wir trotz dieser Komplikation den normalen Zeemaneffekt vom quantentheoretischen Standpunkt aus betrachtet haben, rechtfertigt sich aber dadurch, daß mit geringer Modifikation der obigen Überlegungen jetzt auch die anomalen Zeemaneffekte (vgl. 2. Abschnitt) verstanden werden können, denen die klassische Theorie ziemlich ratlos gegenüberstand.

§ 4. Das Korrespondenzprinzip beim Zeemaneffekt¹⁾.

Die Begründung für die Auswahl- und Polarisationsregel (14) gibt das Korrespondenzprinzip von BOHR, auf das jetzt näher eingegangen werden soll, obwohl es nur für das theoretische

¹⁾ Dieser Paragraph rein theoretischen Inhalts kann überschlagen werden.

Verständnis der Quantenvorgänge von Bedeutung ist, und der Experimentator sich mit der Existenz der betreffenden Regel (14) zufrieden geben kann.

Das Korrespondenzprinzip behauptet, daß die Häufigkeit (Wahrscheinlichkeit) eines Quantensprungs, die sich ja in der Intensität der spektralen Emissionslinien kundgibt, ferner auch die Polarisation der emittierten Strahlung sich nach der Intensität und Polarisation der „korrespondierenden“ Einzelschwingungen des klassischen Ersatzstrahlungsvorgangs richte.

Z. B. sind die Einzelschwingungen $Z(t)$ parallel ξ des klassischen Vorgangs (3') mit der Amplitude C_n und den magnetisch unbeeinflussten Schwingungszahlen ν_n vorhanden, oder anders ausgedrückt, mit den Schwingungszahlen $\nu_n + 0 \cdot 0$ (nicht $\pm 10, \pm 20, \dots$). Daraus folgert das Korrespondenzprinzip, daß beim Quantenvorgang eine parallel $Z \parallel \xi$ polarisierte Strahlung nur zustande kommt durch Sprünge $m_a - m_e = 0$ (nicht $\pm 1, \pm 2, \dots$) der zur magnetischen Präzession o „zugeordneten“ äquatorialen Quantenzahl m . D. h. also

$$m_a - m_e = 0 \text{ gibt Emission parallel } \xi \text{ polarisiert.}$$

Ferner soll diese Korrespondenz zwischen klassischer Einzelschwingung und Quantensprung sich auch auf die Intensität beziehen: Da die klassischen Eigenschwingungen $Z_n(t)$ die Intensität C_n^2 geben, so sollen auch die Quantensprünge $m_a - m_e = 0$ mit einer zu C_n^2 proportionalen Intensität auftreten. Da ferner Eigenschwingungen $Z_n(t)$, in denen $\nu_n \pm 10, \pm 20, \pm 30, \dots$ vorkommt, nach (3') nicht existieren, d. h. die Amplitude 0 haben, sind auch parallel Z polarisierte Quantenemissionen mit Sprüngen $m_a - m_e = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ nur mit verschwindender Intensität zu erwarten, d. h. solche Sprünge sind verboten.

Andererseits sind in dem klassischen Vorgang (3') zirkuläre Schwingungen in der XY -Ebene vorhanden mit den Schwingungszahlen $\nu_n + 10$ und $\nu_n - 10$ (nicht $00, \pm 20, \pm 30, \dots$) und den Amplituden $\frac{1}{2}\sqrt{A_n^2 + B_n^2}$. Daraus folgert das Korrespondenzprinzip, daß in der XY -Ebene zirkular polarisierte Quantenemission nur beim Sprung $m_a - m_e = \pm 1$ (nicht $0, \pm 2, \pm 3$) vorkommt, und zwar ebenfalls mit einer Zirkularpolarisation des entsprechenden Drehsinns:

$$m_a - m_e = \pm 1 \text{ gibt Emission zirkular um } \xi \text{ polarisiert.}$$

Da die klassischen Eigenschwingungen $X_n(t)$, $Y_n(t)$ die Intensität $\frac{1}{4}(A_n^2 + B_n^2) = \frac{1}{2}C_n^2$ geben (§ 2), so sollen auch die ihnen korrespondierenden Quantensprünge $m_a - m_e = \pm 1$ mit einer zu $\frac{1}{2}C_n^2$ proportionalen Häufigkeit auftreten, d. h. halb so große Intensität wie die Z -Komponente geben. Da ferner Eigenschwingungen $X_n(t)$, $Y_n(t)$, in denen $\pm 0o$, $\pm 2o$, $\pm 3o$, ... vorkommt, nach (3') fehlen, d. h. die Amplitude 0 haben, sind auch zirkular um ξ polarisierte Quantenemissionen mit Sprüngen $m_a - m_e = 0, \pm 2, \pm 3, \dots$ nur mit verschwindender Intensität zu erwarten, d. h. solche Sprünge sind verboten.

Das Korrespondenzprinzip gibt also gerade dieselbe Auswahl-, Polarisations- und Intensitätsregel für die Quantensprünge $m_a - m_e$, die in § 3 zur Ergänzung der Quantentheorie des Zeemaneffekts eingeführt werden mußte. Auf die Frage, wieso gerade der Faktor 0 oder ± 1 der Larmorfrequenz o dem Quantensprung $m_a - m_e = 0$ oder ± 1 im Sinne des Korrespondenzprinzips „zugeordnet“ ist, können wir in diesem Buch nicht eingehen. Weitere Anwendungen des Korrespondenzprinzips auf die Auswahl, Intensität und Polarisation von quantenhaft emittierten Spektrallinien kommen in § 7 und § 11 zur Sprache.

Zweiter Abschnitt.

Anomaler Zeemaneffekt und Multiplettstruktur.

§ 5. Empirische Grundeigenschaften des anomalen Zeemaneffekts.

Wie schon eingangs erwähnt, bilden die Spektrallinien mit normaler magnetischer Aufspaltung eine Ausnahme; sie kommen nur vor im Spektrum des Wasserstoffatoms und nach HANSEN und JAKOBSEN bei den relativistischen Feinstrukturlinien des Heliumions, ferner bei den „Einfachlinien“ mancher höheren Atome, bei denen aber das normale Verhalten nur durch eine zufällige Konstellation anomaler Umstände vorgetäuscht ist. Die übrigen Serienlinien zeigen in ihrer großen Mehrzahl „anomale“ magnetische Aufspaltungen, von denen zur Veranschaulichung einige in Abb. 3 im

gleichen Maßstab mit einem normalen Triplett wiedergegeben sind¹⁾, nämlich die Zeemantypen der „Hauptserie“ (gleich denen der „scharfen Nebenserie“) und der „diffusen Nebenserie“ bei den „Dublettermen“ und „Triplettermen“. Auf die Benennung und Klassifikation der Serienlinien und ihrer Terme gehen wir, um Wiederholungen zu vermeiden, erst in § 7 ausführlich ein; hier sei nur kurz bemerkt, daß die Serienlinien (ohne Magnetfeld) entweder durchaus einfache Linien (Singulets) sein können, oder Dubletts oder Triplets, allgemein Multipletts von charakteristischem Aussehen hinsichtlich Intensität, Linienschärfe usw. Das Kombinationsprinzip analysiert aus den Linienmultipletts die Multipletttermine, welche durch Laufzahlen n , Buch-

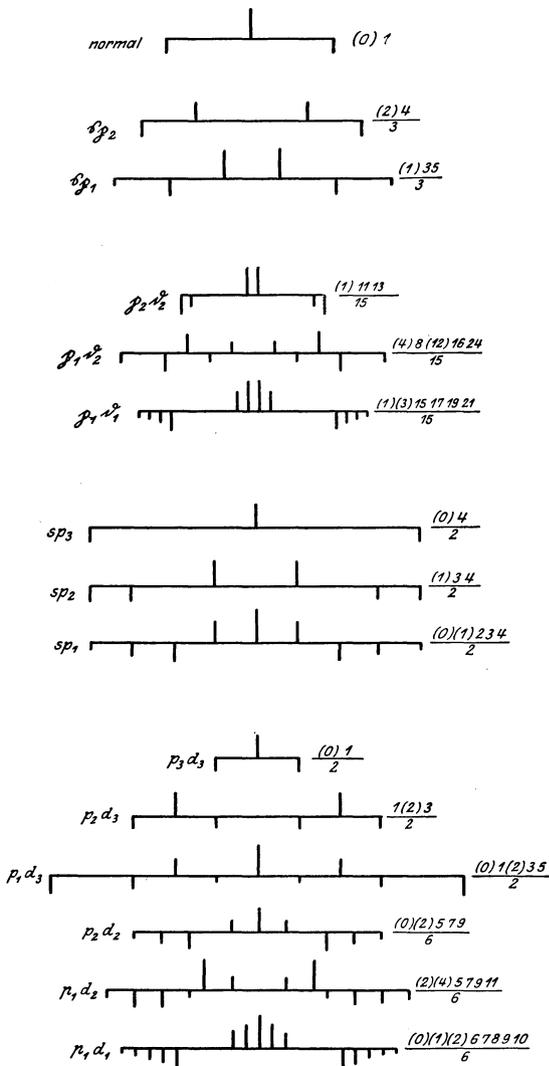


Abb. 3. Zeemantypen.

staben a und Indizes i bezeichnet werden (na_i). Z. B. entspringt das gelbe Na -Linien-dublett D_1 und D_2 aus den Kombinationen

¹⁾ Vgl. die Tafel am Schluß des Buches.

$D_1 = 1s - 2p_2$ und $D_2 = 1s - 2p_1$ in der gebräuchlichen Bezeichnung der Spektroskopie, welche die Dubletterme mit deutschen, die Tripletterme mit kleinen lateinischen, die Singuletterme mit großen lateinischen Buchstaben schreibt (vgl. Tab. 6 § 7).

Im äußeren Magnetfeld wird jede Einzellinie eines Multipletts ihrerseits weiter in mehrere magnetische Komponenten aufgespalten; solche Aufspaltungen bei transversaler Beobachtung sind in Abb. 3 dargestellt. An jedem typischen Aufspaltungsbild einer Multiplettlinie sind links die zu der Linie kombinierenden Terme unter Fortlassung ihrer Laufzahlen n angeschrieben; z. B. ist der Zeemantyp der D_1 -Linie durch ($\mathfrak{s}p_2$), der D_2 -Linie durch ($\mathfrak{s}p_1$) bezeichnet. Die π -Komponenten sind nach oben, die σ -Komponenten nach unten als Striche abgetragen, deren Länge die relative Intensität innerhalb des betreffenden Aufspaltungstyps veranschaulichen soll. Diese anomalen Zeemantypen sind besonders durch die Beobachtungen von ZEEMAN, MICHELSON, PRESTON, PASCHEN, RUNGE, BACK u. a. sichergestellt worden.

Über das immer wiederkehrende Auftreten dieser und anderer charakteristischer Aufspaltungstypen unterrichtet die PRESTONsche Regel:

Der Zeemantyp einer Spektrallinie hängt ab von der Termart der kombinierenden Terme (s, p_1, p_2, p_3 usw. in der üblichen spektroskopischen Bezeichnungsweise, auf deren Bedeutung wir in § 7 näher eingehen), nicht von deren Laufzahl n ($1s, 2s, ns$).

Z. B. geben die durch $2p_1, 3p_1, 4p_1, \dots$ bezeichneten Terme in Kombination mit dem Term $1s$ (und auch in Kombination mit $2s, 3s$ usw.) stets dasselbe magnetische Aufspaltungsbild; dieses ist demnach typisch für jede Kombination ($ns - n'p_1$), unabhängig von den Laufzahlen n und n' , also typisch für die Kombinationen (sp_1). Der Zeemantyp kann demnach umgekehrt zur Erkennung der Zugehörigkeit einer Spektrallinie zu einer Serie dienen und gewinnt auf diese Art große Bedeutung als analytisches Hilfsmittel in der Spektroskopie.

Für das spezielle Aussehen der Zeemantypen ist von besonderer Bedeutung die RUNGESche Regel:

Die Abstände $\Delta\nu$ der anomalen π - und σ -Komponenten vom Ort der feldlosen Linie ν sind rationale Vielfache der Aufspaltungsgröße $\Delta\nu = \pm o = \pm 4,7 \cdot 10^{-5} c\mathfrak{H}$ des normalen Lorentztripletts.

Unterdrückt man den Faktor o und schreibt die π -Komponenten eingeklammert, so läßt sich das normale Triplett durch $-1, (0), +1$ beschreiben; der Typus der Kombinationslinie $(n p_2 - n' d_2)$ wird dann folgendermaßen dargestellt:

$$(n p_2 - n' d_2) \quad \frac{\Delta \nu}{o} = -\frac{13}{15}, -\frac{11}{15}, \left(-\frac{1}{15}\right), \left(\frac{1}{15}\right), \frac{11}{15}, \frac{13}{15}$$

oder in abgekürzter Schreibweise (wie in Abb. 3 rechts):

$$(p_2 d_2) \quad \frac{(1) 11 13}{15}.$$

Der Hauptnenner für die rationale Darstellung der Komponentenverschiebungen (im vorliegenden Beispiel der Nenner 15) heißt RUNGEScher Nenner. Nenner größer als 20 lassen sich an einem Aufspaltungstyp auch mit den heutigen verfeinerten Beobachtungsmitteln nicht mehr numerisch sicher feststellen; z. B. läßt sich die Lage einer Komponente bei $21/20$ von $22/21$ nicht mehr unterscheiden. Trotzdem führen aber theoretische Ergebnisse zur sicheren Voraussage bzw. Identifizierung von Zeemantypen mit ihren RUNGESchen Nennern und Zählern weit über die Grenzen der direkten Beobachtungsgenauigkeit hinaus (s. u. § 9). Wichtig für die Identifizierung und für die theoretische Deutung ist auch die typische Intensitätsabstufung der Komponenten innerhalb des Zeemantyps, die in Abb. 3 durch die Strichlänge angedeutet ist (vgl. S. 25).

§ 6. Termanalyse der anomalen Typen.

Im Anschluß an die eigentümlichen Gesetzmäßigkeiten der beobachteten magnetischen Aufspaltungstypen und besonders der RUNGESchen Regel sind eine Reihe von Versuchen zur systematischen Ordnung und atommodellmäßigen Deutung des Zeemaneffekts angestellt worden. Entscheidend für das Verständnis wurde das Kombinationsprinzip von RYDBERG und RITZ, dessen Anwendung auf den anomalen Zeemaneffekt zuerst T. VAN LOHUIZEN nachdrücklich forderte, indem er die Lagen der verschobenen π - und σ -Komponenten aufzufassen suchte als Differenz je zweier verschobener Terme; dabei sollte also jeder der rationalen RUNGESchen Brüche aufgelöst werden in eine Differenz zweier Termbrüche im Sinne der Gleichung $\Delta \nu = \Delta \nu_a - \Delta \nu_b$.

Die Folgerung, daß dann der RUNGESche Nenner des Linien-aufspaltungstyps gleich dem Hauptnenner der beiden gesuchten Term-aufspaltungsbrüche sein müsse, bezeichnete A. SOMMERFELD als „magneto-optischen Zerlegungssatz“. Unter Benutzung und Deutung der von SOMMERFELD eingeführten „inneren“ Quantenzahlen (s. u.) und des Auswahl- und Polarisationsprinzips von BOHR und RUBINOWICZ gelang auf Grund theoretischer Überlegungen die gesuchte Term-analyse der anomalen Typen; sie läßt sich im engen Anschluß an die oben ausführlich dargestellte Quantentheorie des normalen Triplets jetzt kurz folgendermaßen beschreiben.

Man versucht die Tab. 2 nachzubilden, d. h. in die erste und zweite Zeile einer Tab. 3 die magnetischen Zusatzterme $\Delta\nu_a$ und $\Delta\nu_e$ als solche RUNGESche Brüche einzutragen, daß ihre Kombinationen (= Differenzen) zu dem beobachteten Typus führen, der in der dritten Zeile von Tab. 3 angeschrieben ist; dabei sind wie in Tab. 2 nur die durch Pfeile verbundenen $\Delta\nu_a$ und $\Delta\nu_e$ zu kombinieren, entsprechend der Regel (14):

$$m_a - m_e = \begin{cases} 0 & \text{gibt } \pi\text{-Komponente} \\ \pm 1 & \text{,, } \sigma\text{-,,} \end{cases}$$

Äquatoriale Quantenzahlen m	$-\frac{3}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$
$\frac{\Delta W}{o h}$ von d_2	$-\frac{6}{5}$ $-\frac{2}{5}$ $+\frac{2}{5}$ $+\frac{6}{5}$
$\frac{\Delta W}{o h}$ von p_2	$-\frac{1}{3}$ $+\frac{1}{3}$
$\frac{\Delta \nu}{o h}$ von $(p_2 d_2)$	$-\frac{13}{15}$, $-\frac{11}{15}$, $(-\frac{1}{15})$, $(\frac{1}{15})$, $\frac{11}{15}$, $\frac{13}{15}$

Tabelle 3.

Im Beispiel $(p_2 d_2)$ erhält man die beobachteten π -Komponenten als die Differenzen

$$-\frac{1}{15} = \frac{2}{5} - \frac{1}{3} \quad \text{und} \quad +\frac{1}{15} = -\frac{2}{5} - \left(-\frac{1}{3}\right)$$

der senkrecht untereinanderstehenden Glieder der ersten und zweiten Zeile. Die beobachteten σ -Komponenten erhält man da-

gegen durch Kombination je zweier schräg benachbart untereinanderstehenden Glieder:

$$\begin{aligned}
 -\frac{13}{15} &= \left(-\frac{6}{5}\right) - \left(-\frac{1}{3}\right), & -\frac{11}{15} &= -\frac{2}{5} - \frac{1}{3}, \\
 +\frac{11}{15} &= \frac{2}{5} - \left(-\frac{1}{3}\right), & +\frac{13}{15} &= \frac{6}{5} - \frac{1}{3}.
 \end{aligned}$$

Identisch mit dem Pfeilschema der Tab. 3 ist das Niveauschema der Abb. 4, welches der Abb. 2 nachgebildet ist; den senkrechten Pfeilen der Tab. 3 (π -Komponenten) entsprechen in Abb. 4 die punktierten Pfeile, den schrägen Pfeilen der Tab. 3 (σ -Komponenten) entsprechen in Abb. 4 die ausgezogenen Pfeile. Daß die am Kopf der Tab. 3 angegebenen äquatorialen Quantenzahlen m hier nicht, wie in Tab. 2, ganzzahlig, sondern halbzahlig gebrochen genommen werden müssen, hängt mit der eigentümlichen Symmetrie der als Beispiel gewählten Dubletterme zusammen und wiederholt sich bei allen „geraden“ Termen (s. u. § 8). Der Rückschluß aus einem beliebigen Linienaufspaltungstyp (dritte Zeile von Tab. 3) auf die Termaufspaltungsbrüche (erste und zweite Zeile) ist auf Grund des Pfeilschemas durch Probieren oder durch Auflösung zweier linearer

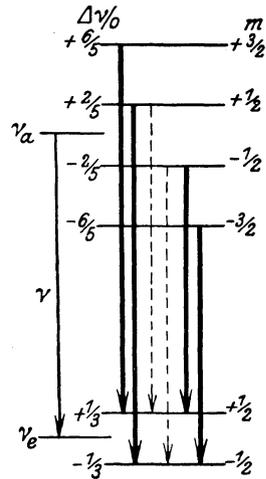


Abb. 4. Termniveaus im Magnetfeld.

Gleichungen stets möglich (s. Tab. 4). Die aus einer magnetisch aufgespaltenen Linie analysierte magnetische Aufspaltung ihrer beiden Terme kontrolliert sich überdies dadurch, daß die Aufspaltung eines Terms bei der Analyse einer anderen Linie unverändert zutage treten muß, wenn in der anderen Linie derselbe Term als Kombinationsbestandteil beteiligt ist. Z. B. muß die in Tab. 3 aus der Kombination (p_2d_2) erhaltene magnetische Termzerlegung von p_2 in $-\frac{1}{3}$, $+\frac{1}{3}$ auch in jeder Linie (p_2s) wiederkehren (vgl. Tab. 4).

Die Durchführung der Termanalyse nach dem Schema der Tab. 3 bei den anderen Zeemantypen der Abb. 2 ist in folgender

$ \begin{array}{c} s \\ \begin{array}{cccc} & -\frac{1}{3} & & \frac{1}{3} \\ & \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ p_1 & -\frac{6}{3} & -\frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{6}{3} \\ (s p_1) & \pm (1) & 3 & 5 & \\ & \hline & 3 & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} s \\ \begin{array}{cccc} & -\frac{1}{3} & & \frac{1}{3} \\ & \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ p_2 & -\frac{1}{3} & & \frac{1}{3} \\ (s p_2) & \pm (2) & 4 & \\ & \hline & 3 & & \end{array} \end{array} $	
$ \begin{array}{c} p_1 \\ \begin{array}{cccc} -\frac{6}{3} & -\frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{6}{3} \\ \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_2 & -\frac{6}{5} & -\frac{2}{5} & \frac{2}{5} & \frac{6}{5} \\ (p_1 d_2) & \pm (4) & (12) & 8 & 16 & 24 \\ & \hline & 15 & & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} p_2 \\ \begin{array}{cccc} & -\frac{1}{3} & & \frac{1}{3} \\ & \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_2 & -\frac{6}{5} & -\frac{2}{5} & \frac{2}{5} & \frac{6}{5} \\ (p_2 d_2) & \pm (1) & 11 & 13 & \\ & \hline & 15 & & \end{array} \end{array} $	
$ \begin{array}{c} p_1 \\ \begin{array}{cccc} -\frac{6}{3} & -\frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{6}{3} \\ \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_1 & -\frac{15}{5} & -\frac{9}{5} & \frac{3}{5} & \frac{3}{5} & \frac{9}{5} & \frac{15}{5} \\ (p_1 d_1) & \pm (1) & (3) & 15 & 17 & 19 & 21 \\ & \hline & 15 & & & & \end{array} \end{array} $		
$ \begin{array}{c} s \\ \begin{array}{cccc} & -2 & 0 & 2 \\ & \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ p_1 & -\frac{6}{2} & -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} & \frac{6}{2} \\ (s p_1) & \pm (0) & (1) & 2 & 3 & 4 \\ & \hline & 2 & & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} s \\ \begin{array}{ccc} -2 & 0 & 2 \\ \swarrow & \vdots & \searrow \\ p_2 & -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} \\ (s p_2) & \pm (1) & 3 & 4 \\ & \hline & 2 & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} s \\ \begin{array}{ccc} -2 & 0 & 2 \\ \swarrow & & \searrow \\ p_3 & & 0 & \\ (s p_3) & \pm (0) & 4 & \\ & \hline & 2 & & \end{array} \end{array} $
$ \begin{array}{c} p_1 \\ \begin{array}{cccc} -\frac{6}{2} & -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} & \frac{6}{2} \\ \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_3 & -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \\ (p_1 d_3) & \pm (0) & (2) & 1 & 3 & 5 \\ & \hline & 2 & & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} p_2 \\ \begin{array}{ccc} -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} \\ \swarrow & \vdots & \searrow \\ d_2 & -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \\ (p_2 d_3) & \pm (1) & 2 & 3 \\ & \hline & 2 & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} p_3 \\ \begin{array}{ccc} & 0 & \\ \swarrow & & \searrow \\ d_3 & -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \\ (p_3 d_3) & \pm (0) & 1 & \\ & \hline & 2 & & \end{array} \end{array} $
$ \begin{array}{c} p_1 \\ \begin{array}{cccc} -\frac{6}{2} & -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} & \frac{6}{2} \\ \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_2 & -\frac{14}{6} & -\frac{7}{6} & 0 & \frac{7}{6} & \frac{14}{6} \\ (p_1 d_2) & \pm (2) & (4) & 5 & 7 & 9 & 11 \\ & \hline & 6 & & & & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} p_2 \\ \begin{array}{cccc} & -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} \\ & \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_2 & -\frac{14}{6} & -\frac{7}{6} & 0 & \frac{7}{6} & \frac{14}{6} \\ (p_2 d_2) & \pm (0) & (2) & 5 & 7 & 9 \\ & \hline & 6 & & & \end{array} \end{array} $	
$ \begin{array}{c} p_1 \\ \begin{array}{cccc} -\frac{6}{2} & -\frac{3}{2} & 0 & \frac{3}{2} & \frac{6}{2} \\ \swarrow & \searrow & \swarrow & \searrow \\ d_1 & -\frac{12}{3} & -\frac{8}{3} & -\frac{4}{3} & 0 & \frac{4}{3} & \frac{8}{3} & \frac{12}{3} \\ (p_1 d_1) & \pm (0) & (1) & (2) & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ & \hline & 6 & & & & & & \end{array} \end{array} $		

Tabelle 4. Zeemanterm-Kombinationen.

Tab. 4 zusammengefaßt, jedoch unter Fortlassung der Angabe äquatorialer Quantenzahlen m , die aber, wie am Kopf der Tab. 3, leicht ergänzt werden können (vgl. Tab. 5).

Es lassen sich also nach Tab. 4 in der Tat die beobachteten anomalen Linienaufspaltungen als Kombinationen der aufgespaltenen Terme unter Berücksichtigung der in § 4 bewiesenen und beim normalen Zeemaneffekt bewährten Auswahl- und Polarisationsregel:

$$(14) \quad \begin{cases} m_a - m_e = 0 & \text{gibt } \pi\text{-Komponenten (senkrechte Pfeile)} \\ m_a - m_e = \pm 1 & \text{,, } \sigma\text{-,, (schräge Pfeile)} \end{cases}$$

vollständig deuten. Eine scheinbare Ausnahme bildet nur die Kombination der Termkomponenten 0 mit 0 bei den Triplettlinien ($s p_2$), ($p_1 d_2$) und ($p_2 d_3$), welche in Tab. 4 durch \vdots an Stelle senkrechter Pfeile angemerkt sind. Die aus dieser Kombination erwartete π -Komponente bei 0 fehlt nämlich in der Beobachtung, oder, anders ausgedrückt, sie tritt mit verschwindender Intensität auf. Es zeigt sich aber, daß diese Ausnahme nur einen Spezialfall aus einer allgemeinen Intensitätsregel darstellt, welche übrigens ohne Schwierigkeit aus dem BOHRschen Korrespondenzprinzip ableitbar ist (§ 11).

In Tab. 4 sind die stärksten Komponenten durch Fettdruck hervorgehoben. Die an Hand der Tab. 4 zu verifizierende empirische Intensitätsregel läßt sich qualitativ aussprechen durch folgenden Satz:

Bei der Kombination von zwei Termen, welche verschiedene Anzahl von Termaufspaltungsgliedern besitzen, sind diejenigen π -Komponenten die stärksten, welche durch senkrechte Pfeilkombinationen in der Mitte des Pfeilschemas zustande kommen; und diejenigen σ -Komponenten sind die stärksten, welche durch schräge Pfeile am Rande des Pfeilschemas dargestellt sind. Bei der Kombination von zwei Termen, welche die gleiche Anzahl von Termaufspaltungsgliedern besitzen, ist das Wort „stärksten“ durch „schwächsten“ zu ersetzen, speziell haben dann π -Komponenten $m_a = 0 \rightarrow m_e = 0$ in der Bildmitte die Intensität Null.

Der Beweis der Intensitätsregel auf Grund des Korrespondenzprinzips wird in § 11 behandelt.

In Tab. 5 sind die obigen Term-aufspaltungen, jetzt mit Hinzufügung der äquatorialen Quantenzahlen m nochmals zusammengestellt:

Dubletterme							Tripletterme							
m	$-\frac{5}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	m	-3	-2	-1	0	1	2	3
s			$-\frac{1}{1}$	$\frac{1}{1}$			s		$-\frac{2}{1}$	0	$\frac{2}{1}$			
p_1		$-\frac{6}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{6}{3}$		p_1		$-\frac{6}{2}$	$-\frac{3}{2}$	0	$\frac{3}{2}$	$\frac{6}{2}$	
p_2			$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$			p_2			$-\frac{3}{2}$	0	$\frac{3}{2}$		
							p_3				0			
d_1	$-\frac{15}{5}$	$-\frac{9}{5}$	$-\frac{3}{5}$	$\frac{3}{5}$	$\frac{9}{5}$	$\frac{15}{5}$	d_1	$-\frac{12}{3}$	$-\frac{8}{3}$	$-\frac{4}{3}$	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{8}{3}$	$\frac{12}{3}$
d_2		$-\frac{6}{5}$	$-\frac{2}{5}$	$\frac{2}{5}$	$\frac{6}{5}$		d_2		$-\frac{14}{6}$	$-\frac{7}{6}$	0	$\frac{7}{6}$	$\frac{14}{6}$	
							d_3			$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$		

Tabelle 5. Magnetische Term-aufspaltungen.

Die hier besprochenen Dublett- und Tripletterme sind nur besondere Fälle aus einer großen Klasse von magnetisch anomal aufspaltenden Termen, von denen in § 8 die Rede sein wird. Stets läßt sich aber, falls die beobachtete Linien-aufspaltung in Form rationaler RUNGESCHER Brüche dargestellt ist, die Aufspaltung der sie erzeugenden Terme rückwärts ableiten, oft auch umgekehrt aus der Forderung, daß eine solche Ableitung möglich sei, die Beobachtungsunsicherheit der π - und σ -Komponentenlagen überwinden. Ferner kann man für neue Kombinationslinien, deren Zeemantypus noch nie beobachtet war, diesen voraussagen, falls die magnetischen Zerlegungen ihrer Terme aus anderen Kombinationen dieser Terme bekannt sind. Dadurch erfährt der Anwendungsbereich des Zeemaneffekts zur Erkennung der an einer Linie beteiligten Terme eine große Erweiterung.

§ 7. Systematik der Spektralserien und Terme.

In den vorigen Paragraphen war mehrfach die Rede von s -Termen, p -Termen usw., die zu Hauptserien und Nebenserien kombinieren, ferner von Liniendoublets (ohne Feld, z. B. beim Na) und Linientriplets (z. B. Cd), allgemein „Multiplets“, ohne daß diese in der Spektroskopie üblichen Ausdrücke erläutert waren. Wir wollen dies jetzt nachholen und gleichzeitig die allgemeine Systematik der Multipletstruktur (§ 8) und ihrer Zeemaneffekte (§ 9) vorbereiten, wobei wir einen teils empirisch formalen, teils theoretisch atommodellmäßigen Weg einschlagen.

Nach der Theorie von RUTHERFORD und BOHR bestehen die Atome aus elektropositiven Kernen und um sie kreisenden negativen Elektronen der Ladung $-\varepsilon$, welche gewöhnlich in solcher Anzahl Z vorhanden sind, daß die positive Kernladung $+Z\varepsilon$ durch die Z Elektronen neutralisiert wird. Z ist dabei identisch mit der Nummer des Atoms im periodischen System. Sind aus dem neutralisierenden Elektronensystem ein oder mehrere Elektronen entfernt oder hinzugefügt, so hat man ein positiv oder negativ geladenes Ion, welches ein ganz anderes Spektrum aussendet als das ihm zugrunde liegende neutrale Atom. Dabei gilt jedoch der „Verschiebungssatz“, den KOSSEL und SOMMERFELD zuerst klar formuliert haben: Das Spektrum des neutralen Atoms der Kernladungszahl Z (z. B. Na, $Z = 11$) ist analog dem Spektrum des Ions mit der Kernladungszahl $Z + N$, welches aus dem neutralen Atom ($Z + N$) durch Abtrennung von N Elektronen übrigbleibt (Mg^+ , $Z = 12$ und Al^{++} , $Z = 13$). Das besagt eben nichts anderes, als daß für die Art des optischen Spektrums nicht die Kernladungszahl, sondern die Zahl der um ihn sich bewegenden Elektronen maßgebend ist, gleichgültig, ob diese Elektronenzahl zur Neutralisierung genügt oder nicht. Ferner gilt der „Wechselsatz“ von RYDBERG, welcher das Abwechseln gerader und ungerader Multiplizität (Doublets, Triplets usw.) beim Fortschreiten im periodischen System zusammenfaßt (s. u. Tab. 11, § 8). Die optischen Spektren neutraler Atome bezeichnet man gewöhnlich als „Bogenspektren“, die der Ionen als „Funktenspektren“, wodurch auf ihre experimentell verschiedene Erzeugungsweise hingedeutet wird.

Bei der Quantenemission der optischen Spektrallinien springt gewöhnlich nur eins der Elektronen, das Leucht- oder Valenzelektron, aus einer locker gebundenen in eine fester gebundene Bahn, während die anderen Elektronen dabei nur sekundäre kleine Änderungen ihrer Bewegungsform erleiden. Den Rest der Elektronen (ohne das Leuchtelektron) zusammen mit dem punktförmigen Kern bezeichnet man als Atomrumpf. Das Leuchtelektron, welches sich nach den heutigen Anschauungen einer gewissen Selbständigkeit erfreut (obwohl es durch Kräfte an den Rumpf gekoppelt ist und sogar nach SCHRÖDINGER und BOHR in das Rumpfelektronensystem eindringen kann), hat nach diesen Anschauungen selbständig einen gewissen unveränderlichen Drehimpuls $\mu[v, r]$ auf seiner Bahn. Die Quantentheorie behauptet, daß dieser Drehimpuls nur ein ganzes Vielfaches des PLANCKschen Wirkungsquantums $h:2\pi$ sein könne:

Azimutaler Drehimpuls des Leuchtelektrons $k\hbar:2\pi$
($k = \text{ganze Zahl}$).

Nach SOMMERFELD ist nun das Charakteristikum der in der Spektroskopie als s -, p -, d -, f -, g - usw. bezeichneten Terme, daß in den ihnen entsprechenden Atomzuständen der azimutale Impuls die Quantenzahl $k = 1, 2, 3$ usw. besitzt. Man kann ihn im Quantenmaß auch geometrisch repräsentieren durch einen Vektor der Länge k , dessen Richtung senkrecht auf der augenblicklichen Bahnebene des Leuchtelektrons steht.

Manche Eigenschaften, und gerade die mit dem Zeemaneffekt zusammenhängenden, legen in gewissem Gegensatz zu der Grundforderung der Quantentheorie die Annahme nahe, daß der Drehimpuls des Leuchtelektrons in den s -, p -, d -Termzuständen nicht durch die Quantenzahlen $k = 1, 2, 3, \dots$, sondern durch die Quantenzahlen $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ darzustellen sei; wir müssen im folgenden öfters von solchen halben Quantenzahlen Gebrauch machen, obwohl dies vorläufig nur einen formalen Kompromiß darstellt und die Ergänzungsbedürftigkeit der Theorie zeigt.

Der Beweis, daß die verschiedenen Termarten (s, p, d, \dots) auf verschiedenen Impulsgrößen k des Leuchtelektrons beruhen, folgt aus der theoretischen Deutung der Erfahrung, daß diese Terme nicht beliebig miteinander zu Spektrallinien kombinieren,

sondern eine gewisse Auswahl von Kombinationen allein zulässig ist. Diese Auswahlregel heißt:

(A) Zwei Terme können nur dann miteinander kombinieren, wenn ihre Zahlen k (bzw. K) sich um $+1$ oder -1 unterscheiden.

Diese Auswahlregel trägt der Tatsache Rechnung, daß ein s -Term ($k=1$) stets nur mit einem p -Term ($k=2$) kombiniert, ein p -Term ($k=2$) aber sowohl mit einem s -Term ($k=1$) und mit einem d -Term ($k=3$) usf. Die Auswahlregel der k führt also gerade zu den seit langem bekannten Serienmöglichkeiten:

$$\left\{ \begin{array}{l} 1s - np \text{ Hauptserie} \\ 2p - ns \text{ scharfe Nebenserie} \\ 2p - nd \text{ diffuse Nebenserie} \\ \text{usw.} \end{array} \right.$$

Ausnahmen (Änderung von k um 0), die bei den zuerst von GÖRTZE untersuchten Kombinationen der sog. verschobenen („gestrichenen“) Terme mit den gewöhnlichen Termen vorkommen, werden in § 11 besprochen.

Ebenso wie das Leuchtelektron, so hat auch der Komplex der übrigen Elektronen, der Rumpff, einen Drehimpuls, der ebenfalls ein ganzes Vielfaches des Wirkungsquantums $h:2\pi$ sein sollte, nämlich:

Drehimpuls des Rumpfes $r \cdot h:2\pi$ ($r = \text{ganze Zahl}$).

Aber auch hier zwingt die auf Grund der BOHRschen Theorie gedeutete Erfahrung (§ 8 u. § 9) für die Rumpffquantenzahl nicht nur ganzzahlige Werte, sondern auch die halben Werte $R = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ zuzulassen. Der Rumpfmimpuls wird ebenfalls als Vektor dargestellt, und zwar parallel zur Drehachse des Rumpfmimpulses.

Der gesamte resultierende Drehimpuls des Atoms setzt sich nach mechanischen Sätzen vektoriell aus dem Drehimpulsvektor des Leuchtelektrons und dem des Rumpfes zusammen. Das Impulsgerüst des Atoms ist dann repräsentiert durch obenstehende Abb. 5 der Quantenimpulsvektoren R , K und ihrer resultierenden Vektorsumme J .

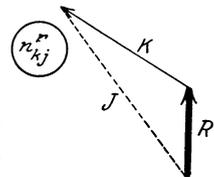


Abb. 5. Impulsvektorgerüst.

Infolge der Kopplungskräfte zwischen dem Leuchtelektron k und dem Rumpf r werden die Impulsvektoren k und r eine gemeinsame und gleichmäßige Präzession um die im Raume festbleibende Richtung j ausführen, indem in Abb. 5 das aus den Achsenrichtungen k , r und j gebildete Dreieck sich um j mit der Präzessionszahl o_j gleichmäßig dreht. Bei gegebener Größe des Rumpfpulses r und des azimutalen Leuchtelektronenimpulses k kann der resultierende Gesamtimpuls noch verschiedene Werte besitzen, je nach dem Winkel, den k und r miteinander einschließen. In Abb. 6 (§ 8) sind solche verschiedene Zusammensetzungen von r (dick gezeichnet) und k (dünn gezeichnet) unter verschiedenen Winkeln $\sphericalangle(rk)$ zu verschiedenen Resultanten j (punktiert gezeichnet) veranschaulicht. Ohne hier näher auf diese speziellen Figuren einzugehen, muß man nach der Quantentheorie jedenfalls erwarten, daß die Quantenimpulse r und k sich nur zu ganzzahligen Gesamtimpulsquanten j zusammensetzen, deren Betrag dann nur zwischen $|r + k|$ und $|r - k|$ liegen kann:

Gesamter Drehimpuls des Atoms $j\hbar:2\pi$ ($j =$ ganze Zahl)

$$(15) \quad j = r + k, \quad r + k - 1, \quad r + k - 2, \dots \quad |r - k|.$$

Aber auch hier sprechen manche Gründe (§ 8 und § 9) für die Zulässigkeit halbzahlicher Gesamtimpulsquantenzahlen J .

Durch die verschiedene Winkelzusammensetzung gegebener r und k zu verschiedenen j kommt nun nach den heutigen Anschauungen, die sich besonders aus dem Zeemaneffekt ergeben haben, die Komplexstruktur (Multiplettstruktur) der Spektraltermzustände, die von den Spektroskopikern durch angehängte Indizes an die Spektraltermen angedeutet wird, z. B. p_1 und p_2 , d_1 und d_2 usw. bei den „Dublettermen“ (Beispiel Na), $p_1 p_2 p_3$, $d_1 d_2 d_3$ usw. bei den „Triplettermen“ (Beispiel Cd). Spätere Ergebnisse (§ 7) vorausnehmend, geben wir hier schon eine Zusammenstellung der seit langem bekannten Singuletterme (Beispiel Hg), Dublett- und Tripletterme in ihren spektroskopisch üblichen Bezeichnungen und dazu die ihnen modellmäßig (hypothetisch) zugrunde liegenden Quantenzahlen R , K , J , auf die aber erst in § 8 näher eingegangen wird.

Der Beweis, daß die Verschiedenheit der Komplexterme ($p_1 p_2 p_3$), einer Termart (p), auf verschiedenen Gesamtimpulsen j beruht, folgt aus der theoretischen Deutung der

Term	Singuletterme			Dubletterme					Tripletterme						
	<i>S</i>	<i>P</i>	<i>D</i>	<i>s</i>	<i>p</i> ₁	<i>p</i> ₂	<i>d</i> ₁	<i>d</i> ₂	<i>s</i>	<i>p</i> ₁	<i>p</i> ₂	<i>p</i> ₃	<i>d</i> ₁	<i>d</i> ₂	<i>d</i> ₃
<i>J</i>	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	1	2	1	3	2	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$
<i>K</i>	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$
<i>R</i>	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	1	1	1	1	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$

Tabelle 6.

Erfahrung, daß die Komplexterme nicht beliebig miteinander zu Spektrallinien kombinieren, sondern nur eine gewisse Auswahl von Kombinationen auftritt. Diese Auswahlregel der *j* heißt:

(B) Zwei Terme können nur dann miteinander kombinieren, wenn ihre Zahlen *j* (bzw. *J*) sich um 0 oder ± 1 unterscheiden.

SOMMERFELD, dem man diese empirische Auswahlregel verdankt, schrieb den Komplextermen „innere Quantenzahlen“ *j* von zunächst unbekannter modellmäßiger Bedeutung zu; ordnete er nämlich die Dublett- und Tripletterme nach diesen „inneren“ (d. h. wie wir jetzt wissen, nach ihren Gesamt-) Quantenzahlen *J* (Tab. 7), so kombinieren nur die senkrecht bzw. schräg benachbart untereinanderstehenden Terme, die in Tab. 7 durch Pfeile verbunden sind, wie es die Regeln (A) und (B) verlangen.

		Dubletterme			
<i>J</i> \ <i>K</i>		$\frac{2}{2}$	$\frac{4}{2}$	$\frac{6}{2}$	$\frac{8}{2}$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	<i>s</i>			
$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	<i>p</i> ₂	<i>p</i> ₁		
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$		<i>d</i> ₂	<i>d</i> ₁	
$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$			<i>f</i> ₂	<i>f</i> ₁

		Tripletterme				
<i>J</i> \ <i>K</i>		$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	<i>s</i>				
$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	<i>p</i> ₃	<i>p</i> ₂	<i>p</i> ₁		
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$		<i>d</i> ₃	<i>d</i> ₂	<i>d</i> ₁	
$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$			<i>f</i> ₃	<i>f</i> ₂	<i>f</i> ₁

Tabelle 7. Kombinationsauswahl.

Dieses Pfeilschema beschreibt die Tatsache der „zusammengesetzten Multipletts“, daß z. B. die drei Tripletterme $p_1 p_2 p_3$ mit den drei Triplettermen $d_1 d_2 d_3$ nicht zu $3 \times 3 = 9$ Linien kombinieren, sondern nur zu den 6 Linien $p_1 d_1$, $p_1 d_2$, $p_1 d_3$, $p_2 d_2$, $p_2 d_3$, $p_3 d_3$ (deren Zeemaneffekt in Abb. 3 S. 19 gezeichnet war).

Die Auswahlregeln (A) und (B) für k und j gelten auch für die „Zwischenkombinationen“ zwischen einem Singulettterm und einem Tripletterm, die u. a. beim Hg-Spektrum seit langem bekannt sind. Z. B. kombiniert (entsprechend den K und R der Tab. 6) der Einfachterm P mit den Einfachtermen S und D und mit den Triplettermen s , p_1 , p_2 , p_3 , d_2 , d_3 .

Eine besondere Einschränkung erhält die Auswahlregel der J durch den Zusatz:

(B') Die Kombination $J = \frac{1}{2}$ mit $J = \frac{1}{2}$ ist verboten.

Diese Zusatzregel erklärt z. B. das Fehlen einer Spektrallinie $S p_3$ beim Hg.

Als besonders instruktives Beispiel für ein zusammengesetztes Multiplettspektrum kann das des Neons angeführt werden, welches nach PASCHENS Analyse aus einer großen Menge von s , p , d usw. Termen besteht, die in zunächst ganz willkürlich aussehender Weise kombinieren. Ordnung in diesem Kombinationschema erhält man aber sofort, wenn man jedem Term eine Zahl J zuschreibt und auf die Kombinationen die Auswahlregeln (A), (B), (B') anwendet: Es kombinieren in der Tat nur die durch Pfeile verbundenen Terme.

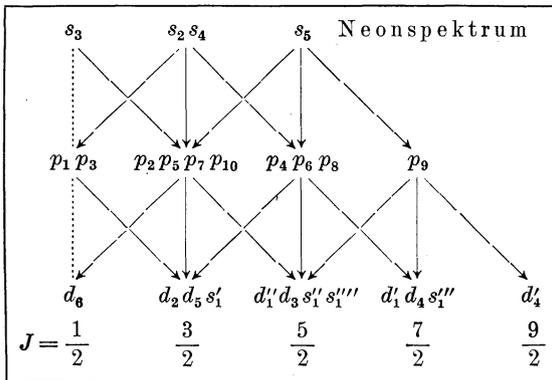


Tabelle 8.

Die nach Zusatzregel (B') verbotenen Kombinationen, welche in der Erfahrung ebenfalls fehlen, sind durch \ddagger statt \downarrow hervorgehoben. Auf das Neonspektrum als Typus eines Multiplettsystems zweiter Stufe wird in § 11 und § 12 ausführlich eingegangen.

Da in den empirischen Auswahlregeln (A), (B) nur von Differenzen zweier k oder j die Rede ist, sind die absoluten Beträge von k und j nur bis auf eine Konstante durch die Erfahrung bestimmt. Z. B. könnte man in dem Neonschema (Tab. 8) statt der Werte $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ ebensogut Werte $j = 0, 1, 2, \dots$ benutzen und hätte dadurch noch den Vorteil, das Zusatzverbot (B') als Fehlen der Kombinationen $j = 0$ mit $j = 0$ aussprechen zu können. Ebenso könnte man statt $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ in Tab. 7 auch die Werte $k = 1, 2, 3, \dots$ benutzen. Aber unsere Bevorzugung der Zahlen J und K vor j und k hat ihre Begründung in dem System der Zeemaneffekte und den Schwingungszahlintervallen der Multipletterme (§ 8 und § 9). Freilich bleibt auch dort in gewisser Weise die Frage nach den wirklichen Quantenzahlen des Leuchtelektronen- und des resultierenden Gesamtimpulses offen, und scheinbar kann diese Frage nach dem heutigen Stand der Quantentheorie überhaupt nicht entschieden werden, vielmehr dürfte hier eine gewisse Unbestimmtheit im Wesen der Sache liegen.

Auf den Beweis der Auswahlregeln (A) und (B) für die Quantenzahlen K und J auf Grund des Korrespondenzprinzips wird in § 11 eingegangen.

Wichtig ist die Intensitätsregel für die relative Intensität der Multiplettlinien, welche zu einer Änderung $K_a - K_e = +1$, bei verschiedenen Änderungen $J_a - J_e = +1, 0, -1$ gehören. Ihr Intensitätsverhältnis ist nach SOMMERFELD bestimmt durch die Regel, daß die stärksten Linien des Multipletts bei gleichsinniger Änderung von K und J als „Hauptlinien“ auftreten (Beispiel p_1d_1, p_2d_2, p_3d_3 bei den Triplets), schwächere Intensität die Linien $J_a - J_e = 0$ besitzen als „Satelliten“ erster Ordnung“ (Beispiel p_1d_2 und p_2d_3) und die schwächsten Linien bei entgegengesetzter Änderung von K und J als „Satelliten zweiter Ordnung“ erscheinen (Beispiel p_1d_3). Die quantitative Fassung und korrespondenzmäßige Begründung dieser Intensitätsregel wird in § 11 behandelt.

§ 8. Die Struktur und die rationalen Intervallverhältnisse der Multipletterme.

Wir fahren nun fort in der Besprechung der Komplexstruktur der Spektraltermine ohne Magnetfeld, zumal das System der anomalen Zeemaneffekte (§ 9) eng mit dieser feldlosen Multiplettstruktur verbunden ist und nur auf Grund ihrer Kenntnis verstanden werden kann. Wir knüpfen an die aus Tab. 7 ersichtliche Struktur der Dubletterme und Tripletterme an, welche zeigt, daß es beidemal nur einen s -Term (genauer eine s -Termpolge $1s, 2s, 3s, \dots$ in der üblichen Bezeichnungsweise) gibt; die volle Multiplizität wird hier erst bei den p -Termen erreicht und bleibt dann bei den höheren Termen „permanent“. Dieses Ergebnis ist nur ein Spezialfall aus dem allgemeinen System der Multipletts. Das System der allmählich zur vollen Multiplizität ansteigenden und dann permanent bleibenden Termkomplexe wird durch Tab. 10 dargestellt; dort sind jedoch die Terme der Multipletts nicht in der gebräuchlichen Weise, sondern in einer an BOHR'S n_k -Bahnenbezeichnung anschließenden Weise bezeichnet durch Symbole n_{kj}^r . Dabei bedeutet n die „Laufzahl“ des Terms, welche nach der PRESTON'Schen Regel (§ 5) für den Zeemaneffekt nicht maßgebend ist; $k = 1, 2, 3, \dots$ bezeichnet s -, p -, d -, ... Terme, die auch durch $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ charakterisiert waren. j gibt die „innere“, d. h. die resultierende Quantenzahl an; auch sie ist bei der Indizierung n_{kj}^r gegenüber den Zahlen J zum Teil um $\frac{1}{2}$ verschieden, damit in der Bezeichnung n_{kj}^r nur ganze Indizes geschrieben zu werden brauchen. Zum Vergleich sind die Werte K und J am Rand von Tab. 10 angegeben. $r = 1, 2, 3, \dots$ deutet an, ob ein Singulett-, Dublett-, Triplet-, ...-Term vorliegt, während wir später zu demselben Zweck die „Rumpfquantenzahlen“ $R = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ verwenden werden. Zum Vergleich mit der gewöhnlichen Schreibweise geben wir noch folgende, an Tab. 6 anschließende Vergleichstabelle 9:

Singuletterme	Dubletterme	Tripletterme
$nS \ nP \ nD$	$n\mathfrak{s} \ n\mathfrak{p}_1 \ n\mathfrak{p}_2 \ n\mathfrak{d}_1 \ n\mathfrak{d}_2$	$n\mathfrak{s} \ n\mathfrak{p}_1 \ n\mathfrak{p}_2 \ n\mathfrak{p}_3 \ n\mathfrak{d}_1 \ n\mathfrak{d}_2 \ n\mathfrak{d}_3$
$n_{10}^1 \ n_{21}^1 \ n_{32}^1$	$n_{11}^2 \ n_{22}^2 \ n_{31}^2 \ n_{33}^2 \ n_{32}^2$	$n_{11}^3 \ n_{22}^3 \ n_{21}^3 \ n_{20}^3 \ n_{33}^3 \ n_{32}^3 \ n_{31}^3$

Tabelle 9.

Das Strukturschema der Tab. 10 hat sich mit Hilfe theoretischer Überlegungen aus Untersuchungen von CATALÁN, BACK

		Ungerade Multipletts					Gerade Multipletts												
$K \backslash J$		$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	1	2	3	4	5	6	J					
$\frac{1}{2}$		n_{10}^1	Singulettts $R = \frac{1}{2}$					n_{11}^2	Dubletts $R = \frac{2}{2}$						s				
$\frac{3}{2}$			n_{21}^1						n_{21}^2	n_{22}^2						p			
$\frac{5}{2}$				n_{32}^1							n_{32}^2	n_{33}^2					d		
$\frac{7}{2}$					n_{43}^1								n_{43}^2	n_{44}^2			f		
$\frac{1}{2}$			n_{11}^3	Tripletts $R = \frac{3}{2}$					n_{12}^4	Quartetts $R = \frac{4}{2}$						s			
$\frac{3}{2}$		n_{20}^3	n_{21}^3	n_{22}^3						n_{21}^4	n_{22}^4	n_{23}^4					p		
$\frac{5}{2}$			n_{31}^3	n_{32}^3	n_{33}^3						n_{31}^4	n_{32}^4	n_{33}^4	n_{34}^4				d	
$\frac{7}{2}$				n_{42}^3	n_{43}^3	n_{44}^3						n_{42}^4	n_{43}^4	n_{44}^4	n_{45}^4			f	
$\frac{1}{2}$				n_{12}^5	Quintetts $R = \frac{5}{2}$					n_{13}^6	Sextetts $R = \frac{6}{2}$						s		
$\frac{3}{2}$			n_{21}^5	n_{22}^5	n_{23}^5						n_{22}^6	n_{23}^6	n_{24}^6					p	
$\frac{5}{2}$		n_{30}^5	n_{31}^5	n_{32}^5	n_{33}^5	n_{34}^5						n_{31}^6	n_{32}^6	n_{33}^6	n_{34}^6				d
$\frac{7}{2}$			n_{41}^5	n_{42}^5	n_{43}^5	n_{44}^5	n_{45}^5						n_{41}^6	n_{42}^6	n_{43}^6	n_{44}^6	n_{45}^6	n_{46}^6	f
$\Delta \nu =$		1 : 2 : 3 : 4 : 5 :					$= \frac{3}{2} : \frac{5}{2} : \frac{7}{2} : \frac{9}{2} : \frac{11}{2} :$						$= \Delta \nu$						

Tabelle 10.

und GIESELER sicherstellen lassen, nachdem schon früher der Grundriß eines solchen Schemas in Angriff genommen war, und zwar auf Grund der Überlegung, daß der resultierende Gesamtimpuls (J) des Atoms sich aus den Quantenimpulsen des Leuchtelektrons (K) und des Rumpfes (R) vektoriell zusammensetze und dadurch die Komplexstruktur (Multiplizität) veranlasse.

Inzwischen sind in einer Reihe von Spektren Multipletts gefunden worden, die genau in unser Schema passen. CATALÁN

fand außer bei Mn noch Multipletts bei Cr, Mo, Cl, Sc und Se. Frl. H. GIESELER verdankt man besonders die Analyse der Multipletts im Cr. PASCHEN fand im Cl und O, KIESS im Ti, MEGGERS und LAPORTE im Va, WALTERS, KING, GIESELER, GROTRIAN und LAPORTE im Fe Multipletts der oben beschriebenen Struktur, Intervalle (s. u.) und zugehörigen (§ 9) Zeemaneffekte wieder.

Das Abwechseln gerader und ungerader Multiplizitäten entsprechend dem RYDBERGSchen Wechselsatz ist aus Tab. 11 für die dritte Reihe des periodischen Systems zu ersehen. Man erkennt hier im besonderen das Wirken eines „Verzweigungssatzes“, der aus den Dubletts des K bei Anlagerung eines Elektrons Singulets und Tripletts beim Ca entstehen läßt usw. Die noch nicht sichergestellten Multipletterme sind dort eingeklammert.

^{19}K	^{20}Ca	^{21}Sc	^{22}Ti	^{23}Va	^{24}Cr	^{25}Mn	^{26}Fe
	Sing.		(Sing.)		(Sing.)		(Sing.)
Dubl.	Tripl.	Dubl.	Tripl.	(Dubl.)	(Tripl.)	(Dubl.)	Tripl.
		Quart.	Quint.	Quart.	Quint.	Quart.	Quint.
				Sext.	Sept.	Sext.	Sept.
						Okt.	(Non.)

Tabelle 11.

Während die Bedeutung von K und J in den spektroskopischen Serientermen oben schon erläutert war, bleibt jetzt noch übrig, auch R im Atommodell wiederzufinden; dies geschieht durch die gleich näher zu begründende Behauptung, daß die Rumpfquantenimpulse $R = \frac{1}{2}, \frac{2}{2}, \frac{3}{2}, \frac{4}{2}$ usw. Anlaß geben zu Termen der Singulets, Dubletts, Tripletts, Quartetts usw. (die wir in dem Schema n_{kj}^r der Tab. 10 durch die oberen Indizes $r = 1, 2, 3, 4, \dots$ gekennzeichnet hatten). Der Beweis beruht auf der Möglichkeit, R und K gerade zu denjenigen Gesamtimpulsen J vektoriell zusammensetzen, die quantentheoretisch zu erwarten sind und nach der Gleichung [vgl. (15)] erlaubt sind (Strukturregel).

$$(15) \left\{ \begin{array}{l} |R + K| - \frac{1}{2} \geq J \geq |R - K| + \frac{1}{2}, \quad \text{d. h.} \\ J = R + K - \frac{1}{2}, R + K - \frac{3}{2}, R + K - \frac{5}{2}, \dots |R - K| + \frac{1}{2}. \end{array} \right.$$

Diese Gleichung auf die Werte $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ (d. h. s -, p -, d -, ... Terme) und auf die Werte $R = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \dots$ (s. o.) angewandt, gibt in der Tat gerade die Multipletterme der Tab. 10 vollständig wieder. Zur Veranschaulichung der vektoriellen Zusammensetzung der R und K zu den J gemäß (15') dient außerdem die Abb. 6 für die s -, p -, d -Terme ($K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$) der Singulets,

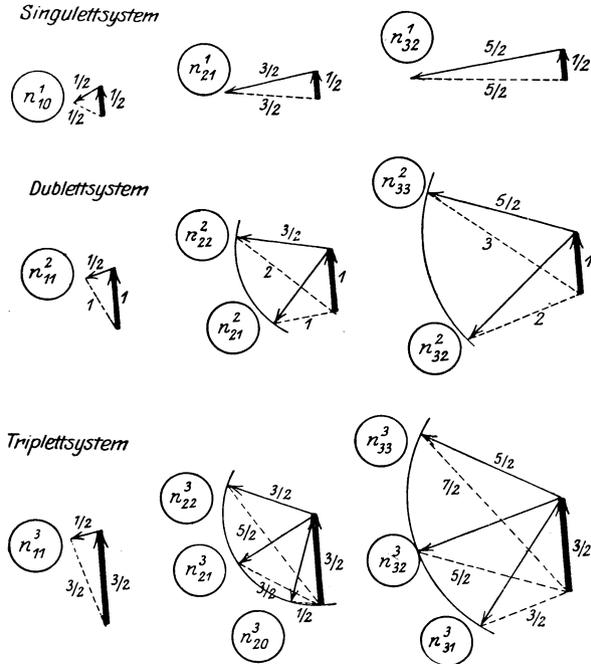


Abb. 6. Impulsvektorerüst.

Dubletts und Triplets ($R = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$). Diese Figur gibt die nach dem heutigen Stand der Atomtheorie wahrscheinlichsten Impulsvektorerüste in den verschiedenen Komplextermzuständen wieder. Es ist aber sicher, daß diese Bilder sich noch etwas verzerren bzw. in etwas modifizierter Weise aufgefaßt werden müssen, wenn die Quantentheorie der gekoppelten Systeme richtig gestellt sein wird.

Ein weiterer Beweis für die Brauchbarkeit dieser modellmäßigen Deutung der Multiplettstruktur mit Hilfe unserer Quantenzahlen R , K , J ist das Gesetz der Schwingungs-

zahlenintervalle $\Delta\nu_{jj'}$ zwischen zwei Termen n_{kj}^r und $n_{k'j'}^r$ ein und desselben Termmultipletts (R und K gemeinsam, J verschieden). Macht man nämlich die nächstliegende Annahme, daß die Kopplungskraft zwischen Rumpf und Leuchtelektron, welche die beiden Impulsachsen R und K gleichzurichten bestrebt ist, einer potentiellen Energie proportional dem $\cos(R, K)$ entspringt, so werden die verschiedenen Terme eines Multipletts (z. B. $p_1 p_2 p_3$, d. h. $n_{22}^3, n_{21}^3, n_{20}^3$ mit $R = \frac{3}{2}$, $K = \frac{3}{2}$ und $J = \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$) sich ebenfalls nur unterscheiden um eine zu

$$\cos(RK) = \frac{J^2 - K^2 - R^2}{2RK}$$

proportionale Größe (nämlich um den Betrag der potentiellen Energie, dividiert durch PLANCKS h). Der Termabstand $\Delta\nu_{JJ'}$ zweier solcher Terme mit gleichem K und R , aber verschiedenem J wird daher:

$$(16) \quad \Delta\nu_{JJ'} \text{ proportional zu } \frac{J^2 - J'^2}{2} = \frac{(J + J')}{2} (J - J').$$

Zwei Nachbarterme eines Multipletts ($J - J' = 1$) sollten demnach einen zu $(J + J')/2$ proportionalen Schwingungszahlenabstand $\Delta\nu_{JJ'}$ besitzen. Das gibt bei Benutzung der J -Werte von Tab. 10 gerade die Abstandsverhältnisse:

$$(16') \quad \Delta\nu = 1 : 2 : 3 : \dots \quad \text{bzw.} \quad \Delta\nu = \frac{3}{2} : \frac{5}{2} : \frac{7}{2} : \dots,$$

(ungerade Multipletts) (gerade Multipletts)

die in Tab. 10 unten in den Zwischenräumen zwischen je zwei Nachbartermen angemerkt sind. Die durch Gl. (16') formulierte Intervallregel, die am Fuß von Tab. 10 genauer hingeschrieben ist, hat sich in der Erfahrung an einer Reihe von Beispielen (s. o.) gut bestätigt. Seit langem bekannt ist ja ihre Anwendung auf die Triplett- p -Terme, bei welchen $(p_1 - p_2) : (p_2 - p_3)$, d. h. in obiger Bezeichnung $(n_{22}^3 - n_{21}^3) : (n_{21}^3 - n_{20}^3)$, sich nahezu wie 2:1 verhält.

Kleinere oder größere Abweichungen von den idealen Termintervallproportionen (16'), die in verschiedenen Fällen gemessen wurden, zeigen, daß die Annahme, die potentielle Energie zwischen R und K sei proportional dem $\cos(R, K)$, nicht exakt, sondern nur in erster Näherung erfüllt ist. In Wirklichkeit wundert man sich aber eher über den weiten Gültigkeitsbereich der Intervall-

regel mit ihrem fast ungestörten \cos -Gesetz als über die meist geringen Abweichungen von ihr. Jedenfalls kann die Intervallregel einerseits als Bestätigung für die Brauchbarkeit der obigen theoretischen Anschauungen, andererseits aber als wichtiges Hilfsmittel zur Erkennung von Multipletts und ihrer näheren Einreihung in das Schema der Tab. 10 dienen. — Wir bemerken zum Schluß dieses Paragraphen, daß nicht alle Spektrallinien zu der hier beschriebenen Multiplettklasse gehören, sondern daß es bei vielen Atomen „höherer Stufe“ Komplexterme gibt, deren Struktur und Zeemaneffekt in § 12 und § 13 behandelt werden.

§ 9. Termaufspaltungsgesetze. Die g -Formel.

In § 6 haben wir gesehen, welche Vereinfachung man beim Zurückgehen von den mannigfaltigen Zeemantypen der Spektrallinien zu den magnetischen Aufspaltungen der Terme gewinnt und wie man umgekehrt aus letzteren durch Anwendung der Auswahl- und Polarisationsregel

$$\begin{cases} m_a - m_e = 0 & \text{gibt } \pi\text{-Komponenten} \\ m_a - m_e = \pm 1 & \text{„ } \sigma\text{- „} \end{cases}$$

zu den Linienzerlegungen übergehen und diese sogar mit den richtigen Intensitäten voraussagen kann, wenn man noch die am Schluß von § 6 angegebene Intensitätsregel berücksichtigt. Wir wollen nun die Termaufspaltungen selbst, z. B. die in Tab. 5 zusammengestellten, näher betrachten. Die dortigen Aufspaltungsgrößen $\Delta\nu/o$ lassen sich bei jedem Term darstellen als Produkt der am Kopf von Tab. 5 angegebenen äquatorialen Quantenzahlen m mit einem für den betreffenden Term charakteristischen „Aufspaltungsfaktor“ g in der Form

$$(17) \quad \frac{\Delta\nu}{o} = m \cdot g,$$

wobei m die in ganzzahligen Intervallen fortschreitenden Werte (von einem maximalen Wert m_{\max} abwärts)

$$(18) \quad m = \pm m_{\max}, \pm (m_{\max} - 1), \pm (m_{\max} - 2), \dots$$

durchläuft. Z. B. lassen sich die Aufspaltungsgrößen $\pm \frac{15}{5}$, $\pm \frac{9}{5}$, $\pm \frac{3}{5}$ des Dubletterms d_1 aus Tab. 5 darstellen mit $m_{\max} = \frac{5}{2}$ und $g = \frac{6}{5}$ in der Form $mg = \pm \frac{5}{2} \cdot \frac{6}{5}$, $\pm \frac{3}{2} \cdot \frac{6}{5}$, $\pm \frac{1}{2} \cdot \frac{6}{5}$. Bei den übrigen

Termen der Tab. 5 sind die Faktoren g , die zusammen mit dem jedesmaligen m_{\max} die Termaufspaltungen $\Delta\nu/o$ vollständig nach (17), (18) bestimmen, in Tab. 12 zusammengestellt, gleichzeitig auch der Wert J (Gesamtimpulsquantenzahl) des Terms beigelegt:

Term	S	P	D	s	p_1	p_2	d_1	d_2	s	p_1	p_2	p_3	d_1	d_2	d_3
g	$\frac{0}{0}$	1	1	$\frac{2}{1}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{6}{5}$	$\frac{4}{5}$	$\frac{2}{1}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{1}{2}$
m_{\max}	0	1	2	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	1	2	1	0	3	2	1
J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	1	2	1	3	2	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$

Tabelle 12.

Ein Term mit normaler Termaufspaltung [vgl. Gl. (12), § 3] wäre dagegen charakterisiert durch einen Aufspaltungsfaktor $g = 1$. Wie sich zeigen läßt (s. u.), kann man die Faktoren $g \neq 1$ darauf zurückführen, daß die LARMORSche Präzession im Magnetfeld nicht mit der normalen Umlaufszahl $1o$, sondern mit $g \cdot o$ stattfindet. Man erkennt in Tab. 12 zunächst, daß der Maximalwert m_{\max} gerade immer um $\frac{1}{2}$ kleiner ist als der Wert J des betreffenden Terms; die für m zur Verfügung stehenden Werte liegen also nach (18) zwischen den Grenzen:

$$(19) \quad \left| J - \frac{1}{2} \right| \geq m \geq - \left| J - \frac{1}{2} \right|$$

und folgen in ganzzahligen Schritten aufeinander. Die Anzahl der Zeemanterme mg , in die ein Term des Gesamtimpulses J zerfällt, ist demnach gerade gleich $2J$ (vgl. z. B. Tab. 5). Die Umkehrung dieses Satzes gibt nun das sicherste Hilfsmittel, um aus dem Zeemaneffekt die Quantenzahlen J jedes Terms zu bestimmen, viel sicherer, als dies durch Anwendung der J -Auswahlregel bei den Kombinationen (§ 7) möglich war. Ein Beispiel dafür geben neben den Dublett- und Triplettermen die Terme des Neons, die in Tab. 8 entsprechend ihrer Kombinationsauswahl nach ihren J -Werten geordnet waren; jeder solcher Term zerfällt, wie die Termanalyse ihrer Zeemaneffekte zeigt, genau in $2J$ Aufspaltungsterme $\Delta\nu = mg$ entsprechend (19). Die modellmäßige Bedeutung der Formel (19) ist bereits im Anschluß an Gl. (11'') behandelt worden und in der Abb. 2 veranschaulicht. Ein Unterschied gegen die damaligen Betrachtungen besteht jedoch darin, daß damals $m_{\max} = j$

(Parallelstellung von Atomimpulsachse und Feld) als Forderung der Quantentheorie aufgestellt war, während wir hier $m_{\max} = J - \frac{1}{2}$ finden. Dies bringt einen gewissen Konflikt mit der üblichen Quantentheorie, der aber, ebenso wie die Einführung halbzahliger Quanten K , R und J , bei der Darstellung der empirischen Tatsachen auf Grund der heutigen Theorie schwer zu umgehen ist. Wir erblicken darin einen der vielen Hinweise, daß die Grundlagen der Theorie der Spektren einer Modifikation bedürfen.

Wenn der Aufspaltungsfaktor g und die Größe J für jeden Term bekannt wäre, so würde man ihre Aufspaltungsreihen mg hinschreiben können und dann mit Hilfe des Pfeilschemas analog Tab. 4 die sämtlichen Zeemaneffekte der Spektrallinien beherrschen. Es ist nun von großer Bedeutung, daß sich der g -Wert jedes Terms in der von Tab. 10 umfaßten Multiplettermklasse in einfacher Weise als Funktion der Quantenzahlen R , K , J des betreffenden Terms berechnen läßt, und zwar durch die einheitliche Formel:

$$(20) \quad g = \frac{3}{2} + \frac{R^2 - K^2}{2(J^2 - \frac{1}{4})}$$

oder symmetrischer geschrieben:

$$(20') \quad g = 1 + \frac{(J + \frac{1}{2})(J - \frac{1}{2}) + (R + \frac{1}{2})(R - \frac{1}{2}) - (K + \frac{1}{2})(K - \frac{1}{2})}{2(J + \frac{1}{2})(J - \frac{1}{2})}.$$

Diese Formel hat sich durch theoretische Überlegungen auf Grund der Untersuchungen von CATALÁN und BACK am Manganspektrum und H. GIESELER am Chromspektrum ergeben und empirisch vollauf bestätigt. Setzt man in die g -Formel der Reihe nach die Zahlen R , K , J der Tab. 10 ein, so erhält man folgende Tab. 13 der g -Werte für die einzelnen Multipletterme von Tab. 10. Man findet in ihr die g -Werte der Singulett-, Dublett- und Triplettterme von Tab. 12 als Spezialfälle wieder.

In Tab. 13 sind nochmals die schon in Tab. 10 vorkommenden Intervallproportionen (§ 8) der Terme innerhalb eines Termmultipletts (R , K gemeinsam, J verschieden) angegeben. Für jede Multiplettart und ihre Zeemanaufspaltung liegen zum Teil mehrere empirisch gesicherte Beispiele vor, u. a. in folgenden Spektren: (Vgl. auch Tab. 11)

$$R = \frac{1}{2} \text{ Hg}; \quad R = \frac{3}{2} \text{ Na}; \quad R = \frac{3}{2} \text{ Hg}; \quad R = \frac{4}{2} \text{ Mn}; \quad R = \frac{5}{2} \text{ Cr}; \\ R = \frac{6}{2} \text{ Mn}; \quad R = \frac{7}{2} \text{ Cr}; \quad R = \frac{8}{2} \text{ Mn}.$$

$\Delta\nu$	$= 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 7 :$	$: \frac{3}{2} : \frac{5}{2} : \frac{7}{2} : \frac{9}{2} : \frac{11}{2} : \frac{13}{2} : \frac{15}{2} =$	$\Delta\nu$
$\frac{K}{J}$	$\frac{1}{2} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{5}{2} \quad \frac{7}{2} \quad \frac{9}{2} \quad \frac{11}{2} \quad \frac{13}{2} \quad \frac{15}{2}$	$1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6 \quad 7 \quad 8$	$\frac{J}{K}$
$\frac{1}{2}$	$\frac{0}{0}$	Singulett $R = \frac{1}{2}$	Dubletts $R = \frac{2}{2}$
$\frac{3}{2}$	1	$\frac{2}{3} \quad \frac{4}{3}$	$\frac{2}{3} \quad \frac{4}{3}$
$\frac{5}{2}$	1	$\frac{4}{5} \quad \frac{6}{5}$	$\frac{4}{5} \quad \frac{6}{5}$
$\frac{7}{2}$	1	$\frac{6}{7} \quad \frac{8}{7}$	$\frac{6}{7} \quad \frac{8}{7}$
$\frac{9}{2}$	1	$\frac{8}{9} \quad \frac{10}{9}$	$\frac{8}{9} \quad \frac{10}{9}$
$\frac{1}{2}$	2	Tripletts $R = \frac{3}{2}$	Quartetts $R = \frac{4}{2}$
$\frac{3}{2}$	$\frac{0}{0} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2}$	$\frac{8}{3} \quad \frac{26}{15} \quad \frac{8}{5}$	$\frac{8}{3} \quad \frac{26}{15} \quad \frac{8}{5}$
$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2} \quad \frac{7}{6} \quad \frac{4}{3}$	$0 \quad \frac{6}{5} \quad \frac{48}{35} \quad \frac{10}{7}$	$0 \quad \frac{6}{5} \quad \frac{48}{35} \quad \frac{10}{7}$
$\frac{7}{2}$	$\frac{2}{3} \quad \frac{13}{12} \quad \frac{5}{4}$	$\frac{2}{5} \quad \frac{36}{35} \quad \frac{78}{63} \quad \frac{4}{3}$	$\frac{2}{5} \quad \frac{36}{35} \quad \frac{78}{63} \quad \frac{4}{3}$
$\frac{9}{2}$	$\frac{3}{4} \quad \frac{21}{20} \quad \frac{6}{5}$	$\frac{4}{7} \quad \frac{62}{63} \quad \frac{116}{99} \quad \frac{14}{11}$	$\frac{4}{7} \quad \frac{62}{63} \quad \frac{116}{99} \quad \frac{14}{11}$
$\frac{1}{2}$	2	Quintetts $R = \frac{5}{2}$	Sextetts $R = \frac{6}{2}$
$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2} \quad \frac{11}{6} \quad \frac{5}{3}$	$\frac{12}{5} \quad \frac{66}{35} \quad \frac{12}{7}$	$\frac{12}{5} \quad \frac{66}{35} \quad \frac{12}{7}$
$\frac{5}{2}$	$\frac{0}{0} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2}$	$\frac{10}{3} \quad \frac{28}{15} \quad \frac{58}{35} \quad \frac{100}{63} \quad \frac{14}{9}$	$\frac{10}{3} \quad \frac{28}{15} \quad \frac{58}{35} \quad \frac{100}{63} \quad \frac{14}{9}$
$\frac{7}{2}$	$0 \quad 1 \quad \frac{5}{4} \quad \frac{27}{20} \quad \frac{7}{5}$	$\frac{2}{3} \quad \frac{16}{15} \quad \frac{46}{35} \quad \frac{88}{63} \quad \frac{142}{99} \quad \frac{16}{11}$	$\frac{2}{3} \quad \frac{16}{15} \quad \frac{46}{35} \quad \frac{88}{63} \quad \frac{142}{99} \quad \frac{16}{11}$
$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{3} \quad \frac{11}{12} \quad \frac{23}{20} \quad \frac{19}{15} \quad \frac{4}{3}$	$0 \quad \frac{6}{7} \quad \frac{8}{7} \quad \frac{14}{11} \quad \frac{192}{143} \quad \frac{18}{13}$	$0 \quad \frac{6}{7} \quad \frac{8}{7} \quad \frac{14}{11} \quad \frac{192}{143} \quad \frac{18}{13}$
$\frac{1}{2}$	2	Septetts $R = \frac{7}{2}$	Oktetts $R = \frac{8}{2}$
$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{3} \quad \frac{23}{12} \quad \frac{7}{4}$	$\frac{16}{7} \quad \frac{122}{63} \quad \frac{16}{9}$	$\frac{16}{7} \quad \frac{122}{63} \quad \frac{16}{9}$
$\frac{5}{2}$	$3 \quad 2 \quad \frac{7}{4} \quad \frac{33}{20} \quad \frac{8}{5}$	$\frac{14}{5} \quad \frac{72}{35} \quad \frac{38}{21} \quad \frac{56}{33} \quad \frac{18}{11}$	$\frac{14}{5} \quad \frac{72}{35} \quad \frac{38}{21} \quad \frac{56}{33} \quad \frac{18}{11}$
$\frac{7}{2}$	$\frac{0}{0} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2}$	$4 \quad 2 \quad \frac{12}{7} \quad \frac{34}{21} \quad \frac{52}{33} \quad \frac{222}{143} \quad \frac{20}{13}$	$4 \quad 2 \quad \frac{12}{7} \quad \frac{34}{21} \quad \frac{52}{33} \quad \frac{222}{143} \quad \frac{20}{13}$
$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{2} \quad \frac{5}{6} \quad \frac{7}{6} \quad \frac{13}{10} \quad \frac{41}{30} \quad \frac{59}{42} \quad \frac{10}{7}$	$\frac{4}{3} \quad \frac{14}{15} \quad \frac{44}{35} \quad \frac{86}{63} \quad \frac{140}{99} \quad \frac{206}{143} \quad \frac{284}{195} \quad \frac{22}{15}$	$\frac{4}{3} \quad \frac{14}{15} \quad \frac{44}{35} \quad \frac{86}{63} \quad \frac{140}{99} \quad \frac{206}{143} \quad \frac{284}{195} \quad \frac{22}{15}$
$\frac{K}{J}$	$\frac{1}{2} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{5}{2} \quad \frac{7}{2} \quad \frac{9}{2} \quad \frac{11}{2} \quad \frac{13}{2} \quad \frac{15}{2}$	$1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6 \quad 7 \quad 8$	$\frac{J}{K}$
$\Delta\nu$	$= 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 7 :$	$: \frac{3}{2} : \frac{5}{2} : \frac{7}{2} : \frac{9}{2} : \frac{11}{2} : \frac{13}{2} : \frac{15}{2} =$	$\Delta\nu$

Tabelle 13. Aufspaltungsfaktoren g .

Die höheren Multipletts geben gleichzeitig besonders schöne Beispiele für die Termabstandsproportionen (Intervallregel). Bevor auf die modellmäßige Bedeutung der g -Formel eingegangen wird, möge nochmals darauf hingewiesen werden, daß das System der g -Werte von Tab. 13 nur im Bereich der durch Tab. 10 umfaßten Multiplettklasse gilt, während viele Spektren (z. B. Ne, Pb) andere Termstrukturen, Intervallverhältnisse und magnetische Termaufspaltungen besitzen (Multipletts „höherer Stufe“ vgl. § 12 und § 13).

Dem modellmäßigen Verständnis der g -Formel kommt man am besten dadurch näher, daß man sie in der mit (20') identischen Form

$$(20'') \quad g = 1 + \frac{\tilde{J}^2 + \tilde{R}^2 - \tilde{K}^2}{2\tilde{J}^2}$$

schreibt, worin \tilde{J} eine Abkürzung für das geometrische Mittel $\sqrt{(J + \frac{1}{2})(J - \frac{1}{2})}$ zwischen $J + \frac{1}{2}$ und $J - \frac{1}{2}$ bedeuten soll, entsprechend \tilde{K} und \tilde{R} , indem wir uns vorübergehend das Impulsvektorerüst des Atoms nicht aus R, K, J aufgebaut denken, sondern aus den geometrischen Mittelwerten $\tilde{R}, \tilde{K}, \tilde{J}$. Dann läßt sich nämlich (20'') schreiben in der einfachen Gestalt

$$(20''') \quad g = \frac{\tilde{J} + \tilde{R} \cos(\tilde{R}, \tilde{J})}{\tilde{J}}$$

und wird auf folgende Weise gedeutet: Die magnetischen Aufspaltungsterme mg haben, wenn man $\cos(\tilde{J} \xi) = \cos \tilde{\theta} = m/\tilde{J}$ den Richtungscosinus von \tilde{J} gegen ξ nennt [vgl. Gl. (11''), § 3], die Werte

$$\Delta v = omg = o\tilde{J} \cos \tilde{\theta} + o\tilde{R} \cos \tilde{\theta} \cdot \cos(\tilde{R} \tilde{J}),$$

während

$$\Delta v_{\text{normal}} = om \cdot 1 = o\tilde{J} \cos \tilde{\theta}$$

sein würde, falls man normale Termaufspaltung ($g = 1$) hätte. Da bei der Präzession von \tilde{R} und \tilde{K} um \tilde{J} und bei der gleichzeitigen Präzession von \tilde{J} um ξ die Mittelwerte

$$\begin{aligned} \overline{\cos(\tilde{R} \xi)} &= \cos(\tilde{R} \tilde{J}) \cdot \cos(\tilde{J} \xi) = \cos(\tilde{R} \tilde{J}) \cdot \cos \tilde{\theta}, \\ \overline{\cos(\tilde{K} \xi)} &= \cos(\tilde{K} \tilde{J}) \cdot \cos(\tilde{J} \xi) = \cos(\tilde{K} \tilde{J}) \cdot \cos \tilde{\theta} \end{aligned}$$

zustände kommen, gehen die vorigen Gleichungen über in:

$$\Delta\nu = omg = o[\tilde{K}\overline{\cos(\tilde{K}\xi)} + 2\tilde{R}\overline{\cos(\tilde{R}\xi)}],$$

$$\Delta\nu_{\text{normal}} = o \cdot m = o[\tilde{K}\overline{\cos(\tilde{K}\xi)} + \tilde{R}\overline{\cos(\tilde{R}\xi)}].$$

Die Anomalität beruht also u. a. darauf, daß der Atomrumpf doppelt so große magnetische Zusatzenergie (Faktor 2 an \tilde{R}) erhält, als ihm normalerweise zustehen würde.

Damit identisch ist, daß die Präzession des Atoms im Magnetfeld nicht mit der normalen LARMORSchen Umlaufzahl o stattfindet, sondern mit der anomalen Umlaufzahl $g \cdot o$.

Freilich bleibt bei dieser Interpretation der g -Formel ein wesentlicher Punkt noch völlig unaufgeklärt, nämlich die Notwendigkeit, statt der bisher gebrauchten R, K, J plötzlich die geometrischen Mittelwerte $\tilde{R}, \tilde{K}, \tilde{J}$ zu benutzen, abgesehen davon, daß ja in der Halbzahligkeit der Quanten $RKJm$ bereits eine fundamentale Durchbrechung der Grundlagen der Quantentheorie enthalten ist, und daß in der anomalen Larmorpräzession go ein ebenso fundamentaler Widerspruch gegen die Grundlagen der Elektrodynamik in ihrer Anwendung auf atomare Systeme liegt. Es ist dies ein Punkt, wo die Quantentheorie der Spektrallinien prinzipiell versagt und wo nur grundlegend neue Prinzipien weiterhelfen können. Der Wert der Multiplettstruktur der Spektrallinien und ihres Zeemaneffekts bei der weiteren Aufklärung dieser auch aus manchen anderen Gründen zu fordernden Modifikation der Quantentheorie gekoppelter Systeme liegt eben darin, daß man hier das teilweise Versagen der beim Wasserstoff so gut bewährten Theorie in besonders zugespitzter Form vorfindet.

§ 10. Die rationalen Intensitätsverhältnisse der Multiplettlinien.

Wir wenden uns nun den wichtigen Messungen der relativen Linienintensitäten innerhalb der Multipletts zu, die von

BURGER und DORGEO mit den von MOLL und ORNSTEIN ausgearbeiteten Methoden gefunden wurden und in der Aufdeckung völlig rationaler, durch ganze (bzw. halbe) Quantenzahlen beherrschter Intensitätsgesetze gipfeln.

Bekannt ist ja seit langem, daß die Dublettlinien $2p_1 - 1s$ und $2p_2 - 1s$ des Na das Intensitätsverhältnis 2:1 haben. DORGEO zeigte die exakte Gültigkeit dieses Verhältnisses auch bei den höheren Gliedern der Hauptserie beim Na und bei den anderen Alkalien und fand weitere ganzzahlige Intensitätsproportionen bei Triplets und höheren Multipletts.

Besonders einfach ist der Befund bei denjenigen Multipletts, bei denen ein Termmultiplett mit einem Einfachterm kombiniert. Hier gilt die Regel:

Das Intensitätsverhältnis der Kombinationslinien mehrfacher Terme mit einem Einfachterm ist gleich dem Verhältnis der J -Werte der Mehrfachterme. (Die J -Werte der verschiedenen Terme sind am Kopf der Tab. 10, § 8 angegeben.)

Z. B. hat der Dubletterm p_1 (d. i. n_{22}^2) $J = 2$, der Term p_2 (d. i. n_{21}^2) $J = 1$; ihre Kombinationen mit dem Einfachterm s (d. i. n_{11}^2) haben demnach das Intensitätsverhältnis 2:1. Ferner besitzen die drei Quintett- p -Terme n_{23}^5 , n_{22}^5 , n_{21}^5 die J -Werte $\frac{7}{2}$, $\frac{5}{2}$, $\frac{3}{2}$; ihre Kombinationen mit dem einen Quintett- s -Term n_{12}^5 haben demnach das Intensitätsverhältnis $\frac{7}{2} : \frac{5}{2} : \frac{3}{2}$.

Diese Regel ist sogar noch anwendbar bei Kombinationen eines Termmultipletts mit einem anderen Termmultiplett, wenn letzteres nur so eng ist, daß es in der Beobachtung wie ein Einfachterm wirkt. Z. B. geben beim Na die Dubletterme p_1 und p_2 ($J = 2$ und $J = 1$) das Intensitätsverhältnis 2:1 auch in Kombination mit dem unauflösbaren d -Term, der in Wirklichkeit aus zwei Termen d_1 (d. i. n_{33}^2) und d_2 (d. i. n_{32}^2) besteht. $(p_1 d)$ zerfällt dabei eigentlich in zwei Linien $(p_1 d_1)$ und $(p_1 d_2)$, deren Intensität zusammen aber als die von $(p_1 d)$ beobachtet wird und zweimal so stark ist als die Intensität von $p_2 d = p_2 d_2$ ($p_2 d_1$ ist wegen der J -Auswahlregel verboten, d. h. gibt keinen Intensitätsbeitrag). Man kann so nach der obigen Intensitätsregel die Intensitätsverhältnisse solcher einfacher Multipletts an Hand der J -Werte der kombinierenden Terme exakt voraussagen.

BURGER und DORGELO sind aber weiter auch zur Aufdeckung des Intensitätsgesetzes bei zusammengesetzten Multipletts gelangt. Durch folgende Regel kann man auch hier die relativen Linienintensitäten voraussagen. Man schreibt die Werte $\frac{J}{2RK}$ jedes zu kombinierenden Terms (J , K und R der verschiedenen Terme, vgl. wieder Tab. 10, § 8) an den oberen und rechten Rahmen eines Schemas hin, wie es z. B. für die Kombinationen der drei Quartett-p-Terme mit den vier Quartett-d-Termen hier angegeben ist (Tab. 14).

In das Schema selbst trägt man die Intensitätsgrößen 0 dort ein, wo Kombinationen nach der J -Auswahlregel verboten sind. Ferner trägt man allgemein die Werte $1:(2RK \cdot 2R'K')$, hier

also die Werte $\frac{1}{60}$ dort ein, wo zwar eine Kombination erlaubt ist, dabei aber der Sprung von K dem von J entgegengesetzt ist. Die übrigen Stellen des Schemas füllt man dann so aus, daß die Summe der jedesmal senkrecht untereinanderstehenden Intensitätswerte gerade dem darüberstehenden Rahmenwert gleich ist, und daß gleichzeitig die Summe der jedesmal

$J:2RK$	$\frac{1}{10}$	$\frac{2}{10}$	$\frac{3}{10}$	$\frac{4}{10}$	
$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{60}$	$\frac{5}{60}$	0	0	n_{21}^4
$\frac{2}{6}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{6}{60}$	13	0	n_{32}^4
$\frac{3}{6}$	0	$\frac{1}{60}$	$\frac{5}{60}$	$\frac{4}{10}$	n_{33}^4
	n_{31}^4	n_{32}^4	n_{33}^4	n_{34}^4	n_{kj}^r

Tabelle 14. Intensitäten.

mal horizontal nebeneinanderstehenden Intensitätswerte gleich dem links stehenden Rahmenwert ist; dies ist stets in eindeutiger Weise leicht nacheinander auszuführen und leitet nach BURGER und DORGELO exakt zu den richtigen relativen Intensitäten für alle bisher untersuchten zusammengesetzten Multipletts. Dasselbe Schema führt natürlich auch als Ersatz der zuerst gegebenen Regel bei den einfachen Multipletts zum Ziel. ORNSTEIN und BURGER haben die formal sehr einfachen zugrunde liegenden Gesetze der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Multiplettermen nachgewiesen, deren volle theoretische Aufklärung im Anschluß an das Korrespondenzprinzip aber (vgl. § 11) noch nicht gelungen ist. Im besonderen bewährt sich bei den Intensitäten, ebenso wie bei den rationalen Intervallverhältnissen und den rationalen Aufspaltungsgrößen im

Magnetfeld, wieder unsere Normierung der Quantenzahlen R, K, J im Gegensatz zu den manchmal vorgeschlagenen anderen Normierungen r, k, j .

§ 11. Die Intensität der Multipllettlinien und ihrer Zeemankomponenten nach dem Korrespondenzprinzip¹⁾.

Bei der Systematik der Multipletts (§ 7 und § 8) und ihrer Zeemaneffekte (§ 9) wurden einige Auswahlregeln (§ 7) für die Quantensprünge von m, K und J benutzt, die zunächst aus der Erfahrung abstrahiert waren, und die jetzt auf Grund des Korrespondenzprinzips erklärt werden sollen.

Der Beweis der Auswahlregel (A) von § 7, daß k nur um ± 1 springen darf, beruht darauf, daß die Ellipsenbahn des Leuchtelektrons eine gleichmäßige Perihelbewegung in ihrer Bahnebene senkrecht zur K -Achse vollführt mit der Umlaufszahl o_k . In der FOURIERSchen Zerlegung der Bewegungskomponenten in dieser Bahnebene kommt daher o_k nur mit dem Faktor ± 1 vor [ebenso wie o in den Bewegungskomponenten (3') in der $X.Y$ -Ebene senkrecht zur Feldrichtung bei der Larmorpräzession nur mit ± 1 als Faktor auftrat]. Die zu o_k zugeordneten Sprünge von k dürfen deshalb ebenfalls nur die Größe ± 1 haben.

Eine Durchbrechung der k -Auswahl würde das Zeichen für Störungen der gleichmäßigen Perihelbewegung sein. Sie liegt vielleicht vor bei den von R. GÖTZE untersuchten Kombinationen (pp') und (dd') bei Ca und Sr, bei denen k um 0 springt.

Um auch die Auswahlregel (B), daß J nur um 0 oder ± 1 springen darf, zu beweisen, sei daran erinnert, daß die auf der Bahnebene des Leuchtelektrons senkrecht stehende K -Achse eine gleichmäßige Präzession mit der Umlaufszahl o_j um die im Raum feste J -Achse ausführt (Abb. 5), wobei der $\sphericalangle \vartheta = \sphericalangle (KJ)$ konstant bleibt. Diese Präzession wird durch ganz entsprechende Gleichungen beschrieben, wie in Gl. (3') die gleichmäßige Präzession der J -Achse um die \S -Richtung mit der Umlaufszahl o unter Konstanthaltung des $\sphericalangle \theta = \sphericalangle (J, \S)$. Ebenso wie dort o nur mit dem Faktor 0 und ± 1 auftrat und daher korrespondierend nur Sprünge des zu o zugeordneten Impulses m um 0

¹⁾ Dieser Paragraph rein theoretischen Inhalts kann überschlagen werden.

und ± 1 zuließ, so kommt hier bei der gleichmäßigen Präzession von K um J die Rotationsfrequenz ω_J nur mit dem Faktor 0 und ± 1 vor und gestattet daher der korrespondierenden Größe J nur Sprünge um 0 und ± 1 .

Daß in gewissen Fällen Durchbrechungen der Auswahlregel (B) vorkommen, ist ein Zeichen dafür, daß hier die Gleichmäßigkeit der Präzession von K um J gestört ist. Solche Durchbrechungen kommen, wie PASCHEN und BACK empirisch fanden, in starken Magnetfeldern vor; und zwar kombinieren dort Terme miteinander, deren J -Werte sich um zwei Einheiten, in noch stärkeren Magnetfeldern sogar um drei Einheiten unterscheiden, und werden dabei natürlich gleich als Zeemaneffekte sichtbar, deren Typen sich nach Analogie von Tab. 4 konstruieren und richtig voraussagen ließen. In starken Magnetfeldern ist nun in der Tat eine Störung der Präzession von K um J vorhanden, indem unter Durchbrechung des LARMORSCHEN Satzes (§ 2) nicht mehr einfach das ganze System RKJ (Abb. 5) ohne Gestaltänderung um die ξ -Richtung präzessiert, sondern eine durchgreifende Veränderung des Impulsvektorerüstes eintritt, die sich bei sehr starken Magnetfeldern schließlich als „Paschen-Back-Effekt“ zeigt (§ 14 ff.).

Wir wollen noch auf einige feinere Einzelheiten eingehen, welche die relative Intensität der Linien betreffen, die bei der Kombination unter Berücksichtigung der m - und J -Auswahlregeln zutage treten. Dabei soll an Stelle ausführlicher Korrespondenzbetrachtungen eine abgekürzte Schlußweise benutzt werden, welche den Umfang der notwendigen Rechnungen erheblich einschränkt. Diese „Methode des Ersatzstrahlers“ schließt sich den anschaulichen Betrachtungen von RUBINOWICZ über die Erhaltung des Impulsmoments beim Energieaustausch zwischen Atom und umgebendem „Äther“ mehr an, als den formalen Korrespondenzbetrachtungen von BOHR, obwohl beide Wege natürlich im wesentlichen miteinander identisch sind.

Wir beginnen zunächst mit der Frage nach der relativen Intensität der Linien eines Multipletts [z. B. nach dem Intensitätsverhältnis der drei Linien (p_1s) , (p_2s) , (p_3s) bei der Tripletthauptserie, welche charakterisiert sind durch die drei Übergänge $J_a - J_e = +1, 0, -1$]. Dabei sei zunächst die gleichzeitige Erfüllung der Auswahlregel $K_a - K_e = 1$ vorausgesetzt, d. h. es soll das Leuchtelektron beim Sprung seinen

Impuls $K\hbar$ um 1 Quantum ändern. Der klassische Ersatz für diesen Vorgang ist die kontinuierliche Impulsausstrahlung eines um die K -Achse zirkulierenden Elektrons, wobei die K -Achse gleichzeitig langsam um die J -Achse präzessiert unter Konstanthaltung des Winkels ϑ zwischen K und J .

Ist A die Amplitude (der Radius) des zirkulierenden Ersatzelektrons, φ sein zeitlich schnell veränderliches Bahnazimut, so wird seine Projektion auf die J -Achse gleich $A \cos \varphi \sin \vartheta$; daher emittiert es eine parallel J polarisierte Partialschwingung mit einer Intensität proportional $A^2 \cdot \sin^2 \vartheta \cdot \overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{2} A^2 \sin^2 \vartheta$, welche den Impuls um die J -Achse nicht ändert, da sie linear parallel J schwingt. Quantentheoretisch korrespondiert dem eine Kombination $J_a - J_e = 0$, bei der ja ebenfalls der Gesamtimpuls J nicht verändert wird (Beispiel die Kombinationen $d_2 - p_1$ und $d_3 - p_2$ bei den Triplets). Nach dem Korrespondenzprinzip wird dann die Häufigkeit des Quantensprungs $J_a - J_e = 0$ ebenfalls proportional $\frac{1}{2} A^2 \sin^2 \vartheta$.

Dasselbe klassisch zirkulierende Elektron gibt, projiziert auf die zur J -Achse senkrechte Ebene, eine Ellipse mit den beiden Achsen A und $A \cos \vartheta$. Diese elliptische Schwingung läßt sich auffassen als Überlagerung zweier Kreisschwingungen vom Radius $\frac{A}{2}(1 + \cos \vartheta)$ und $\frac{A}{2}(1 - \cos \vartheta)$, welche beide einen Impuls um die J -Achse ausstrahlen, aber von entgegengesetztem Drehungssinn. Die erstere dieser Kreisschwingungen korrespondiert einem Quantensprung, bei welchem J im gleichen Sinne wie K sich ändert (Beispiel $d_1 - p_1$, $d_2 - p_2$, $d_3 - p_3$ bei den Triplets); ein solcher Quantensprung wird also nach dem Korrespondenzprinzip mit der Häufigkeit $\frac{A^2}{4}(1 + \cos \vartheta)^2$ auftreten. Die zweite der klassischen Kreisschwingungen korrespondiert einem Quantensprung, bei dem J sich im entgegengesetzten Sinne wie K ändert (Beispiel $d_3 - p_1$ bei den Triplets); seine Häufigkeit wird demnach proportional $\frac{A^2}{4}(1 - \cos \vartheta)^2$ sein.

Die relativen Linienintensitäten bei der Änderung $K_a - K_e = +1$ und gleichzeitiger Änderung $J_a - J_e = +1, 0, -1$ sind also theoretisch beherrscht durch die Proportion

$$(21) \quad \mathfrak{I}_+ : \mathfrak{I}_0 : \mathfrak{I}_- = \frac{1}{4}(\cos \vartheta + 1)^2 : \frac{1}{2} \sin^2 \vartheta : \frac{1}{4}(\cos \vartheta - 1)^2, \quad (K_a - K_e = +1)$$

oder anders geschrieben:

$$(21') \quad \mathfrak{J}_+ : \mathfrak{J}_0 : \mathfrak{J}_- = \cos^4 \frac{\vartheta}{2} : 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \cos^2 \frac{\vartheta}{2} : \sin^4 \frac{\vartheta}{2}. \quad (K_a - K_e = +1)$$

Dabei ist noch zu beachten, daß Winkel $\vartheta = \sphericalangle(KJ)$ in den drei Gliedern der Proportion jedesmal einen anderen Wert hat (vgl. Abb. 6, § 8), nämlich einen nicht genau definierbaren mittleren Wert zwischen ϑ_a und ϑ_e des jeweiligen Anfangs- und Endzustandes (s. u.).

Ganz entsprechend läßt sich jetzt der eigentlich verbotene, aber zuweilen doch vorkommende Fall der Kombination zweier Terme mit gleichem K behandeln (Beispiel die von R. GÖTZE untersuchten Kombinationen (pp') und (dd') im Ca- und Sr-Spektrum). Hier ist als klassischer Ersatzstrahler ein in der Richtung K linear mit der Amplitude A schwingendes Elektron zu verwenden, welches ja keinen Impuls um die K -Achse ausstrahlt. Seine lineare Komponente parallel J gibt eine Schwingung $A \cos \varphi \cos \vartheta$; ihr korrespondiert ein Quantensprung $J_a - J_e = 0$ mit der Häufigkeit $A^2 \overline{\cos^2 \varphi} \cos^2 \vartheta = \frac{A^2}{2} \cos^2 \vartheta$. Seine Projektion auf die zu J senkrechte Ebene ist eine lineare Schwingung $A \cos \varphi \sin \vartheta$, welche sich als Überlagerung zweier zirkularer Schwingungen, beide vom Radius $\frac{A}{2} \sin \vartheta$ und entgegengesetztem Umlaufssinn, auffassen lassen, welche beide Impuls um die J -Achse ausstrahlen, aber von entgegengesetztem Drehungssinn. Ihnen korrespondiert ein Quantensprung $J_a - J_e = +1$ bzw. $= -1$ mit den Häufigkeiten $\frac{A^2}{4} \sin^2 \vartheta$. Zusammenfassend erhalten wir das Intensitätsverhältnis:

$$(22) \quad \mathfrak{J}_+ : \mathfrak{J}_0 : \mathfrak{J}_- = \frac{1}{4} \sin^2 \vartheta : \frac{1}{2} \cos^2 \vartheta : \frac{1}{4} \sin^2 \vartheta. \quad (K_a - K_e = 0)$$

In (21') und (22) sind wir zu den quantitativen Formeln gelangt, welche SOMMERFELD und HEISENBERG durch exakte Durchrechnung des Korrespondenzprinzips gewonnen haben.

Wie schon oben kurz erwähnt, ist als Winkel $\vartheta = \sphericalangle(KJ)$ des klassischen Ersatzstrahlers ein gewisser, nicht genau bestimmbarer Mittelwert zwischen dem ϑ_a des Anfangs- und dem ϑ_e des Endzustandes gemeint. Die in dieser Wahl liegende Unbestimmtheit wird um so kleiner, je größer die vorkommenden

Beträge der Quantenzahlen K und J sind gegenüber ihren Sprüngen, die ja gleich 0 oder 1 sind. Bei unendlichen K und J geht die Korrespondenz des klassischen ϑ mit den quantentheoretischen ϑ_a und ϑ_e in Koinkidenz über. Ohne auf den Inhalt der obigen Intensitätsformeln näher einzugehen, merken wir nur an, daß für kleine Werte von ϑ (welche bei größerem K stets vorliegen, vgl. Abb. 6) aus (21) die Eigenschaft abgelesen werden kann, daß die stärksten Linien eines Linienmultipletts gleichsinniger Änderung von J und K (Fall \mathfrak{J}_+) entsprechen, schwächer die zu fehlender J -Änderung gehörenden Linien (\mathfrak{J}_0) werden, und am schwächsten die Linien mit Gegenänderung von J und K sind (\mathfrak{J}_-). In der Tat entspricht dieser Intensitätsproportion z. B. beim Multiplett ($p d$) der Triplets die Einteilung in „Hauptlinien“ ($p_1 d_1$), ($p_2 d_2$), ($p_2 d_2$) und „Satelliten erster Ordnung“ ($p_1 d_2$), ($p_2 d_2$) und „Satelliten zweiter Ordnung“ ($p_1 d_3$). Ähnliche Verhältnisse weisen SOMMERFELD und HEISENBERG auch bei anderen Multipletts nach. Es sei hier noch auf die schönen und in den Quantenzahlen RKJ exakt rationalen Intensitätsverhältnisse der Multipletts nach BURGER und DORGELO hingewiesen (§ 10), denen das Korrespondenzprinzip noch nicht quantitativ zu folgen vermag.

Die eben am Beispiel der feldlosen Termkombinationen erprobte Schlußweise des korrespondierenden Ersatzstrahlers wenden wir jetzt auf Kombinationen der Aufspaltungsterme beim Zeemaneffekt an, deren relative Intensitäten durch die am Schluß von § 6 angegebene Regel beherrscht waren. Zur quantitativen Fassung und korrespondenzmäßigen Erklärung dieser Intensitätsregel sei daran erinnert, daß der Winkel $\theta = \sphericalangle(J \mathfrak{S})$ bei der Präzession von J um \mathfrak{S} konstant bleibt. Es liegen hier ganz analoge Verhältnisse vor wie oben bei der Präzession von K um J unter Konstanthaltung des Winkels $\vartheta = \sphericalangle(KJ)$. Den obigen beiden Sonderfällen $K_a - K_e = 1$ und $K_a - K_e = 0$ entsprechen hier die Sonderfälle $J_a - J_e = 1$ und $J_a - J_e = 0$. Den obigen drei Möglichkeiten $J_a - J_e = \pm 1$ und 0 entsprechen hier die drei Möglichkeiten $m_a - m_e = \pm 1$ und 0. Oben zerlegten wir in eine rechts und eine links zirkuläre Partialschwingung um die J -Achse und eine lineare Partialschwingung parallel der J -Achse; hier zerlegen wir in eine rechts und eine links zirkuläre Partialschwingung um die \mathfrak{S} -Achse (longitudinal als

zirkuläre Zeemankomponenten mit voller Intensität, transversal nur je mit der Hälfte ihrer Intensität als σ -Komponenten sichtbar) und eine lineare Schwingung parallel der H -Achse (longitudinal unsichtbar, transversal als π -Komponente mit voller Intensität sichtbar). Man kann also wörtlich obige Schlüsse von der Intensität in den Sonderfällen $K_a - K_e = 1$ und $K_a - K_e = 0$ bei den drei Möglichkeiten $J_a - J_e = \pm 1$ und 0 als Funktion von $\sphericalangle\vartheta = \sphericalangle(KJ)$ übertragen auf die Intensität in den Sonderfällen $J_a - J_e = 1$ und $J_a - J_e = 0$ bei den drei Möglichkeiten $m_a - m_e = \pm 1$ und 0 als Funktion von $\sphericalangle\theta = \sphericalangle(J\mathfrak{S})$. Man erhält dann als Analogon zu obigen Formeln (21), (22) jetzt:

$$(23) \quad \sigma_+ : \pi_0 : \sigma_- = \frac{1}{8}(\cos\theta + 1)^2 : \frac{1}{2}\sin^2\theta : \frac{1}{8}(\cos\theta - 1)^2 \quad (J_a - J_e = +1)$$

$$(24) \quad \sigma_+ : \pi_0 : \sigma_- = \frac{1}{8}\sin^2\theta \quad : \frac{1}{2}\cos^2\theta : \frac{1}{8}\sin^2\theta \quad (J_a - J_e = 0)$$

als Intensitätsverhältnis der π - und σ -Komponenten beim Sprung $m_a - m_e = +1, 0, -1$. Die σ -Komponenten haben dabei aus dem eben erwähnten Grunde nur halb so große Intensität als die entsprechenden Linien in (21), (22). θ bedeutet wieder einen gewissen Mittelwert zwischen θ_a und θ_e , und zwar ist $\cos\theta_a = m_a : J_a$, $\cos\theta_e = m_e : J_e$.

Wegen $\cos\theta = m : J$ kann man (23), (24) noch in der Form schreiben:

$$(23') \quad \sigma_+ : \pi_0 : \sigma_- = \frac{1}{4}(J+m)^2 : (J+m)(J-m) : \frac{1}{4}(J-m)^2 \quad (J_a - J_e = +1)$$

$$(24') \quad \sigma_+ : \pi_0 : \sigma_- = \frac{1}{4}(J+m)(J-m) : m^2 : \frac{1}{4}(J+m)(J-m). \quad (J_a - J_e = 0)$$

Dabei ist unter J bzw. m ein gewisser mittlerer Wert zwischen J_a und J_e bzw. m_a und m_e zu verstehen. (23') zeigt quantitativ, daß die σ -Komponenten im Fall gleichsinniger Änderung von J und m (σ_+) intensiv bei möglichst großem positiven m_a und m_e werden, im Fall gegensinniger Änderung von J und m (σ_-) dagegen intensiv bei stark negativem m_a und m_e . Gleichzeitig werden die π -Komponenten stark bei möglichst kleinen Beträgen $|m_a|$ und $|m_e|$. (24') zeigt für den Fall $J_a - J_e = 0$, daß die σ -Komponenten (σ_+ und σ_-) intensiv bei möglichst kleinem m_a und m_e , die π -Komponenten intensiv bei möglichst großem m_a und m_e werden. Speziell folgt aus (24') das Fehlen der π -Komponenten, welche zum Sprung $m_a - m_e = 0$ bei $J_a - J_e = 0$ gehören würden. Diese Intensitätsregeln (23'), (24')

sind die quantitative Fassung der am Schluß von § 6 angegebenen Regel, die sich dort an Hand von Tab. 4 bestätigte.

Wir können zum Schluß hier noch den in § 7 unter (B') angeführten Zusatz zur Auswahlregel der J (das Verbot der Kombinationen $J_a = \frac{1}{2}$ mit $J_e = \frac{1}{2}$) beweisen. Wird nämlich diese Kombination in einem (beliebig schwachen) äußeren Magnetfeld ausgeführt, so liegt der Fall (24') $J_a - J_e = 0$ vor mit dem speziellen Wert $m_a = 0 = m_e$, der ja nach (19) allein bei $J_a = \frac{1}{2} = J_e$ möglich ist (Querstellung von Atomachse und Feld). Zu $m_a = m_e = 0$ gehört aber in (24') eine π -Komponente von verschwindender Intensität — d. h. bei beliebig schwachem Magnetfeld kann der betrachtete Übergang $J_a = \frac{1}{2}$ in $J_e = \frac{1}{2}$ nicht mit merklicher Häufigkeit auftreten, also kann er auch bei unendlich schwachem oder fehlendem Feld nicht vorkommen.

Es mag noch erwähnt werden, daß gerade die Intensitätsverhältnisse der Zeemankomponenten der Anlaß waren, auf Grund von Betrachtungen nach der Methode des Ersatzstrahlers die SOMMERFELDSchen „inneren“ Quantenzahlen als Gesamtpulsquanten J zu deuten und dadurch das Verständnis der Komplextermstruktur und ihrer Zeemaneffekte vorzubereiten.

§ 12. Termstruktur der Multipletts höherer Stufe.

Die besondere Klasse von Multipletts, welche nach ihrer Struktur, d. h. Termvielfachheit und Ordnung der inneren Quantenzahlen, ihren Intervall- und Intensitätsverhältnissen und ihrem Zeemaneffekt bisher betrachtet wurden, und welche das in Tab. 10 und 13 dargestellte System der Singulett-, Dublett-, Triplett- usw. Terme bilden, sind nur ein einfaches, wenn auch besonders wichtiges Beispiel aus der Fülle der wirklich vorkommenden Spektraltermssysteme. Charakteristisch für die bisherigen Multipletts, die wir als solche erster Stufe bezeichnen wollen, ist modellmäßig, daß zum Drehimpuls R des Atomrumpfes nur Elektronen der niedrigsten azimuthalen Quantenzahl ($k=1$ in SOMMERFELDS, $K=\frac{1}{2}$ in unserer Normierung) beitragen, indem die Rumpfelektronen als s -Terme gebunden wurden. Sind im Atomrumpf auch Elektronen mit $k > 1$ vorhanden, so gehören die Termzustände des Atoms

(= Rumpf + Leuchtelektron) auch dann noch zur ersten Stufe, wenn jene Impulsbeiträge $k > 1$ sich nach Größe und Richtung gegenseitig fortheben, d. h. impulslos abgeschlossene Schalen bilden. (Z. B. gibt Na, K, Rb, Cs denselben Spektraltypus wie Li, weil diese Elemente sich nur durch impulslos abgeschlossene Elektronenschalen von Li unterscheiden.) Trägt dagegen zum Rumpfpuls R außer Elektronen mit $k = 1$ auch ein Elektron mit $k > 1$ bei, indem eins der zum Rumpfpuls beitragenden Elektronen als p -Term oder d -Term usw. gebunden wurde, so gibt das Atom Multipletts zweiter Stufe. Tragen zwei Elektronen mit $k > 1$ zum Rumpfpuls bei, indem etwa beide als p -Terme oder auch eins als p -Term und eins als d -Term usw. gebunden wurde, so gibt das Atom Multipletts dritter Stufe. Die verschiedenen Stufen bauen sich sukzessive aufeinander auf.

Das einzige bis jetzt in Terme aufgelöste und auch magnetisch untersuchte Komplextermsystem zweiter Stufe ist das von PASCHEN analysierte Neonspektrum (vgl. Tab. 8, § 7). Dieses läßt sich zwar nicht bezüglich seiner Intervallverhältnisse und seines Zeemaneffekts, wohl aber bezüglich seiner Struktur (d. h. Vielfachheit und innere Quantenzahlen J) zerlegt denken in ein Singulettssystem, zwei Triplettssysteme und ein Quintettssystem, welche ineinandergreifen. Und zwar baut sich das Singulettssystem und das eine Triplettssystem über dem Dublett- p_2 -Term des Neonions auf, das andere Triplett- und das Quintettssystem über dem p_1 -Term des Neonions. Dies ist angedeutet durch das folgende Schema der J -Werte beim Neon:

Ne ⁺ -Ion: Dublett- p-Terme erster Stufe	p_2 -Term $J=1$					p_1 -Term $J=2$								
	←	↖	↗	→	↘	↙	↘	↗	↖	→				
Ne-Atom: Singulett- Triplett- Quintett- System zweiter Stufe	s	$\frac{1}{2}$		$\frac{3}{2}$		$\frac{3}{2}$			$\frac{5}{2}$					
	p	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$			
	d	$\frac{5}{2}$		$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$
	f		$\frac{7}{2}$		$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$

Tabelle 15. Neonterme.

Dem Ne^+ -Term $J=1$ entspringen (durch „Verzweigung“ von J in $J \pm \frac{1}{2}$) zwei Ne- s -Terme mit $J=\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$, und dem Ne^+ -Term $J=2$ entspringen zwei Ne- s -Terme mit $J=\frac{3}{2}$ und $\frac{5}{2}$. Diese vier s -Terme werden dann zur Grundlage der vier ineinandergreifenden Komplextermsysteme des Neonatoms.

Es muß aber besonders betont werden, daß diese Einteilung des Ne-Spektrums in ein Singulett-Triplett- und ein Triplett-Quintett-Termsystem nicht etwa bedeuten soll, daß auch die Intervall- und Intensitätsverhältnisse und der Zeemaneffekt hier dieselben Gesetze befolgen wie bei den entsprechenden Multipletts erster Stufe; vielmehr soll diese Einteilung nur eine übersichtliche Ordnung der vorkommenden J -Werte erleichtern. In Wirklichkeit bilden die vier s -Terme eine enge Einheit zusammen, und ebenso bilden die zehn p -Terme eine enge Einheit zusammen usw., wie besonders auch bei ihrem Zeemaneffekt (§ 13) hervortreten wird. Diese engen Einheiten werden nur dadurch gegliedert, daß die auf $\text{Ne}^+ \cdot p_2$ aufgebaute Termgruppe nach PASCHEN um rund 780 Wellenzahlen gegenüber der auf $\text{Ne}^+ \cdot p_1$ aufgebauten Termgruppe verschoben ist. Diese Gruppeneinteilung gegeneinander verschobener Terme ist in Tab. 15 (ebenso allgemein in Tab. 16) durch senkrechte Trennungsstriche angedeutet.

Das Schema der J -Werte von Tab. 15, wo man von den J -Werten des Ionen-Grundterms durch Verzweigung zu den J -Werten der s -Terme des Atoms gelangt, läßt sich nun auf Grund desselben Verzweigungsprinzips erweitern zu dem allgemeinen Schema der Multipletterme zweiter Stufe mit den in Tab. 16 angegebenen J -Werten. Bei der Verzweigung von $J=\frac{1}{2}$ in 0 und 1 hat nur der letztere Zweig reale Bedeutung, da Terme mit $J=0$ durch die allgemeine Strukturregel (15') $|R - K| + \frac{1}{2} \leq J \leq |R + K| - \frac{1}{2}$ ausgeschlossen sind.

Die Normierung der J schließt sich der schon bei den Multipletts erster Stufe bewährten an; die Bezeichnung der Spektroskopie behält diese J -Werte bei, soweit sie ganzzahlig sind, nimmt aber statt der halbzahligen J -Werte um $\frac{1}{2}$ kleinere Werte als innere Quantenzahlen j . Bei den Multipletts erster Stufe war als Termbezeichnung in § 8 das Symbol n_k^r eingeführt worden (j als ganze innere Quantenzahl, n als Hauptquantenzahl, $k=1, 2, 3, \dots$ bei s -, p -, d -, ... Termen, $r=1, 2, 3, \dots$

<p>Singulett- p-Term erster Stufe n_{21}^1</p> <p>Dublett- Quartett- System zweiter Stufe n_{kj}^{24}</p>	$\begin{array}{c} \frac{3}{2} \\ \swarrow \quad \searrow \\ 1 \qquad \qquad 2 \\ 1 \ 2 \qquad \qquad 1 \ 2 \ 3 \\ \qquad 2 \ 3 \qquad \qquad 1 \ 2 \ 3 \ 4 \\ \qquad \qquad 3 \ 4 \qquad \qquad 2 \ 3 \ 4 \ 5 \end{array}$		
<p>Dublett- p-Terme erster Stufe n_{2j}^2</p> <p>Singulett- Triplet- Quintett- System zweiter Stufe n_{kj}^{1335}</p>	$\begin{array}{c} 1 \\ \swarrow \quad \searrow \\ \frac{1}{2} \qquad \qquad \frac{3}{2} \\ \frac{3}{2} \qquad \qquad \frac{1}{2} \ \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \\ \qquad \frac{5}{2} \qquad \qquad \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \\ \qquad \qquad \frac{7}{2} \qquad \qquad \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \ \frac{9}{2} \end{array}$		$\begin{array}{c} 2 \\ \swarrow \quad \searrow \\ \frac{3}{2} \qquad \qquad \frac{5}{2} \\ \frac{1}{2} \ \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \qquad \qquad \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \\ \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \qquad \qquad \frac{1}{2} \ \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \ \frac{9}{2} \\ \qquad \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \ \frac{9}{2} \qquad \qquad \frac{3}{2} \ \frac{5}{2} \ \frac{7}{2} \ \frac{9}{2} \ \frac{11}{2} \end{array}$
<p>Triplet- p-Terme erster Stufe n_{2j}^3</p> <p>Dublett- Quartett- Sextett- System zweiter Stufe n_{kj}^{22446}</p>	$\begin{array}{c} \frac{1}{2} \\ \downarrow \\ 1 \\ 1 \ 2 \\ \qquad 2 \ 3 \\ \qquad \qquad 3 \ 4 \end{array}$	$\begin{array}{c} \frac{3}{2} \\ \swarrow \quad \searrow \\ 1 \qquad \qquad 2 \\ 1 \ 2 \qquad \qquad 1 \ 2 \ 3 \\ \qquad 2 \ 3 \qquad \qquad 1 \ 2 \ 3 \ 4 \\ \qquad \qquad 3 \ 4 \qquad \qquad 2 \ 3 \ 4 \ 5 \end{array}$	

Tabelle 16. p-Term-Verzweigung.

bei Singulett-, Dublett-, Triplet-, ... Termen). Bei den Komplex-
 termen zweiter Stufe müssen wir mehrere Werte r als obere
 Indices anfügen: n_{kj}^{rrr} , also etwa einen Neonterm, weil er dem
 Singulett-Triplett-Quintett-System angehört, mit n_{kj}^{1335} bezeichnen.
 Soll noch besonders angedeutet werden, daß der betreffende
 Term speziell zu der von $Ne^+ - p_1'$ abgezweigten Triplet-Quintett-
 Gruppe gehört, so wird durch Überstreichen geschrieben $n_{kj}^{\overline{1335}}$.
 Da es dann immer noch zwei solche Terme gibt, müssen diese
 noch durch angehängte Buchstaben a und b unterschieden
 werden, wie es folgende Gegenüberstellung der systematischen
 Bezeichnung und der von PASCHEN (vgl. Tab. 8, § 7) erläutert
 (Tab. 16a).

Singulett- d-Term erster Stufe n_{32}^1	$\frac{5}{2}$ ↙ ↘ 2 3 1 2 3 2 3 4 1 2 3 4 1 2 3 4 5 2 3 4 5 1 2 3 4 5 6		
Dublett- d-Term erster Stufe n_{3j}^2	2 ↙ ↘ $\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2}$ $\frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2}$ $\frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2}$ $\frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2}$ $\frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2}$ $\frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2} \frac{11}{2}$		3 ↙ ↘ $\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$ $\frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2}$ $\frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2}$ $\frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2}$ $\frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2} \frac{11}{2}$ $\frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2} \frac{11}{2}$ $\frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{7}{2} \frac{9}{2} \frac{11}{2} \frac{13}{2}$
Triplett- d-Term erster Stufe n_{3j}^3	$\frac{3}{2}$ ↙ ↘ 1 2 1 2 1 2 3 2 3 1 2 3 4 3 4 2 3 4 5	$\frac{5}{2}$ ↙ ↘ 2 3 1 2 3 2 3 4 1 2 3 4 1 2 3 4 5 2 3 4 5 1 2 3 4 5 6	$\frac{7}{2}$ ↙ ↘ 3 4 2 3 4 3 4 5 1 2 3 4 5 2 3 4 5 6 1 2 3 4 5 6 1 2 3 4 5 6 7

Tabelle 16. d-Term-Verzweigung.

s_3	s_2	s_4	s_5	p_1	p_2	p_5	p_4	p_3	p_7	p_{10}	p_6	p_8	p_9
n_{10}^{1335}	n_{11}^{1335}	n_{11}^{1335}	n_{12}^{1335}	n_{20}^{1335}	n_{21a}^{1335}	n_{21b}^{1335}	n_{22}^{1335}	n_{20}^{1335}	n_{21a}^{1335}	n_{21b}^{1335}	n_{22a}^{1335}	n_{22b}^{1335}	n_{23}^{1335}

s'_1	s''_1	s''''_1	s'''_1	d_6	d_2	d_5	d''_1	d_3	d'_1	d_4	d'_4
n_{31}^{1335}	n_{32a}^{1335}	n_{32b}^{1335}	n_{33}^{1335}	n_{30}^{1335}	n_{31a}^{1335}	n_{31b}^{1335}	n_{32a}^{1335}	n_{32b}^{1335}	n_{33a}^{1335}	n_{33b}^{1335}	n_{34}^{1335}

Tabelle 16a. Neonterm.

Diese Bezeichnungweise für die Terme zweiter Stufe ist eindeutig, wenn man noch verabredet, mit a den Term mit dem kleineren, mit b den Term mit dem größeren Absolutwert bei im übrigen gleichen k und j zu bezeichnen.

Das Neonspektrum bildet bisher das einzige Beispiel eines Multiplettsystems zweiter Stufe, und es ist deshalb wichtig, auch bei anderen bisher unaufgelösten Spektren (Ar, Xe, Kr, Bi, Sb, Pb, Sn usw.) das Schema Tab. 16 für die Multiplizität und die inneren Quantenzahlen der zweiten Stufe zu erproben.

Die Intervallverhältnisse bei den Multipletts zweiter Stufe sind nicht so einfach wie bei der ersten Stufe. Jedoch zeigen sich auch hier am Beispiel des Neons einfache Gesetze. Jeder Term zerfällt im Magnetfeld in $2J$ -Termkomponenten, $2J$ ist also das „Gewicht“ des Terms. Man suche nun den „Schwerpunkt“ ν_s^{1335} aus den Termwerten ν der Terme n_{kj}^{1335} mit gemeinsamen k und n unter Berücksichtigung ihrer verschiedenen Gewichte, ferner den „Schwerpunkt“ ν_s^{1335} aus den Termwerten ν der Terme n_{kj}^{1335} mit denselben gemeinsamen k und n (z. B. erstens den Schwerpunkt von $3p_1, 3p_2, 3p_5, 3p_4$ und zweitens den Schwerpunkt von $3p_3, 3p_7, 3p_{10}, 3p_6, 3p_8, 3p_9$, entsprechend Tab. 16a). Es zeigt sich bei Benutzung von PASCHENS Termwerten, daß die beiden Schwerpunkte schon bei niedrigen Laufzahlen n mit großer Annäherung die Entfernung 780 voneinander besitzen, obwohl die einzelnen Terme erst bei hoher Laufzahl n gegen zwei um 780 differierende Grenzen konvergieren.

Schon bei den Multipletts erster Stufe gilt obiges Verzweigungsprinzip: Hat etwa ein Ion (Mg^+) einen Dublett- β -Term als Grundzustand mit $J=1$, so hat das zugehörige Atom (Mg) zwei s -Terme mit $J=\frac{1}{2}$ und $J=\frac{3}{2}$ und zeigt entsprechend ein Singulett- und ein Tripletttermsystem, deren Terme mit wachsender Laufzahl n ein und derselben Grenze zustreben. Der RYDBERGSche Wechselsatz (§ 7) spezialisiert sich hier zum „Verzweigungssatz“.

Allgemein läßt sich der Verzweigungssatz wie folgt aussprechen: Wenn sich das Atom auf Zuständen des Ions aufbaut, die durch die J -Werte J_1, J_2, \dots, J_m charakterisiert sind, so wird das Atom $2m$ s -Terme besitzen mit den J -Werten $J_1 \pm \frac{1}{2}, J_2 \pm \frac{1}{2}, \dots, J_m \pm \frac{1}{2}$, und wird dementsprechend $2m$ Multiplettsysteme der Vielfachheit $2(J_1 \pm \frac{1}{2}), 2(J_2 \pm \frac{1}{2}), \dots, 2(2J_m \pm \frac{1}{2})$ zeigen. Nur wenn $J_1 = \frac{1}{2}$ ist, findet bei ihm eine Verzweigung nicht in $J_1 \pm \frac{1}{2} = 0$ und 1, sondern nur in $J_1 + \frac{1}{2} = 1$ statt, so daß das Atom dann nur $2m - 1$ s -Terme und dementsprechend $2m - 1$ ineinandergreifende Multiplettsysteme besitzt. Der Verzweigungssatz er-

scheint als Erweiterung und Präzisierung des RYDBERGSchen Wechselsatzes (§ 7).

Charakteristisch für die Verzweigung ist noch, daß die beiden Multiplettsysteme, die sich auf einem Zustand des Ions aufbauen (z. B. das auf p_1 aufgebaute Triplett-Quintett-System des Neonspektrums), offenbar eine besondere Zusammengehörigkeit zeigen. Sie besitzen nämlich eine gemeinsame Termseriengrenze, da ja bei völliger Ionisation ein bestimmter Term des Ions übrigbleibt. Ein Beispiel dafür ist die gemeinsame Termseriengrenze der Singuletterme und der Tripletterme des Cd, die sich ja aus dem Dublett- s -Term des Cd-Ions verzweigen. Ein anderes Beispiel dafür ist die gemeinsame Termseriengrenze aller Neonterme, die sich auf dem p_1 -Term des Neonions aufbauen, und die um 780 dagegen verschobene Grenze der auf p_2 aufgebauten Neonterme. Vermutlich ist auch die soeben angeführte Schwerpunkts-eigenschaft ein charakteristisches Merkmal der aus einem Ionenterm abgezweigten Terme des Atoms.

Es kommt übrigens vor (wie besonders GROTRIANs Feststellung der Grundterme durch Absorptionsversuche zeigen), daß der Grundterm des Ions und der des vorangehenden Atoms nicht der Term ist, von dem aus man durch Verzweigung zu den Grundtermen des Atoms gelangt. Daraus folgt, daß manchmal Umlagerungen und Impulsänderungen des zu vorletz gebundenen Elektrons vorkommen, wenn das Ion zum Rumpf des Atoms wird.

Ebenso wie sich auf den höheren Termen erster Stufe beim Einfangen eines Elektrons die Multipletts zweiter Stufe durch Verzweigung aufbauen, so gewinnt man von der zweiten Stufe ausgehend die Komplexterme dritter Stufe. Ist z. B. das zuvorletzt gebundene Elektron als Term n_{kj}^{1335} (p -Term des Ne-Spektrums, Tab. 15) gebunden, so wird jeder der zehn p -Terme zweiter Stufe sich durch Hinzukommen des zuletzt gebundenen Elektrons in zwei s -Terme dritter Stufe verzweigen mit den folgenden J -Werten (Tab. 17):

n_{2j}^{1335} - p -Terme zweiter Stufe	$J = \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	
	↙ ↘	↓	↙ ↘	↙ ↘	↓	↙ ↘	↙ ↘	↙ ↘	↙ ↘	↙ ↘	
s -Terme dritter Stufe	$J = 1 \quad 2$	$1 \quad 1$	$2 \quad 2$	3	$1 \quad 1$	$2 \quad 2$	3	$1 \quad 2$	$2 \quad 2$	$3 \quad 3$	4

Tabelle 17.

Man hat also hier 18 s -Terme dritter Stufe zu erwarten, unter ihnen sechs s -Terme mit $J = 1 = \frac{3}{2}$, sieben mit $J = \frac{4}{2}$, vier mit $J = \frac{6}{2}$ und einen mit $J = \frac{8}{2}$; demnach soll das Spektrum dritter Stufe hier aus sechs Dublett-, sieben Quartett-, vier Sextett-systemen und einem Oktettssystem bestehen, jedoch mit Intervallen und Zeemaneffekten, die völlig von den entsprechenden Multiplettsystemen erster Stufe verschieden sind. Man sieht also, daß hier bereits eine große Fülle von ineinandergreifenden Term-systemen zu erwarten ist, von der aus man durch Verzweigung weiter zu Komplextermssystemen höherer Stufen übergehen kann.

Zum Glück werden aber Komplexterme höherer Stufen nur selten vorkommen, weil mehrere Rumpfelektronen mit $k > 1$ ihre Impulse nach Größe und Richtung leicht aufheben können, indem sie zu impulslos abgeschlossenen Schalen zusammentreten. Immerhin darf man Spektren höherer Stufen besonders dort suchen, wo nach BOHRS System mehrere n_k -Bahnen mit $k > 1$ in un-abgeschlossenen Schalen vorliegen sollen.

§ 13. Zeemaneffekt der Multipletts höherer Stufe.

Wir knüpfen wieder an das Beispiel des Neonspektrums als Typus eines Multiplettsystems zweiter Stufe an. Die Analyse seiner Zeemantypen zeigt, daß die RUNGESche Regel, vielleicht auch die PRESTONSche Regel (§ 5) durchbrochen ist; d. h. die Aufspaltung sowohl der Linien wie der Terme läßt sich im allgemeinen nicht mehr durch rationale Vielfache der normalen Aufspaltung $\Delta\nu = 0$ darstellen und hängt wahrscheinlich von der Laufzahl der Terme ab, ist also nicht mehr innerhalb einer Serie konstant. Die g -Werte der Terme mit gemeinsamem K, J ergänzen sich jedoch zu rationalen und konstanten g -Summen. Z. B. haben die drei Neon- p -Terme n_{22}^{1335} mit $J = \frac{5}{2}$ (d. h. $j = 2$, nämlich p_4, p_6 und p_8 , vgl. Tab. 16a) zwar einzeln irrationale und mit der Termlaufzahl n variable g -Werte, jedoch ist die Summe ihrer drei g -Werte rational und konstant gleich $\frac{11}{3}$. Die g -Summe $\frac{11}{3}$ verteilt sich also in irrationaler Weise auf die drei Terme $p_4 p_6 p_8$; dies ist in der g -Tabelle 18 angedeutet durch $\frac{11}{3}:3$. Nur wo ein J durch einen einzigen Term vertreten ist [z. B. von den Ne- p -Termen zeigt nur p_9 den J -Wert $\frac{7}{2}$ ($j = 3$)], hat dieser Term einen rationalen und konstanten Aufspaltungsfaktor g .

J	1	2	3	4	5	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$
s	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$		n_{kj}^{24}		$\frac{0}{0}$	$\frac{5}{2} : 2$	$\frac{3}{2}$		n_{kj}^{1335}	
p	$\frac{8}{3} : 2$	$\frac{32}{15} : 2$	$\frac{6}{5}$			$\frac{0}{0} : 2$	$5 : 4$	$\frac{11}{3} : 3$	$\frac{4}{3}$		
d	$\frac{2}{3}$	$\frac{32}{15} : 2$	$\frac{72}{35} : 2$	$\frac{8}{7}$		$\frac{0}{0}$	$3 : 3$	$\frac{13}{3} : 4$	$\frac{41}{12} : 3$	$\frac{5}{4}$	
f		$\frac{4}{5}$	$\frac{72}{35} : 2$	$\frac{128}{63} : 2$	$\frac{10}{9}$		$\frac{1}{2}$	$\frac{17}{6} : 3$	$\frac{25}{6} : 4$	$\frac{33}{10} : 3$	$\frac{6}{5}$

J	1	2	3	4	5	6
s	$\frac{10}{3} : 2$	$\frac{46}{15} : 2$	$\frac{8}{5}$			n_{kj}^{22446}
p	$\frac{16}{3} : 4$	$\frac{106}{15} : 5$	$\frac{146}{35} : 3$	$\frac{10}{7}$		
d	$\frac{10}{3} : 3$	$\frac{82}{15} : 5$	$\frac{212}{35} : 5$	$\frac{80}{21} : 3$	$\frac{4}{3}$	
f	0	$\frac{12}{5} : 3$	$\frac{176}{35} : 5$	$\frac{358}{63} : 5$	$\frac{358}{99} : 3$	$\frac{14}{11}$

J	1	2	3	4	5	6
s		$\frac{4}{5}$	$\frac{6}{5}$			n_{kj}^{46}
p	$\frac{2}{3}$	$\frac{32}{15} : 2$	$\frac{72}{35} : 2$	$\frac{8}{7}$		
d	$\frac{8}{3} : 2$	$\frac{32}{15} : 2$	$\frac{72}{35} : 2$	$\frac{128}{63} : 2$	$\frac{10}{9}$	
f	$\frac{2}{3}$	$\frac{32}{15} : 2$	$\frac{72}{35} : 2$	$\frac{128}{63} : 2$	$\frac{200}{99} : 2$	$\frac{12}{11}$

J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{13}{2}$
s		$\frac{1}{2}$	$\frac{13}{6} : 2$	$\frac{4}{3}$			n_{kj}^{3557}
p	$\frac{0}{0}$	$3 : 3$	$\frac{13}{3} : 4$	$\frac{41}{12} : 3$	$\frac{5}{4}$		
d	$\frac{0}{0} : 2$	$5 : 4$	$\frac{13}{3} : 4$	$\frac{25}{6} : 4$	$\frac{33}{10} : 3$	$\frac{6}{5}$	
f	$\frac{0}{0}$	$3 : 3$	$\frac{13}{3} : 4$	$\frac{25}{6} : 4$	$\frac{41}{10} : 4$	$\frac{27}{30} : 3$	$\frac{7}{6}$

Tabelle 18. g -Werte zweiter Stufe.

Tab. 18 gibt die g -Werte bzw. g -Summen für die s -, p -, d - und f -Terme der einfachsten Multiplettsysteme zweiter Stufe wieder, deren J -Struktur schon in Tab. 16 als Abzweigung aus p - und d -Termen erster Stufe dargestellt war. Wie diese g -Tabelle gewonnen ist, kann hier nicht im einzelnen wiedergegeben werden. Bemerkt sei nur, daß die Berechnung der g auf einer Verbindung des in § 12 angewandten Verzweigungsprinzips mit dem in § 15 zu besprechenden HEISENBERG-PAULISCHEN Prinzip der permanenten g -Summen beim Übergang von starkem zu schwachem äußerem Feld beruht.

Entsprechende Tabellen lassen sich für die von den höheren Termen erster Stufe abzweigenden Multipletts zweiter, dritter usw. Stufe und für Komplexterme höherer Stufe geben. Jedoch möge die Auswahl Tab. 18 genügen, zumal bisher nur das Neonspektrum n_{kj}^{1335} als einziges nach Struktur und Zeemaneffekt bekanntes Beispiel als Beleg dienen kann. Die Erforschung weiterer Beispiele für Spektren höherer als erster Stufe (Ar, Xe, Kr, ferner Pb, Sn, Bi, Sb und anderer bisher unaufgelöster Spektren) ist eine lohnende Aufgabe.

Dritter Abschnitt.

Der Paschen-Back-Effekt.

§ 14. Übergang zu starkem Feld bei den Dubletts.

Jede einzelne Spektrallinie eines Linienmultipletts (z. B. sp_1 , sp_2 , sp_3) zeigt in schwachem Magnetfeld § einen typischen Zeemaneffekt, dessen Spannweite proportional der Feldstärke § ist und dessen Komponenten symmetrisch zu ihrer feldlosen Linienschwingungszahl liegen. Bei anwachsendem Feld § müssen demnach die π - und σ -Komponenten benachbarter Multiplettlinien einander in die Quere kommen und einander sogar überkreuzen. Aber schon bei Feldstärken, wo von solchen Überkreuzungen noch keine Rede ist, zeigen sich unsymmetrische Verzerrungen der einzelnen Zeemantypen, gleichsam als ob zwischen den einander sich nähernden π - und σ -Komponenten benachbarter Multiplettlinien Anziehungs- und Abstoßungskräfte beständen; diese Unsymmetrie gegen die Bildmitte macht sich nicht nur in den Lagen, sondern auch in den Intensitäten der Zeemankomponenten

bemerkbar. Bei Anwendung stärkerer Felder, welche zu Überkreuzungen Anlaß geben, werden auch die Unsymmetrien stärker, und bei weiter anwachsendem Magnetfeld zeigt sich eine vollkommene Umwandlung der miteinander verwobenen π - und σ -Komponenten, die aus den Linien eines Linienmultipletts entspringen, derart, daß gewisse Komponenten miteinander zusammenfließen, andere ihre Intensität einbüßen, d. h. verschwinden. Bei stärksten Feldern bleiben schließlich von den vielen π - und σ -Komponenten im ganzen nur noch drei übrig und bilden

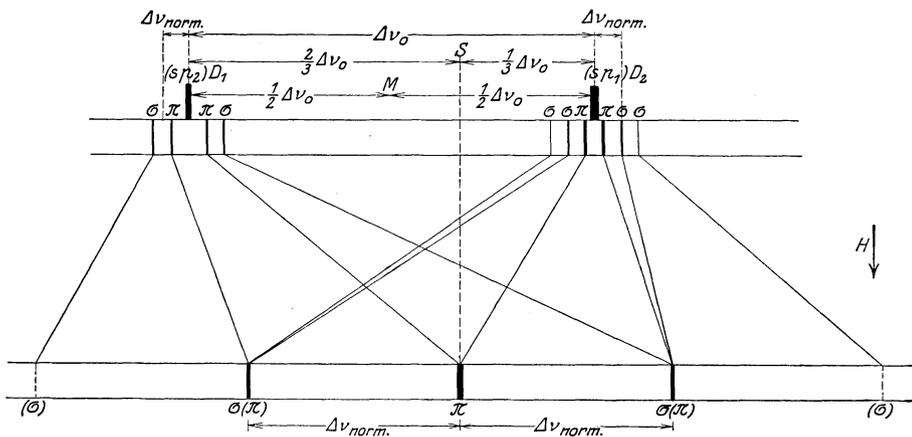


Abb. 7. D-Linien-Verwandlung.

ein normales Triplett, dessen Spannweite entsprechend der großen Feldstärke groß gegen den Linienabstand des feldlosen Multipletts ist. Diese Normalisierung des Zeemaneffekts ist von PASCHEN und BACK entdeckt worden. Ein schematisches Bild des Übergangs von schwachem zu starkem Feld bei den magnetischen Aufspaltungen des Na-Liniendubletts ($s p_1$) und ($s p_2$) zeigt Abb. 7 nach SOMMERFELD. S gibt die Lage des „Schwerpunktes“ an (s. u.); im starken Feld liegt am Ort des Schwerpunktes eine π -Komponente, rechts oder links von ihr in normalem Abstand je eine σ -Komponente. Weitere π - und σ -Komponenten, in Abb. 7 eingeklammert, verlieren bei starkem Felde ihre Intensität.

Um die Erscheinung systematisch zu behandeln, soll als „schwach“ ein Feld ξ bezeichnet werden, wenn die Zeemaneffekte der einzelnen Multiplettlinien sich noch nicht im

entferntesten in die Quere kommen, anders ausgedrückt, wenn die Schwingungszahl $\sigma = 4,7 \cdot 10^{-5} \mathfrak{H}c$ ($= \Delta\nu$ des normalen Effekts) noch klein ist gegenüber dem Abstand zweier feldloser Linien des betrachteten Linienmultipletts. Und als „stark“ gilt ein Feld \mathfrak{H} , in welchem σ groß gegenüber der feldlosen Multiplettbreite ist. Ein „schwaches“ Feld erzeugt also den normalen Zeemaneffekt, ein „starkes“ Feld erzeugt seine Paschen-Back-Verwandlung in ein normales Triplett. Ein und dasselbe Feld \mathfrak{H} wird gegenüber einem sehr engen Linienmultiplett „stark“, gegenüber einem weiten Linienmultiplett „schwach“ sein können.

Dem Wesen dieser Umwandlung kommt man näher, wenn man vom Paschen-Back-Effekt der Linien auf den der Terme zurückgeht, d. h. die Frage stellt, in welcher Weise die symmetrischen Aufspaltungsterme $\Delta\nu = mg \cdot \sigma$, die z. B. in Tab. 5 für die Dublett- und Tripletttermaufspaltungen in schwachem Feld zusammengestellt waren, sich in mittlerem und starkem Feld verhalten. Offenbar ist hier keine Proportionalität der $\Delta\nu$ mit \mathfrak{H} mehr vorhanden. Man kann dies so auffassen, daß in den magnetischen Termen $\Delta\nu = mg \cdot \sigma$ zwar σ seinen gewöhnlichen, mit \mathfrak{H} proportionalen Wert $4,7 \cdot 10^{-5} c\mathfrak{H}$ behält, auch m in dem anwachsenden Feld konstant bleibt, aber der Aufspaltungsfaktor g des Terms sich ändert.

Gehen wir in dieser Weise vom Paschen-Back-Effekt der Multiplettlinien auf den der Multiplettterme zurück, so erfährt auch der Begriff „starkes“ und „schwaches“ Feld eine Modifikation. Ein Feld hat z. B. bezüglich des Anfangstermmultipletts (z. B. $d_1 d_2 d_3$) als stark zu gelten, wenn σ groß gegen die enge Distanz seiner Termschwingungszahlen ist, und dasselbe Feld ist gleichzeitig schwach bezüglich des Endtermmultipletts (z. B. $p_1 p_2 p_3$), wenn σ klein gegen die Terminterintervalle des letzteren ist. In diesem Falle wird das Linienmultiplett ($p_i d_j$) einen „partiellen Paschen-Back-Effekt“ zeigen, indem die Aufspaltungsterme der engen Anfangsterme bereits ihre totale Paschen-Back-Verwandlung durchgemacht haben, während von den Endtermen noch jeder für sich seine unverzerrten oder nur schwach gestörten Zeemanterme besitzt.

Der erste erfolgreiche Versuch einer formalen Beschreibung und modellmäßigen Behandlung des Paschen-Back-Effekts, und zwar des Liniendubletts ($p_1 s$) und ($p_2 s$), rührt von WOLDEMAR

VOIGT her. Seine Voraussagen für die allmähliche Verwandlung des Aufspaltungsbildes bei anwachsendem Feld konnten von KENT am Beispiel des Dubletts bestätigt werden. VOIGTS Rechnungen wurden von A. SOMMERFELD in ein formal vollendet einfaches Gewand gekleidet. Trotzdem führte diese Theorie nicht weiter; denn wie alle Vor-BOHRschen Versuche bezogen sie sich auf die Eigenschaften der Linien, die eben weit komplizierter sind als die der sie aufbauenden Terme. Nachdem aber die quantentheoretische Termanalyse des anomalen Zeemaneffekts durch Zerlegung der Linienverschiebungen $\Delta\nu$ in je zwei Termverschiebungen $\Delta\nu = \Delta\nu_a - \Delta\nu_e$ gelungen war (§ 6), wandte SOMMERFELD eine entsprechende Termanalyse auf die Verschiebungen an, welche die VOIGTSche Theorie für die magnetischen Linienkomponenten voraussagte, in folgender Weise:

Es bedeute nach VOIGT ν_s den zwischen der Termschwingungszahl p_1 und p_2 liegenden „Schwerpunkt“, der von p_1 halb so weit wie von p_2 entfernt ist, als ob p_1 mit doppeltem „Gewicht“ gegenüber p_2 auftrete. Ferner sei ω der Abstand $p_1 - p_2$, also $\gamma_1\omega = +\frac{1}{3}\omega = p_1 - \nu_s$ und $\gamma_2\omega = -\frac{2}{3}\omega = p_2 - \nu_s$ mit den relativen „Hebelarmen“ $\gamma_1 = +\frac{1}{3}$, $\gamma_2 = -\frac{2}{3}$, die auch als „Intervallfaktoren“ bezeichnet werden; o bedeute wieder den linear mit \mathfrak{H} anwachsenden Wert der normalen Larmorpräzession, m die äquatoriale Quantenzahl, J die Drehimpulsquantenzahl des Atoms und K die des Leuchtelektrons bei den Dublettermzerlegungen entsprechend Tab. 5 § 6. Dann behauptet die VOIGTSche Theorie in SOMMERFELDS Termzerlegung, daß der Termkomplex die Termaufspaltung besitze:

$$(25) \quad \nu = \nu_s + o \cdot m - \frac{\omega}{4K} \pm \frac{1}{2} \sqrt{o^2 + 2 \frac{m}{K} o \omega + \omega^2},$$

welche nicht mehr linear in o , also auch nicht mehr proportional zu \mathfrak{H} ist. Das obere Vorzeichen der Wurzel soll sich auf p_1 , das untere auf p_2 beziehen. Der Inhalt dieser Formel wird klar, wenn man sie im Grenzfall o klein gegen ω (Zeemaneffekt) und o groß gegen ω (Paschen-Back-Effekt) betrachtet:

Ist $o \ll \omega$ (schwaches Feld), so wird in erster Näherung

$$(26) \quad \begin{cases} \nu = \nu_s + \omega \cdot \left(\pm \frac{1}{2} - \frac{1}{4K} \right) + o m \cdot \left(1 \pm \frac{1}{2K} \right) \\ = \nu_s + \omega \cdot \gamma_{\text{schwach}} + o m \cdot g_{\text{schwach}} \end{cases}$$

Diese Formel gibt in der Tat zunächst für den Hebelarm γ bei p_1 und p_2 ($K = \frac{2}{3}$) die Werte $\gamma_1 = \frac{1}{3}$ und $\gamma_2 = -\frac{2}{3}$, ferner für den Aufspaltungsfaktor g bei p_1 und p_2 die richtigen Werte $g_1 = \frac{4}{3}$ und $g_2 = \frac{2}{3}$ (vgl. Tab. 5 § 6).

Ist $o \gg \omega$ (starkes Feld), so wird in erster Näherung

$$(26') \quad \begin{cases} v = \nu_S + \omega \cdot \left(\pm \frac{1}{2} \frac{m}{K} - \frac{1}{4K} \right) + om \left(1 \pm \frac{1}{2m} \right) \\ = \nu_S + \omega \cdot \gamma_{\text{stark}} + om \cdot g_{\text{stark}} \end{cases}$$

Es machen also sowohl die Werte des Aufspaltungsfaktors g wie die des Intervallfaktors γ eine Verwandlung beim Übergang von schwachem zu starkem Feld durch. Im einzelnen ist dieser Übergang zusammengestellt in Tab. 19, deren Werte mg und γ , in die Formel

$$(27) \quad v = \nu_S + \omega \gamma + omg$$

eingesetzt, die Entfernung der Term aufspaltungsgrößen vom Schwerpunkt ν_S des ganzen Termmultipletts wiedergeben.

	$R = \frac{2}{2}$	m	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$
p_1 $K = \frac{3}{2}$ $J = 2$	$mg_{\text{stark}} \rightarrow mg_{\text{schwach}}$ ($\gamma_{\text{stark}} \rightarrow \gamma_{\text{schwach}}$)		$-2 \rightarrow -2$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$	$-\frac{2}{3} \rightarrow 0$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	$\frac{2}{3} \rightarrow 1$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow 0\right)$	$2 \rightarrow 2$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$
p_2 $K = \frac{3}{2}$ $J = 1$	$mg_{\text{stark}} \rightarrow mg_{\text{schwach}}$ ($\gamma_{\text{stark}} \rightarrow \gamma_{\text{schwach}}$)			$-\frac{1}{3} \rightarrow -1$ $\left(-\frac{3}{2} \rightarrow 0\right)$	$\frac{1}{3} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{2}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	

Tabelle 19.

Man sieht in Tab. 19 besonders deutlich, wie die einzelnen Termkomponenten von p_1 ganz verschiedene Wege \rightarrow im starken Feld einschlagen, ebenso die von p_2 , so daß eine völlige Umwandlung des p-Term aufspaltungskomplexes resultiert, und zwar sowohl bezüglich der in (27) mit o (proportional ξ) zu multiplizierenden Größen mg wie bezüglich der mit der Konstanten ω zu multiplizierenden Größen γ . Man bemerkt übrigens, daß die Werte von mg in starkem Feld ganzzahlig sind, worin die Normalisierung des Zerlegungsbildes in starkem Feld ihren

Ursprung hat (s. u.). Die Werte für mittleres Feld können aus der allgemeinen Formel (25) bei beliebigem Verhältnis o/ω entnommen werden.

Die Dublettformel (25) und ihre Grenzfälle (26), (26') gilt aber nicht nur für die p-Terme ($K = \frac{3}{2}$), sondern auch für die d-Terme ($K = \frac{5}{2}$), f-Terme ($K = \frac{7}{2}$) usw. und auch für den s-Term ($K = \frac{1}{2}$), wobei letzterer als ein s_1 -Term zu betrachten ist. Die zugehörige Erweiterung der Tab. 19 für die höheren Dubletterme findet man in Tab. 21. Dort sieht man u. a., daß beim s-Term die Größen mg und γ beim Anwachsen des Feldes unverändert bleiben.

Danach sind jetzt für eine beliebige Kombination zweier Dubletterme nicht nur die Zeemaneffekte gemäß § 6 und § 9 durch ein Pfeilschema zu konstruieren, sondern auch deren magnetische Verwandlung bei wachsendem Feld anzugeben, vorausgesetzt, daß noch die feldlose Termdifferenz ω sowohl für den Anfangsterm ω_a wie für den Endterm ω_e gegeben bzw. gemessen ist.

Zu kombinieren sind dabei wie stets nur je zwei Terme mit $m_a - m_e = 0$ (π -Komponenten) und $m_a - m_e = \pm 1$ (σ -Komponenten). Hand in Hand mit der Umwandlung der Terme $\nu = \nu_s + \gamma\omega + mgo$ treten Umwandlungen der bei ihrer Kombination geltenden Intensitätsregel (§ 6) auf, die sich in mittleren Feldern als Herabdrückung der Intensität gewisser π - und σ -Komponenten bemerkbar machen, in sehr starken Feldern aber schließlich zur Unterdrückung gewisser Komponenten führen (§ 16). Andererseits wird die Beschränkung der Termkombinationen auf die Übergänge $J_a - J_e = 0$ und ± 1 durch ein starkes Feld aufgehoben; z. B. treten bei anwachsendem Feld zunächst schwach auch die verbotenen Kombinationen $J_a - J_e = \pm 2, \pm 3, \dots$ auf [Beispiel die von PASCHEN und BACK gefundenen Kombinationen ($p_2 d_1$)].

Von Bedeutung, besonders bei der Verallgemeinerung der Tab. 19 auf die Paschen-Back-Verwandlungen der höheren Multipletts (Tab. 21), ist eine Eigenschaft der g - und γ -Werte, die man als „Permanenz der g - und γ -Summen“ bezeichnet und die wir an Tab. 20 erläutern. Man summiere die zu gleichem m , aber verschiedenem J gehörigen mg -Werte des Termkomplexes p , und zwar sowohl in schwachem Feld für sich, wie in starkem Feld für sich entsprechend folgendem Schema im Anschluß an Tab. 19:

mg	$-2 \rightarrow -2$	$-\frac{2}{3} \rightarrow 0$	$\frac{2}{3} \rightarrow 1$	$2 \rightarrow 2$
mg		$-\frac{1}{3} \rightarrow -1$	$\frac{1}{3} \rightarrow 0$	
$\sum_J mg$	$-2 \rightarrow -2$	$-1 \rightarrow -1$	$1 \rightarrow 1$	$2 \rightarrow 2$

Tabelle 20.

Als Resultat ergibt sich, daß zwar die einzelnen mg beim Feldanwachsen sich verwandeln, jedoch ihre zu den einzelnen m gehörigen Summen $\sum_J mg = m \cdot \sum_J g$ konstant („permanent“) bleiben. Entsprechendes gilt für die γ der Tab. 19:

γ	$\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$	$\left(\frac{1}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	$\left(\frac{1}{3} \rightarrow 0\right)$	$\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$
γ		$\left(-\frac{2}{3} \rightarrow 0\right)$	$\left(-\frac{2}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	
$\sum_J \gamma$	$\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$	$\left(-\frac{1}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	$\left(-\frac{1}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	$\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$

Tabelle 20 (Fortsetzung).

Auch hier bleibt $\sum_J \gamma$ summiert über die zu je einem m gehörigen Intervallfaktoren γ (Hebelarme) bei dem p -Termkomplex permanent. Wir fassen zusammen:

$$(28) \quad m \sum_J g_{\text{schwach}} = m \sum_J g_{\text{stark}} \quad (m, R, K \text{ gemeinsam, über } J \text{ summiert})$$

$$(28') \quad \sum_J \gamma_{\text{schwach}} = \sum_J \gamma_{\text{stark}} \quad (m, R, K \quad , \quad , \quad J \quad , \quad)$$

als Permanenzgesetz der g - und γ -Summen beim Übergang von schwachem zu starkem Feld. Die Permanenz ist gemäß (25) übrigens auch bei mittlerem Feld gewahrt. Natürlich ist diese Permanenz nicht aus dem einen Fall des Dublett- p -Termkomplexes als allgemeines „Gesetz“ bewiesen. Vielmehr ist es eine besondere Behauptung, daß sich bei der Mannigfaltigkeit der Paschen-Back-Verwandlungen auch der höheren Multipletterme gerade die Gl. (28), (28') als allgemeingültig erweisen, und zwar nicht nur für die ganze in § 8 bis § 10 behandelte Multiplett-kategorie, sondern auch bei den Multipletts höherer Stufen (§ 13). Die Permanenz der g -Summen ist zuerst von W. HEISENBERG erkannt

und von W. PAULI auf die höheren Multipletts verallgemeinert und heuristisch verwendet worden, während die Permanenz der γ -Summen sich weiter bei der Systematik der Multiplettintervallbeziehungen ergab.

§ 15. Paschen-Back-Verwandlung bei den Multiplettermen.

Nachdem die wesentlichen Züge einer Paschen-Back-Verwandlung am Beispiel des Duplettermkomplexes p in § 14 erläutert sind, können wir uns bei den höheren Komplextermen der Multipletts verhältnismäßig kurz fassen, zumal als eine experimentelle Bestätigung bei den höheren Multipletts zum größten Teil noch nicht erbracht ist. Wir gehen wieder aus von der Gl. (27):

$$(29) \quad \nu = \nu_s + \gamma \omega + m g \omega,$$

in welcher nun die Werte γ und $m g$ bei den sämtlichen Aufspaltungstermen der höheren Multipletts sowohl in schwachem wie in starkem Feld angegeben werden sollen. Dies geschieht in Tab. 21, die ganz nach Analogie von Tab. 20 gebaut ist und deren Berechnungsart wir gleich angeben werden. In (29) ist wieder das Grundmaß ω für alle Terme eines (feldlosen) Termmultipletts (R, K gemeinsam, J verschieden) gemeinsam, im übrigen ist aber ω , je nach der Spannweite des betreffenden Termmultipletts, der verschiedensten Werte fähig. Der Beobachtung kann stets nur das Produkt $\gamma \cdot \omega$, d. h. der reale Abstand jedes einzelnen Terms vom Schwerpunkt ν_s seines Multipletts entnommen werden, und auch dies nur, wenn eine bestimmte Verabredung über die Lage ν_s des Schwerpunkts getroffen ist. Daher bleibt in dem Produkt $\gamma \cdot \omega$ der Faktor γ stets nur bis auf einen konstanten Faktor durch die Beobachtung kontrollierbar, selbst wenn der Schwerpunkt festgelegt ist. (Z. B. könnte man als Hebelarme γ bei den Dublettermen p_1 und p_2 statt $+\frac{1}{3}$ und $-\frac{2}{3}$ mit demselben Recht auch $+\frac{5}{7}$ und $-\frac{10}{7}$ annehmen.) Diese Willkür steckt auch in den γ -Werten der Tab. 19 und 21; ihre Normierung ist aus Gründen formaler (möglicherweise auch modellmäßig zu bevorzugender) Natur so gewählt worden, daß sie als natürliche Verallgemeinerung der Wahl $\gamma = +\frac{1}{3}$ und $-\frac{2}{3}$ der Dublett- p -Terme erscheint, siehe Gl. (30).

Singuletterme $R = \frac{1}{2}$.

$\begin{matrix} m \\ KJ \end{matrix}$	-2	-1	0	1	2
$\begin{matrix} 1 & 1 \\ 2 & 2 \end{matrix}$			$0 \rightarrow 0$ ($0 \rightarrow 0$)		
$\begin{matrix} 3 & 3 \\ 2 & 2 \end{matrix}$		$-1 \rightarrow -1$ ($0 \rightarrow 0$)	$0 \rightarrow 0$ ($0 \rightarrow 0$)	$1 \rightarrow 1$ ($0 \rightarrow 0$)	
$\begin{matrix} 5 & 5 \\ 2 & 2 \end{matrix}$	$-2 \rightarrow -2$ ($0 \rightarrow 0$)	$-1 \rightarrow -1$ ($0 \rightarrow 0$)	$0 \rightarrow 0$ ($0 \rightarrow 0$)	$1 \rightarrow 1$ ($0 \rightarrow 0$)	$2 \rightarrow 2$ ($0 \rightarrow 0$)

Quartetterme $R = \frac{4}{2}$.

$\begin{matrix} m \\ KJ \end{matrix}$	$-\frac{7}{2}$	$-\frac{5}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	
$\frac{1}{2} \begin{matrix} 2 \\ 3 \\ 2 \\ 1 \end{matrix}$			$-3 \rightarrow -3$ ($0 \rightarrow 0$)	$-1 \rightarrow -1$ ($0 \rightarrow 0$)	$1 \rightarrow 1$ ($0 \rightarrow 0$)	$3 \rightarrow 3$ ($0 \rightarrow 0$)			
$\frac{3}{2} \begin{matrix} 3 \\ 2 \\ 1 \end{matrix}$		$-4 \rightarrow -4$ $\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right)$	$-\frac{12}{5} \rightarrow -2$ $\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{6}\right)$	$-\frac{4}{5} \rightarrow 0$ $\left(\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{6}\right)$	$\frac{4}{5} \rightarrow 2$ $\left(\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}\right)$	$\frac{12}{5} \rightarrow 3$ $\left(\frac{1}{2} \rightarrow 0\right)$	$4 \rightarrow 4$ $\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right)$		
			$-\frac{39}{15} \rightarrow -3$ $\left(-\frac{1}{3} \rightarrow 0\right)$	$-\frac{13}{15} \rightarrow -1$ $\left(-\frac{1}{3} \rightarrow 0\right)$	$\frac{13}{15} \rightarrow 1$ $\left(-\frac{1}{3} \rightarrow 0\right)$	$\frac{39}{15} \rightarrow 2$ $\left(-\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{6}\right)$			
				$-\frac{4}{3} \rightarrow -2$ $\left(-\frac{5}{6} \rightarrow -\frac{1}{2}\right)$	$\frac{4}{3} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{5}{6} \rightarrow -\frac{1}{6}\right)$				
$\frac{5}{2} \begin{matrix} 4 \\ 3 \\ 2 \\ 1 \end{matrix}$		$-5 \rightarrow -5$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow \frac{3}{5}\right)$	$-\frac{25}{7} \rightarrow -3$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow \frac{1}{5}\right)$	$-\frac{15}{7} \rightarrow -1$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{1}{5}\right)$	$-\frac{5}{7} \rightarrow 1$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{3}{5}\right)$	$\frac{5}{7} \rightarrow 2$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{3}{10}\right)$	$\frac{15}{7} \rightarrow 3$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow 0\right)$	$\frac{25}{7} \rightarrow 4$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow \frac{3}{10}\right)$	$5 \rightarrow 5$ $\left(\frac{3}{5} \rightarrow \frac{3}{5}\right)$
			$-\frac{120}{35} \rightarrow -4$ $\left(-\frac{1}{10} \rightarrow \frac{3}{10}\right)$	$-\frac{72}{35} \rightarrow -2$ $\left(-\frac{1}{10} \rightarrow \frac{1}{10}\right)$	$-\frac{24}{35} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{1}{10} \rightarrow -\frac{1}{10}\right)$	$\frac{24}{35} \rightarrow 1$ $\left(-\frac{1}{10} \rightarrow 0\right)$	$\frac{72}{35} \rightarrow 2$ $\left(-\frac{1}{10} \rightarrow \frac{1}{10}\right)$	$\frac{120}{35} \rightarrow 3$ $\left(-\frac{1}{10} \rightarrow \frac{1}{5}\right)$	
			$-\frac{9}{5} \rightarrow -3$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow 0\right)$	$-\frac{3}{5} \rightarrow -1$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow 0\right)$	$\frac{3}{5} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{1}{10}\right)$	$\frac{9}{5} \rightarrow 1$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{1}{5}\right)$			
				$0 \rightarrow -2$ $\left(-\frac{9}{10} \rightarrow -\frac{3}{10}\right)$	$0 \rightarrow -1$ $\left(-\frac{9}{10} \rightarrow -\frac{3}{5}\right)$				

Tabelle 21. Umwandlung der mg und γ .

Dubletterme $R = \frac{2}{2}$.

$\begin{matrix} m \\ KJ \end{matrix}$	$-\frac{5}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$	$+\frac{5}{2}$
$\frac{1}{2} \left\{ \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} \right.$			$-1 \rightarrow -1$ (0 \rightarrow 0)	$1 \rightarrow 1$ (0 \rightarrow 0)		
$3 \left\{ \begin{matrix} 2 \\ 2 \end{matrix} \right.$		$-2 \rightarrow -2$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$	$-\frac{2}{3} \rightarrow 0$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$	$\frac{2}{3} \rightarrow 1$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow 0\right)$	$2 \rightarrow 2$ $\left(\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3}\right)$	
$2 \left\{ \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} \right.$			$-\frac{1}{3} \rightarrow -1$ $\left(-\frac{2}{3} \rightarrow 0\right)$	$\frac{1}{3} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{2}{3} \rightarrow -\frac{1}{3}\right)$		
$5 \left\{ \begin{matrix} 3 \\ 2 \end{matrix} \right.$	$-3 \rightarrow -3$ $\left(\frac{2}{5} \rightarrow \frac{2}{5}\right)$	$-\frac{9}{5} \rightarrow -1$ $\left(\frac{2}{5} \rightarrow -\frac{2}{5}\right)$	$-\frac{3}{5} \rightarrow 0$ $\left(\frac{2}{5} \rightarrow -\frac{1}{5}\right)$	$\frac{3}{5} \rightarrow 1$ $\left(\frac{2}{5} \rightarrow 0\right)$	$\frac{9}{5} \rightarrow 2$ $\left(\frac{2}{5} \rightarrow \frac{1}{5}\right)$	$3 \rightarrow 3$ $\left(\frac{2}{5} \rightarrow \frac{2}{5}\right)$
$2 \left\{ \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} \right.$		$-\frac{6}{5} \rightarrow -2$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow \frac{1}{5}\right)$	$-\frac{2}{5} \rightarrow -1$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow 0\right)$	$\frac{2}{5} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{1}{5}\right)$	$\frac{6}{5} \rightarrow 1$ $\left(-\frac{3}{5} \rightarrow -\frac{2}{5}\right)$	

Tripletterme $R = \frac{3}{2}$.

$\begin{matrix} m \\ KJ \end{matrix}$	-3	-2	-1	0	1	2	3
$\frac{1}{2} \left\{ \begin{matrix} 3 \\ 2 \end{matrix} \right.$			$-2 \rightarrow -2$ (0 \rightarrow 0)	$0 \rightarrow 0$ (0 \rightarrow 0)	$2 \rightarrow 2$ (0 \rightarrow 0)		
$3 \left\{ \begin{matrix} 5 \\ 2 \end{matrix} \right.$		$-3 \rightarrow -3$ $\left(\frac{4}{9} \rightarrow \frac{4}{9}\right)$	$-\frac{3}{2} \rightarrow -1$ $\left(\frac{4}{9} \rightarrow 0\right)$	$0 \rightarrow 1$ $\left(\frac{4}{9} \rightarrow -\frac{4}{9}\right)$	$\frac{3}{2} \rightarrow 2$ $\left(\frac{4}{9} \rightarrow 0\right)$	$3 \rightarrow 3$ $\left(\frac{4}{9} \rightarrow \frac{4}{9}\right)$	
$2 \left\{ \begin{matrix} 3 \\ 2 \end{matrix} \right.$			$-\frac{3}{2} \rightarrow -2$ $\left(-\frac{4}{9} \rightarrow 0\right)$	$0 \rightarrow 0$ $\left(-\frac{4}{9} \rightarrow 0\right)$	$\frac{3}{2} \rightarrow 1$ $\left(-\frac{4}{9} \rightarrow 0\right)$		
$2 \left\{ \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} \right.$				$0 \rightarrow -1$ $\left(-\frac{8}{9} \rightarrow -\frac{4}{9}\right)$			
$5 \left\{ \begin{matrix} 7 \\ 2 \end{matrix} \right.$	$-4 \rightarrow -4$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow \frac{8}{15}\right)$	$-\frac{8}{3} \rightarrow -2$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow 0\right)$	$-\frac{4}{3} \rightarrow 0$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow -\frac{8}{15}\right)$	$0 \rightarrow 1$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow -\frac{4}{15}\right)$	$\frac{4}{3} \rightarrow 2$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow 0\right)$	$\frac{8}{3} \rightarrow 3$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow \frac{4}{15}\right)$	$4 \rightarrow 4$ $\left(\frac{8}{15} \rightarrow \frac{8}{15}\right)$
$2 \left\{ \begin{matrix} 5 \\ 2 \end{matrix} \right.$		$-\frac{14}{6} \rightarrow -3$ $\left(-\frac{4}{15} \rightarrow \frac{4}{15}\right)$	$-\frac{7}{6} \rightarrow -1$ $\left(-\frac{4}{15} \rightarrow 0\right)$	$0 \rightarrow 0$ $\left(-\frac{4}{15} \rightarrow 0\right)$	$\frac{7}{6} \rightarrow 1$ $\left(-\frac{4}{15} \rightarrow 0\right)$	$\frac{14}{6} \rightarrow 2$ $\left(-\frac{4}{15} \rightarrow 0\right)$	
$2 \left\{ \begin{matrix} 3 \\ 2 \end{matrix} \right.$			$-\frac{1}{2} \rightarrow -2$ $\left(-\frac{12}{15} \rightarrow 0\right)$	$0 \rightarrow -1$ $\left(-\frac{12}{15} \rightarrow -\frac{4}{15}\right)$	$\frac{1}{2} \rightarrow 0$ $\left(-\frac{12}{15} \rightarrow -\frac{8}{15}\right)$		

Tabelle 21 (Fortsetzung).

In schwachem Feld haben die $2J$ Zeemankomponenten eines Multipletterms gemeinsames γ , nämlich das γ des feldlosen Multipletterms; in starkem Feld wandeln sich die γ je nach ihrem m in verschiedener Weise um. Diese Umwandlung wird durch die eingeklammerten Zahlen ($\gamma_{\text{schwach}} \rightarrow \gamma_{\text{stark}}$) der Tab. 21 dargestellt. Die Werte γ_{schwach} sind noch einmal zusammengestellt in Tab. 22, und zwar als Funktionen von R, K, J , berechnet nach der Formel

$$(30) \quad \gamma_{\text{schwach}} = \frac{J^2 + \frac{1}{4} - R^2 - K^2}{2RK}.$$

Den relativen Abstand zweier feldloser Nachbarterme eines Multipletts erhält man als die Differenz $\gamma_J - \gamma_{J'}$, d. i. proportional $J^2 - J'^2$ (vgl. Tab. 22). Man erkennt in Tab. 22, daß (30) gerade die richtigen Intervallproportionen erzeugt, wie sie die „Intervallregel“ (§ 8) fordert und wie es die am Fuß von Tab. 22 angegebenen Zahlenverhältnisse $\Delta\nu$ bestätigen. Tab. 22 ist das Gegenstück zur Tab. 12 der g -Werte in schwachem Feld.

Die Formel (30) ist, wie jede Angabe über γ -Werte (s. o.), in zweierlei Hinsicht willkürlich. Erstens steckt in ihr ein an der Beobachtung nicht kontrollierbarer Faktor [z. B. könnte man als Nenner statt $2KR$ auch irgendeine andere von J unabhängige Zahl nehmen, z. B. $2K(2R - 1)$, wodurch sich jedes Termmultiplett über einen γ -Bereich der Größe 1 erstrecken würde]. Zweitens liegt in ihr eine bestimmte Festlegung des Schwerpunkts ν_S des Termmultipletts, von dem aus die „Hebelarme“ $\gamma\omega$ mit den Termen als „Gewichten“ ausgehen. Dieser Schwerpunkt ν_S ist hier in natürlicher Weise so gewählt, daß jeder Term (RKJ) mit dem Gewicht $2J$ auftritt, d. h. mit der Anzahl der Einzelterme, welche er im äußeren Feld zeigt. Dann besteht in der Tat „Gleichgewicht“ bezüglich des Schwerpunkts, denn aus (30) folgt bei fehlendem bzw. schwachem Feld:

$$(31) \quad \sum_J 2J \cdot \gamma_{\text{schwach}} = 0 \quad (\text{summiert über } J \text{ bei festem } R, K),$$

wobei J zwischen $|R + K| - \frac{1}{2}$ und $|R - K| + \frac{1}{2}$ variiert.

Dieses „Gleichgewicht“ bleibt aber nicht nur in schwachem, sondern auch beim Übergang zu starkem Feld erhalten, weil dabei das Permanenzgesetz der γ -Summen (28') gilt; in schwachem

Feld wird nämlich durch Aufspaltung jedes Multipletterms in $2J$ magnetische Komponenten aus (31) zunächst

$$(31') \quad \sum_m \sum_J \gamma_{\text{schwach}} = 0 \quad (\text{summiert über } m \text{ und } J \text{ bei festem } R, K),$$

und daraus folgt wegen (28') auch in starkem Feld

$$(31'') \quad \sum_m \sum_J \gamma_{\text{stark}} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{d. h. „Gleichgewicht“ der } \gamma \\ \text{bezüglich des Schwerpunkts.} \end{array} \right.$$

Entsprechendes gilt auch für die g -Summen: Wegen der Symmetrie der Termzerlegung jedes einzelnen Terms (RKJ) in schwachem Feld ist nämlich zunächst:

$$(32) \quad \sum_m m g_{\text{schwach}} = 0 \quad (\text{summiert über } m \text{ bei festem } R, K, J),$$

demnach auch

$$(32') \quad \sum_J \sum_m m g_{\text{schwach}} = 0.$$

Weil ferner beim Übergang von schwachem zu starkem Feld nach PAULI die Permanenz der g -Summen gilt (28), so folgt aus (32') bei Benutzung von (28) auch

$$(32'') \quad \sum_J \sum_m m g_{\text{stark}} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{d. h. „Gleichgewicht“ der } m g \text{ bezüglich} \\ \text{des Schwerpunkts.} \end{array} \right.$$

Durch Zusammensetzung von (31) bis (32'') folgt schließlich

$$\begin{aligned} \sum_J \sum_m \nu_S &= \sum_J \sum_m \nu_S + \omega \gamma_{\text{stark}} + o(m g_{\text{stark}}) \\ &= \sum_J \sum_m (\nu_S + \omega \gamma_{\text{schwach}} + o(m g_{\text{schwach}})), \end{aligned}$$

d. h.: Zählt man jeden magnetischen Aufspaltungsterm des Termmultipletts mit dem Gewicht 1, so bleibt der Schwerpunkt ν_S des ganzen Termmultipletts bei der magnetischen Aufspaltung seiner Einzelterme sowohl in schwachem wie in starkem Feld erhalten (Schwerpunktssatz).

Voraussetzung für den Beweis dieses Satzes war die Permanenz der g - und γ -Summen, welche als Grundlage für die Übergänge $m g_{\text{schwach}} \rightarrow m g_{\text{stark}}$ und $\gamma_{\text{schwach}} \rightarrow \gamma_{\text{stark}}$ in Tab. 21 diente.

Während g_{schwach} nach der Formel (20) berechnet und in Tab. 13 für die einzelnen Multipletterme zusammengestellt war, und während für γ_{schwach} dasselbe durch die Formel (30) und Tab. 22 geschah, müssen wir jetzt zur Berechnung der $m g_{\text{stark}}$ und γ_{stark} übergehen, deren Resultat sich in Tab. 21 findet. Diese Berechnung

ist bei den mg nach W. PAULI, bei den γ auf entsprechendem Wege angestellt und läßt sich wie folgt beschreiben.

Im starken Feld setzt sich nach PAULI die äquatoriale Quantenzahl m zusammen aus zwei Summanden $m = m_R + m_K$, nämlich

$$(33) \quad \begin{cases} m_R = J - K, & m_K = m - (J - K) & \text{für } m \geq R - K \\ m_R = m - (R - J), & m_K = R - J & \text{für } m \leq R - K, \end{cases}$$

und es soll im starken Feld mg nach PAULI die Werte

$$(34) \quad mg = m + m_R = m_K + 2m_R \quad (\text{starkes Feld})$$

besitzen; Tab. 21 gibt diese mg in starken neben den Werten (20) von mg in schwachen Feldern wieder.

Wir berechnen ferner, mit Hilfe von m_R und m_K aus (33), die γ -Werte in starken Feldern durch die Formel:

$$(35) \quad \gamma = \frac{m_R}{R} \cdot \frac{m_K}{K} \quad (\text{starkes Feld}).$$

Hiernach sind die Intervallfaktoren γ der Tab. 21 in starkem Feld neben den Werten (30) in schwachem Feld gewonnen.

Man überzeugt sich leicht, daß bei dieser Berechnungsart die Permanenz der g - und γ -Summen beim Übergang von schwachem zu starkem Feld gewährleistet ist. Keine Auskunft geben diese Formeln jedoch über das Verhalten in mittlerem Feld. Hier sind nur die Dublettermformeln (25) von SOMMERFELD bekannt, ferner die Singuletttermverwandlungen: $g = 1$ und $\gamma = 0$ in jedem Feld. Eine Verallgemeinerung für die höheren Multipletts liegt bisher nicht vor. Bemerkt sei, daß die Formeln (33) und daher auch die Tab. 21 eine Vorzeichenvertauschung erleiden, wenn man es mit sog. „verkehrten“ Multipletts zu tun hat, bei welchen die Termbeträge ν innerhalb des Termmultipletts nicht wie gewöhnlich mit wachsendem J abnehmen, sondern wachsen. Die Zuordnung der m_R und m_K zu m , J , K , R in diesem wie in dem gewöhnlichen Fall (33) hat PAULI modellmäßig begründet.

§ 16. Umwandlung der Linienaufspaltung in starkem Feld.

Nachdem bis jetzt nur die Verwandlung der Aufspaltungsterme bei wachsendem Feld betrachtet waren, gehen wir nun zu denen der Aufspaltungslinien über, die sich aus den Termen

durch Kombination ergeben. Das erste Anzeichen beginnenden Paschen-Back-Effekts macht sich bei wachsendem Feld als unsymmetrische Verzerrung der Zeemantypen bemerkbar.

Ein einfacher Spezialfall ist der, daß das Anfangstermmultiplett erheblich enger als das Endtermmultiplett ist. Die unsymmetrischen π - und σ -Komponenten der Zeemantypen werden dann im wesentlichen herrühren von der Paschen-Back-Verwandlung der Anfangsterme.

Es möge z. B. die unsymmetrische Verzerrung der Dublett-kombinationen (p_1d_1) , (p_1d_2) und (p_2d_2) in einem Feld betrachtet werden, welches gegenüber dem Intervall $d_1 - d_2$ als mittelstark, gegenüber $p_1 - p_2$ noch als sehr schwach zu gelten hat. Dann gewinnt man die Aufspaltungslinientypen wie in dem Pfeilschema der Tab. 4, nur unter Berücksichtigung des Umstandes, daß statt der in Tab. 4 eingesetzten Zeemanterme bei d_1 und d_2 jetzt mittlere Werte auf dem Wege zwischen Zeeman- und Paschen-Back-Termen einzusetzen sind. Diese sollen in dem Schema Tab. 23 angedeutet sein durch Angabe sowohl des Zeeman- wie des Paschen-Back-Terms, verbunden durch einen Pfeil entsprechend Tab. 21 (die π -Komponenten sind wie stets eingeklammert). Die π - und σ -Komponenten der entstehenden Aufspaltungstypen werden sich dann ebenfalls auf dem Wege zwischen ihren Zeeman- und ihren Paschen-Back-Lagen befinden (Tab. 23).

Den Verwandlungen der mg treten nun gleichberechtigt noch die γ -Verwandlungen zur Seite; beschränkt man sich aber auf den beginnenden Verzerrungseffekt, so läßt sich aus Formel (25) durch Reihenentwicklung nach kleinen σ/ω beweisen, daß zunächst nur die von mg herrührende Verzerrung sich bemerkbar machen wird und erst bei stärkeren Feldern auch die γ -Umwandlung ins Gewicht fällt, so daß Tab. 23 für den Beginn der Komponentenwanderung ausreicht.

Dasselbe wird nicht nur bei den durch (25) beherrschten Dubletts, sondern allgemein bei allen Multipletts gelten: Der Beginn des Verwandlungseffekts als unsymmetrische Verzerrung der Typen wird richtig wiedergegeben, wenn man entsprechende Konstruktionen wie Tab. 23 auch bei den höheren Multipletts anstellt. Komplizierter sind die Veränderungen der π - und σ -Komponenten, wenn das Anfangsterm- und das Endtermmultiplett

p_1 b_2 $(p_1 b_2)$	<p style="text-align: center;">15</p> <p style="text-align: center;">-24 → -15, -16 → -10, -8 → -5, (-12 → 0), (-4 → 5), (4 → 10), (12 → 15), 8 → 20, 16 → 25, 24 → 30</p>
p_2 b_2 $(p_2 b_2)$	<p style="text-align: center;">15</p> <p style="text-align: center;">-13 → -10, -11 → -5, (-1 → 5), (1 → 10), 11 → 20, 13 → 25</p>
p_1 b_1 $(p_1 b_1)$	<p style="text-align: center;">15</p> <p style="text-align: center;">-21 → -30, -19 → -25, -17 → -20, -15 → -15, (-3 → -15), (-1 → -10), (1 → 15), 17 → 5, 19 → 10, 21 → 15</p>

Tabelle 23. Wanderung der π - und σ -Komponenten.

beide ungefähr gleich große Spannweite haben, so daß das Feld für beide gleichzeitig schwach bzw. stark ist.

Den entgegengesetzten Spezialfall, den partiellen Paschen-Back-Effekt, erhält man andererseits, falls das eine (enge) Termmultiplett (\mathfrak{d}) bereits totale, das andere (weitgespannte) Termmultiplett (\mathfrak{p}) erst kaum beginnende magnetische Normalisierung besitzt. In diesem Falle sind die Aufspaltungsterme des total verwandelten \mathfrak{d} -Multipletts durch Umwandlung der mg und γ alle miteinander durchkreuzt, gleichzeitig treten aber Durchbrechungen der Auswahlregel für J ein, so daß nicht mehr nur \mathfrak{d}_1 mit \mathfrak{p}_1 , sondern auch \mathfrak{d}_1 mit \mathfrak{p}_2 ($J_a - J_e = 2$) kombiniert. In der Beobachtung sind dann bei engem \mathfrak{d} -Dublett die aus \mathfrak{d}_1 entspringenden Komponenten nicht mehr von den aus \mathfrak{d}_2 entstehenden zu unterscheiden, als bildeten die Paschen-Back-Terme von \mathfrak{d}_1 und \mathfrak{d}_2 eine engere Einheit, nämlich (vgl. Tab. 21)

m	$-\frac{5}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$
\mathfrak{d}	-3	-1, -2	0, -1	1, 0	2, 1	3

Tabelle 24.

Diese kombinieren nach der gewöhnlichen Auswahl- und Polarisationsregel $m_a - m_e = 0$ bzw. ± 1 mit der unveränderten Aufspaltung des Terms \mathfrak{p}_1

$$\begin{array}{l} \mathfrak{p}_1 \quad mg = \quad -2 \quad -\frac{2}{3} \quad \frac{2}{3} \quad 2 \\ \text{zu} \\ (\mathfrak{p}_1 \mathfrak{d}) \quad \frac{\pm(0), (1), (2), (3), 1, 2, 3, 4, 5, 6}{3} \quad \left(\text{Beobachtet: } \frac{\pm(0) (1) 1, 2, 3, 4}{3} \right) \end{array}$$

und mit der unveränderten Aufspaltung des Terms \mathfrak{p}_2

$$\begin{array}{l} \mathfrak{p}_2 \quad mg = \quad -\frac{1}{3} \quad \frac{1}{3} \\ \text{zu} \\ (\mathfrak{p}_2 \mathfrak{d}) \quad \frac{\pm(1), (2), 1, 2, 4, 5}{3} \quad \left(\text{Beobachtet: } \frac{\pm(1) 2}{3} \right), \end{array}$$

d. h. zu symmetrischen Typen. Die Beobachtung beim Na zeigt, daß von den eben konstruierten π - und σ -Komponenten nur ein Teil wirklich auftritt, ein anderer Teil aber unterdrückt ist. Daraus ersieht man, daß hier zu der gewöhnlichen m -Auswahlregel im starken Feld noch neue Auswahlregeln verschärfend

hinzutreten, gleichsam als Ersatz für die Aufhebung der J -Auswahlregel. Da deren Formulierung und korrespondenzmäßige Begründung noch nicht völlig aufgeklärt ist, kann hier auf sie nicht näher eingegangen werden.

Das normale Triplett des totalen Paschen-Back-Effekts erhält man schließlich in so starkem Feld, daß nicht nur die Anfangsterme (d), sondern auch die Endterme (p) als eine enge Einheit total verwandelter Aufspaltungsterme anzusehen sind; sie sind miteinander zu kombinieren nach der gewöhnlichen Auswahlregel der m unter Hinzutritt der Verschärfung, daß nur je zwei Aufspaltungsterme miteinander kombinieren, welche gleiches m_R besitzen [vgl. (33)], aber unter Aufhebung der J -Auswahlbeschränkung.

§ 17. Modellmäßige Bedeutung des Paschen-Back-Effekts.

Die zum anomalen Zeemaneffekt führende „Anomalität“ der Atomzustände war im Anschluß an die g -Formel in schwachem Feld u. a. darin erkannt, daß der Atomrumpf mit doppelt so großer magnetischer Energie auftritt, als ihm entsprechend der Größe R seines Drehimpulsquantums nach mechanisch-elektrodynamischen Gesetzen eigentlich zukommen sollte; dies ging hervor aus dem magnetischen Zusatzterm:

$$(36) \quad \frac{\Delta\nu}{o} = \tilde{K} \cos(\tilde{K} \xi) + 2 \cdot \tilde{R} \cos(\tilde{R} \xi) = m \left(1 + \frac{\tilde{J}^2 + \tilde{R}^2 - \tilde{K}^2}{2\tilde{J}^2} \right) = mg$$

der g -Formel (20'''), welche im Gegensatz zu der normalerweise erwarteten Aufspaltungsgröße

$$\frac{\Delta\nu_{\text{normal}}}{o} = \tilde{K} \cos(\tilde{K} \xi) + \tilde{R} \cos(\tilde{R} \xi) = m \cdot 1$$

steht. Daß hierbei statt R, K, J die modifizierten Größen $\tilde{R} = \sqrt{(R + \frac{1}{2})(R - \frac{1}{2})}$, $\tilde{J} = \sqrt{(J + \frac{1}{2})(J - \frac{1}{2})}$, $\tilde{K} = \sqrt{(K + \frac{1}{2})(K - \frac{1}{2})}$ verwendet werden mußten, ist eine zweite, nach dem heutigen Stand der Quantentheorie als Anomalität anzusprechende Notwendigkeit, in der freilich gerade ein Hinweis auf die prinzipielle Unzulänglichkeit dieser Theorie liegt, ohne daß bisher ein

Ausweg gefunden ist. Selbst abgesehen von dieser Notwendigkeit ist aber schon die Verdopplung der magnetischen Rumpfenergie allein merkwürdig genug. Ihre kinematische Folge ist, daß der Rumpf auch eine verdoppelte Umlaufzahl $2o$ der Larmorpräzession zu erreichen bestrebt ist. Solange er aber mit dem sich magnetisch normal verhaltenden Leuchtelektron gekoppelt ist, werden beide einen Kompromiß schließen und ihre Resultante J mit der resultierenden Frequenz $g o$ um die Feldrichtung präzessieren lassen (fehlendes oder schwaches äußeres Feld). Wächst aber das äußere Feld, so wird es allmählich die gegenseitige Kopplung von R mit K überwinden und R für sich mit $2o$, K für sich mit o präzessieren lassen, wodurch gleichzeitig die Konstanz der Resultante J zerstört wird; die auf J bezüglichen Auswahlregeln werden dadurch außer Kraft gesetzt. Zu der selbstständigen Präzession von K und R im starken Feld gehört dann aber auch eine selbstständige räumliche Einstellung beider gegen die Feldrichtung \mathfrak{S} , gegeben durch die zwei räumlichen Quantelungen

$$(36') \quad m_K = K \cdot \cos(K\mathfrak{S}), \quad m_R = R \cdot \cos(R\mathfrak{S}),$$

welche die äquatorialen Quanten m_K und m_R ebenso wie die Winkel $(K\mathfrak{S})$ und $(R\mathfrak{S})$ zeitlich konstant festlegen. Während aber im schwachen Feld der Winkel von K gegen R und daher J zeitlich konstant blieb — sein \cos mißt die gegenseitige Energie von K gegen R —, wird hier dieser Winkel und daher J zeitlich veränderlich; sein Mittelwert berechnet sich nach der Formel:

$$(37) \quad \overline{\cos(KR)} = \cos(K\mathfrak{S}) \cdot \cos(R\mathfrak{S}) = \frac{m_K}{K} \cdot \frac{m_R}{R}.$$

Für den Intervallfaktor γ , der die gegenseitige Energie von K und R mißt, ist also in starkem Feld der Wert

$$\gamma_{\text{stark}} = \frac{m_K}{K} \cdot \frac{m_R}{R}$$

zu erwarten. Das ist in der Tat die Formel (35), die zur Aufstellung der Tab. 21 benutzt war und deren modellmäßiger Inhalt hier klar wird. Als ihr Gegenstück in schwachem Feld, wo $\sphericalangle(RK)$ zeitlich konstant ist, erwartet man γ_{schwach} gleich

$$\cos(RK) = \frac{J^2 - R^2 - K^2}{2RK}.$$

Diese Formel für γ_{schwach} würde aber mit γ_{stark} nicht durch die Permanenz der γ -Summen zusammenhängen und auch nicht den Schwerpunkt des Termmultipletts so legen, daß jeder Term mit seinem Gewicht $2J$ auftritt. Beides wird erst erreicht, wenn man für γ_{schwach} die Formel

$$\gamma_{\text{schwach}} = \frac{\tilde{J}^2 - \tilde{R}^2 - \tilde{K}^2}{2RK}$$

benutzt, welche mit (30) identisch ist und in Tab. 21 und 22 verwendet wurde. Auch hier sind wir also wieder zu der Notwendigkeit geführt, \tilde{R} , \tilde{K} , \tilde{J} zur möglichst einfachen Beschreibung des Tatbestandes einzuführen, ebenso wie es früher in 20''') und (36) nötig war.

Von dieser Schwierigkeit abgesehen, ließ sich die Formel (36) für g_{schwach} deuten als Zeichen für die doppelt zu rechnende magnetische Energie des Rumpfes R . Auch in starkem Feld, wo R von K entkoppelt ist, erwartet man dann ebenfalls eine doppelt normale Rumpffenergie, im Zusammenhang mit einer verdoppelten Larmorpräzession des Rumpfes. Entsprechend der räumlichen Quantelung wird dann das Leuchtelektron K die magnetische Energie

$$o\hbar m_K = o\hbar K \cos(K\xi),$$

der Rumpf dagegen die verdoppelte magnetische Energie

$$2o\hbar m_R = 2o\hbar R \cos(R\xi),$$

beide zusammen also den Zusatzterm

$$o(m_K + 2m_R) = o[K \cos(K\xi) + 2R \cos(R\xi)] = om_{\text{stark}}$$

zeigen. Das ist aber gerade die Formel (34), die zur Aufstellung der Tab. 21 benutzt war und deren modellmäßiger Inhalt hier klar wird.

Auch die Zuordnungsformeln (33) der Quantenzahlen $RKJm$ in schwachem Feld zu den Quantenzahlen RKm_Km_R in starkem Feld sind aus denselben Modellvorstellungen abgeleitet worden, und zwar durch W. PAULI.

Wenn es auch gelungen ist, aus den Beobachtungen des anomalen Zeeman- und des Paschen-Back-Effekts ein ziemlich weitgehendes Bild von den zugrunde liegenden Atomvorgängen und ihrer Beeinflussung durch ein äußeres Magnetfeld zu erhalten,

besonders die Komplexstruktur der Serienterme auf das Impulsquantengerüst R, K, J zurückzuführen und die magnetische Anomalität in der Verdoppelung der Rumpfpräzessionszahl und Rumpfenergie im äußeren Feld zu erblicken, so sind doch eine Reihe grundlegender Fragen über die Einzelheiten des Mechanismus offen geblieben. Ungelöst ist der Widerspruch, den die normale Elektrodynamik gegen die Rumpfenergieverdopplung in den stationären BOHRschen Termzuständen erhebt, ungelöst der Widerspruch, den die Quantentheorie der Einführung halber Quantenzahlen R, K, J, m oder gar der formal vereinfachenden Zahlen $\bar{R}, \bar{K}, \bar{J}$ entgegenstellt. Sicher sind diese Schwierigkeiten erst lösbar, wenn man die Grundlagen der BOHRschen Theorie modifiziert und ein etwas geändertes Zuordnungsprinzip zwischen Atomzuständen und Spektraltermen findet; gerade der Zeemaneffekt, der manche Widersprüche der bisherigen Theorie so klar herausschält, ist berufen, als Führer bei der Weiterentwicklung der Atomtheorie entscheidend mitzuwirken.

Vierter Abschnitt.

Beziehungen des Zeemaneffekts zu andern Gebieten der Atomtheorie.

§ 18. Das Magneton.

Man kann die Beobachtung des Zeemaneffekts und die aus ihm erkannte magnetische Zerlegung der Spektraltermen auffassen als eine spektroskopische Methode zur Bestimmung der atomaren magnetischen Momente in den verschiedenen Termzuständen der Atome und Ionen. Genau genommen läßt sich aber nicht das wirkliche magnetische Moment \mathfrak{J} des elementaren Magnets experimentell bestimmen, sondern nur seine jeweilige Komponente $\mathfrak{J} \cos(\mathfrak{J}\mathfrak{H})$ gegen die Richtung des äußeren Feldes \mathfrak{H} . Denn die magnetische Termänderung $\Delta\nu = \Delta W/h$ mißt die magnetische Zusatzenergie

$$(38) \quad h \cdot \Delta\nu = \mathfrak{H} \Delta W = \cdot \mathfrak{J} \cos(\mathfrak{J}\mathfrak{H}).$$

In der Quantentheorie des normalen Zeemaneffekts (§ 3) wurde andererseits die Gleichung benutzt

$$(38') \quad \hbar \cdot \Delta\nu = \Delta W = 2\pi o \cdot J \cos(J\mathfrak{H}),$$

welche das mechanische Drehmoment J enthält. Gleichsetzung von (38) und (38') gibt bei Benutzung von (6), § 2:

$$(39) \quad \mathfrak{J} : J = 2\pi o : \mathfrak{H} = \frac{\varepsilon}{2c\mu}$$

als Verhältnis zwischen dem magnetischen und dem mechanischen Moment eines umlaufenden Elektrons der Masse μ und der Ladung ε .

Nach der Quantentheorie ist das mechanische Moment J ein Vielfaches des Wirkungsquantums $\hbar : 2\pi$; wegen (39) ist daher das magnetische Moment ein ebenso Vielfaches einer magnetischen Quanteneinheit, die als 1 Magneton bezeichnet wird:

$$(40) \quad \frac{o\hbar}{\mathfrak{H}} = \frac{\varepsilon\hbar}{4\pi c\mu} = 1 \text{ Magneton} = 0,921 \cdot 10^{-20} \frac{\text{erg}}{\text{GAUSS}}.$$

Ebenso wie (bei Atomen mit normalem Zeemaneffekt) das Impulsquantum $1\hbar$ magnetisch als 1 Magneton in Erscheinung tritt, so entspricht der äquatorialen Komponente $m = J \cos(J\mathfrak{H})$ des mechanischen Moments die Komponente $M = \mathfrak{J} \cos(\mathfrak{J}\mathfrak{H})$ des magnetischen Moments gegen die Feldrichtung. Z. B. sagt die in Tab. 1, § 3 als Anfangszustand genommene Zeemanaufspaltung aus, daß einerseits die Komponenten des mechanischen Moments das -3 -, -2 -, -1 -, 0 -, 1 -, 2 -, 3 -fache der Wirkungseinheit $\hbar : 2\pi = 6,543 \cdot 10^{-27} : 2\pi$ sind und gleichzeitig die Komponenten des magnetischen Moments das -3 -, -2 -, -1 -, 0 -, 1 -, 2 -, 3 -fache des Magnetons $0,921 \cdot 10^{-20}$ sind. Die Zahl m mißt also die Größe der Momentkomponenten sowohl mechanisch in Einheiten $\hbar : 2\pi$ als auch magnetisch in Magneton.

Dies ist aber nur richtig, solange man Atome mit normalem Zeemaneffekt vor sich hat. Denn beim anomalen Zeemaneffekt ist die magnetische Zusatzenergie $\Delta W = \hbar \Delta\nu$ nicht durch $m o \hbar$, sondern durch

$$\Delta W = \hbar \Delta\nu = m g \cdot o \cdot \hbar$$

gegeben, wo g den Aufspaltungsfaktor bedeutet. Daher gehört zu dem Zeemanterm $\Delta\nu = m g o$ zwar immer noch (definitionsgemäß) die mechanische Momentkomponente $m \cdot \hbar : 2\pi$, dagegen als

magnetische Momentkomponente nicht mehr $m \cdot 1$ Magneton, sondern $mg \cdot 1$ Magneton. Wenn z. B. bei der Zeemanzerlegung des Tripletttermzustandes d_1 die Größen (vgl. Tab. 5, § 6)

$$m = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3 = \text{äquatoriale Quantenzahl}$$

$$mg = \frac{12}{3}, -\frac{8}{3}, -\frac{4}{3}, 0, \frac{4}{3}, \frac{6}{3}, \frac{12}{3} = \frac{\Delta\nu}{o}$$

zutage treten, so gibt die erste Zeile die Größen der mechanischen Momentkomponenten in Einheiten $h:2\pi$ an, die zweite Zeile die Größen der magnetischen Momentkomponenten in Einheiten des Magnetons. Allgemein gibt jede Tabelle der Werte mg (sowohl für starkes wie für schwaches Feld), z. B. die Tabellen 4 und 5, § 6, an, wie groß die magnetischen Momentkomponenten (in Magneton als Einheit) bei den verschiedenen Aufspaltungstermen sind.

Es ist nun von besonderer Bedeutung, daß die optisch mit großer Präzision analysierten magnetischen Momentkomponenten mg in Magnetoneinheiten gleichzeitig mit ganz anderen, zwar weniger exakten, aber dafür direkteren Methoden geprüft und bestätigt werden können. Das ist deshalb wichtig, weil die optische Methode ja stets nur die Linienzerlegung zeigt, aus der die Termzerlegung erst theoretisch erschlossen werden muß.

§ 19. Die magnetische Ablenkung der Atomstrahlen.

Die unmittelbarste Methode zur direkten magnetischen Messung der atomaren magnetischen Momentkomponenten ist die Atomstrahlmethode von STERN und GERLACH, weil man hier geordnete Atome im Feld beobachtet, nicht, wie gewöhnlich bei magnetischen Messungen, nur die mittlere Wirkung einer großen Zahl verschieden geordneter Teilchen. STERN und GERLACH lassen Atome, die von verdampfenden Metallen fortfliegen, durch ein inhomogenes Magnetfeld $\partial\mathfrak{H}:\partial x$ gehen und bewirken dadurch eine Ablenkung der sonst geradlinig fliegenden Teilchen, welche proportional den atomaren magnetischen Momentkomponenten $\mathfrak{J}\cos(\mathfrak{J}\mathfrak{H})$ ist. Die auf einem Schirm aufgefangenen abgelenkten Strahlen gestatten so umgekehrt die Größe der magnetischen Momentkomponenten der fliegenden Atome abzulesen.

Bei STERN und GERLACHS erstem Versuch mit Silberstrahlen ergaben sich zwei scharf in der Richtung $\pm \partial \mathfrak{H} : \partial x$ abgelenkte (vgl. Schema) Strahlen, welche zeigen, daß sich die Silberatome

$$- \partial \mathfrak{H} : \partial x \quad ||| \quad + \partial \mathfrak{H} : \partial x$$

mit ihrer magnetischen Achse nicht beliebig gegen das Feld einstellen, sondern sich zwei Orientierungen mit scharf bestimmten Komponenten gegen die Feldrichtung aussuchen. Die genaue Ausmessung der Ablenkung ergab, daß es diejenigen zwei Orientierungen sind, bei denen die Komponente des magnetischen Moments gegen die Feldrichtung die Größe $+1$ und -1 Magneton hat. (Über die Größe des magnetischen Moments selbst gibt diese Methode ebensowenig Auskunft wie der Zeemaneffekt.) Wir wollen das eben beschriebene Resultat kurz ausdrücken durch den Wortlaut: Silberatome geben abgelenkte Strahlen im Abstand ± 1 Magneton von der Bildmitte.

Die Bedeutung der STERN-GERLACHSschen Methode liegt u. a. darin, daß sie, als Ergänzung zu den Elektronenstoßversuchen von FRANCK und HERTZ, unmittelbar die Existenz der scharf quantenmäßig eingestellten Momentkomponenten der Bohrschen Quantenzustände beweist, während optisch solche Terme *z*ustände immer nur mittelbar, auf dem Umweg über die Spektrallinien als Differenzen zweier Terme, analysiert werden, so daß stets ein hypothetisches Element die Realität der Terme als Zustände für sich unsicher machte.

Das Sonderergebnis bei Silber steht im vollen Einklang zu dem, was man nach den Ergebnissen des Zeemaneffekts über die magnetischen Momentkomponenten von Silber im Grundtermzustand (unangeregter Normalzustand) erwarten muß. Denn Silber hat als optischen Grundzustand den *s*-Term des Dublettsystems, dessen Zeemanaufspaltung nach Tab. 5 (§ 6) gegeben ist durch $\frac{\Delta \nu}{\nu} = m g = +1$ und -1 ; nach § 18 geben diese Zahlen gleichzeitig die Größe der magnetischen Momentkomponenten im Magnetonmaß an. Allgemein können wir die früheren Tabellen der optisch analysierten Werte *m g* sofort benutzen als Voraussetzung der Abstände abgelenkter Atomstrahlen in der Magneton-einheit. So geben nach Tab. 5 (§ 6) und ihrer aus Tab. 13 zu entnehmenden Ergänzung die *s*-Terme der verschiedenen

Multiplettsysteme folgende Werte mg als Magnetonablenkungen (vgl. Tab. 25):

Singulett- s -Term	0				
Dublett- s -Term	-1	+1			
Triplet- s -Term	-2	0	+2		
Quartett- s -Term	-3	-1	+1	+3	
usw.	usw.			usw.	

Tabelle 25.

Ist nicht ein s -Term, sondern z. B. der p_2 -Term des Dublett-systems der Grundzustand des unangeregten Atoms (dies ist nach GROTRIAN bei Thallium der Fall), so erwartet man als Atomstrahl-ablenkungsbild die aus Tab. 5 entnommenen Werte

$$\text{Dublett-}p_2\text{-Term} \quad -\frac{1}{3} \quad +\frac{1}{3}.$$

Die Voraussagen der Zeemantermanalyse für die Versuche von STERN und GERLACH haben sich stets genau erfüllt. So zeigen außer Ag auch Cu und Au die Ablenkung ± 1 , Tl $\pm \frac{1}{3}$, Pb dagegen keine Ablenkung, entsprechend der optischen Erwartung.

§ 20. Paramagnetische Magnetonenzahlen.

Die am längsten bekannte Äußerung der atomaren magnetischen Momente besteht in der Magnetisierung paramagnetischer Körper. Hier setzt sich das parallel der Feldrichtung beobachtete magnetische Moment \mathfrak{M} eines Mols zusammen aus den vielen verschieden orientierten Einzelmomenten der Atome, von denen wieder nur die Komponenten M gegen die Feldrichtung zur resultierenden Wirkung beitragen. Wegen der Temperaturbewegung werden die teils positiven, teils negativen Komponenten der ungeordnet orientierten Teilchen sich bei verschwindendem Feld im Durchschnitt aufheben; erst das äußere Feld \mathfrak{H} schafft einen Überschuss von positiven Komponenten und dadurch eine Magnetisierung \mathfrak{M} pro Mol, welche umgekehrt proportional der absoluten Temperatur T ist. Die statistische Mechanik bestimmt die Magnetisierung von \mathfrak{M} als Funktion der Temperatur T , der Gaskonstanten R und der Einzelmomentkomponenten M im Feld \mathfrak{H}

$$(41) \quad \mathfrak{M} = \frac{\mathfrak{H}}{RT} \cdot \overline{M^2},$$

wobei der Querstrich den statistischen Mittelwert von M^2 bei den vielen verschieden orientierten Teilchen angeben soll. Bei der Berechnung von $\overline{M^2}$ scheiden sich nun die Wege der klassischen und der Quantentheorie:

Nennen wir wieder \mathfrak{J} das magnetische Moment der Teilchen, so daß $M = \mathfrak{J} \cos(\mathfrak{J}\mathfrak{H})$, so ergibt sich bei gleichmäßiger räumlicher Verteilung aller Orientierungsrichtungen von \mathfrak{J} gegen \mathfrak{H} als Mittelwert von $\cos^2(\mathfrak{J}\mathfrak{H})$ der Wert $\frac{1}{3}$, also

$$\overline{M^2} = \mathfrak{J}^2 \cdot \frac{1}{3}, \quad \mathfrak{M} = \frac{\mathfrak{H}}{3RT} \mathfrak{J}^2,$$

so daß man umgekehrt aus dem gemessenen Molmoment \mathfrak{M} das Moment \mathfrak{J} des Einzelteilchens berechnet nach der Formel

$$\mathfrak{J} = \sqrt{\frac{3RT}{\mathfrak{H}}} \mathfrak{M}.$$

Diese Berechnung, die von LANGEVIN gegeben und von P. WEISS durch paramagnetische Messungen geprüft wurde, ergab für \mathfrak{J} bei den verschiedenen Substanzen Werte, die nicht Vielfache des oben besprochenen Quantenmagnetonen waren, sondern sich nach WEISS auf eine fünfmal kleinere Einheit, das „Weißsche Magneton“, reduzieren ließen, also offenbar der Quantentheorie widersprachen.

W. PAULI hat jedoch darauf aufmerksam gemacht, daß die der Berechnung zugrunde gelegte Mittelung $\overline{\cos^2(\mathfrak{J}\mathfrak{H})} = \frac{1}{3}$ vom Standpunkt der Quantentheorie aus geändert werden müsse. Denn hier sind ja nicht mehr alle räumlichen Orientierungen gleichberechtigt, sondern es tritt eine Auszeichnung gewisser scharf definierter Vorzugsrichtungen auf, die räumliche Quantelung von SOMMERFELD, welche besagt, daß die mechanischen Momentkomponenten nur ganze Vielfache des Wirkungsquantums $h \cdot 2\pi$, die magnetischen Momentkomponenten M demnach nur ganze Vielfache des Magnetonen $\varepsilon h / 4\pi c \mu$ sein können. Hat man etwa die magnetischen Momentkomponenten

$$\mathfrak{J} \cos(\mathfrak{J}\mathfrak{H}) = M = -2, -1, 0, 1, 2 \text{ Magneton},$$

so wird nicht klassisch $\overline{M^2} = 2^2 \cdot \frac{1}{3} = \frac{4}{3}$, sondern

$$\overline{M^2} = \frac{2^2 + 1^2 + 0^2 + 1^2 + 2^2}{5} = 2.$$

Entsprechende Rechnungen auf Messungen von WEISS, PICCARD und SONÉ angewandt, führten nun in der Tat PAULI zu der Erkenntnis, daß man der kleineren Einheit des Weißschen Magnetons nicht bedarf, sondern mit der größeren Einheit des quantentheoretischen Magnetons auskommt.

Die Ergebnisse des Zeemaneffekts fordern nun auch an den PAULISCHEN Rechnungen noch eine kleine Modifikation. Denn die M -Werte sind ja in „anomaler“ Weise allgemein nicht ganze Vielfache von 1 Magneton, sondern durch die Werte mg gegeben, z. B. bei den s -Termen der verschiedenen Multiplettsysteme durch die im Abstand 2 Magneton aufeinanderfolgenden Werte der Tab. 25, während bei anderen Termzuständen sogar gebrochene mg , d. h. gebrochene Vielfache des Magnetons, als Momentkomponenten auftreten, die wieder andere Mittelwerte \bar{M}^2 in (41) erscheinen lassen. GERLACH und EPSTEIN haben die ursprüngliche PAULISCHE Theorie zur Diskussion des empirischen Materials von CABRÉRA über paramagnetische Salze verwandt und für die dort auftretenden Ionen Magnetonzahlen nachgewiesen, die sich in einfacher Weise dem periodischen System der Elemente anschließen. SOMMERFELD zeigte, daß auch die vom anomalen Zeemaneffekt geforderte Modifikation der PAULISCHEN Formel die von GERLACH und EPSTEIN gefundenen Magnetonzahlen bestätigt.

Der Rückschluß aus den paramagnetischen Eigenschaften der Körper auf die magnetischen Momentkomponenten ihrer Partikel reiht sich so unmittelbar der Atomstrahlmethode und der spektroskopischen Bestimmung der Magnetonzahlen, d. h. Bestimmung durch die Termanalyse mg des Zeemaneffekts an.

§ 21. Die magnetomechanischen Effekte.

Wird ein (diamagnetischer) Körper in mechanische Drehung versetzt, so werden auch die mit dem Körper fest verbundenen Atomachsen gegen den Raum eine Rotation (Präzession) auszuführen gezwungen, so daß der Körper zu einem Magneten wird: Ist J das mechanische Drehmoment, so ist normalerweise (39) das zugehörige magnetische Moment $\mathfrak{J} = J \cdot \frac{\varepsilon}{2c\mu}$.

Dieses durch Rotation erzeugte magnetische Moment des Körpers (Richardson-Barnett-Effekt) sollte sich daher aufheben lassen durch ein der mechanischen Drehachse paralleles äußeres Magnetfeld \mathfrak{H} , welches die mechanisch erzwungene Atomachsenpräzession der Umlaufzahl o wieder rückgängig macht, damit die Atomachsen ihre festen Richtungen im Raum beibehalten. Nach dem LARMORSchen Satz [vgl. (6), § 2] ist das dazu nötige Feld bestimmt durch

$$(42) \quad \mathfrak{H} : J = 2\pi o : \mathfrak{H} = \frac{\varepsilon}{2c\mu}.$$

Die Messung, in letzter Zeit besonders genau von CHATTOK, SUCSMITH und BATES ausgeführt, zeigte aber, daß bereits der halbe Betrag der normal berechneten Feldstärke die durch mechanische Rotation erzeugte Magnetisierung neutralisiert. Nach den Ergebnissen des anomalen Zeemaneffekts ist dieser Ausfall des Experiments nicht überraschend. Denn die Existenz von Aufspaltungsfaktoren g ungleich 1 zeigt, daß die durch ein Magnetfeld \mathfrak{H} erzeugte Präzessionszahl nicht den Wert $o = \varepsilon \mathfrak{H} : 4\pi c\mu$ hat, sondern g mal so groß ist; im Falle der s -Terme (Normalzustand) bei den verschiedenen Multiplettersystemen, wo $g = 2$ ist, wird speziell die anomale Präzession og zwei mal so groß, als normalerweise zu dem betreffenden Feld gehört; umgekehrt genügt ein halb so großes Feld als normalerweise erwartet, um die durch mechanische Rotation erzeugte Magnetisierung rückgängig zu machen. — Solange man die Existenz solcher anomaler Präzessionszahlen noch nicht kannte, d. h. vor der Termanalyse des anomalen Zeemaneffekts, wurde jenes anomale Resultat des Barnetteffekts angesehen als Zeichen für einen anomal großen, verdoppelten Wert des Quotienten $\varepsilon : \mu$, im Widerspruch zu dem durch die KAUFMANNschen Versuche ermittelten Werte von $\varepsilon : \mu$.

Der soeben beschriebene magnetomechanische Effekt wird praktisch am besten mit paramagnetischen Substanzen (Eisen, Nickel) angestellt, weil bei diesen eine Vervielfachung der oben berechneten Wirkung erzielt wird. Denn bei solchen Körpern sind die Atomachsen nicht mehr fest mit dem Körpergerüst verbunden, sondern beweglich anzunehmen. Durch mechanische Rotation wird dann durch Ausrichten der Elementarmagnete nicht das oben beschriebene magnetische Moment, sondern ein vielfach größeres erzeugt; andererseits genügt in diesem Körper

bereits das oben bestimmte Feld \mathfrak{H} , um ein vielfach größeres magnetisches Moment von entgegengesetzter Richtung zu erzeugen und den Rotationsmagnetismus zu neutralisieren. Diese beidemalige Vervielfachung hebt sich in dem Quotienten (42) fort und hat daher auf den zu erschließenden Wert des Quotienten $g\varepsilon/\mu$ keinen Einfluß.

Ganz ähnlich ist die Theorie des Experiments von EINSTEIN und DE HAAS. Hier wird gemessen der mechanische Drehimpuls J , den eine plötzliche Magnetisierung (Erzeugung des magnetischen Moments \mathfrak{J}) einem drehbaren Körper verleiht. Auch hier wird normal die Größe $\varepsilon/2c\mu$ als Verhältnis von $\mathfrak{J}:J$ erwartet. Das Experiment, das besonders von E. BECK mit großer Präzision ausgeführt wurde, ergab wieder einen doppelt-normalen Effekt. Die Deutung im Einklang mit der aus dem Zeemaneffekt erschlossenen Präzessionszahl $g_0 = 2_0$ bei den s -Termzuständen ist genau wie bei dem inversen magnetomechanischen Effekt.

Fünfter Abschnitt.

Die absoluten Intervalle der Multipletterme.

§ 22. Relativistische Intervallgrößen.

Bei den bisher besprochenen Gesetzmäßigkeiten der Multiplettermintervale $\Delta\nu$ handelte es sich stets nur um die relativen Intervallverhältnisse, in denen die Terme eines Multipletts aufeinander folgen. Im besonderen gab die in § 8, Gl. (16') besprochene Intervallregel nur die geraden bzw. ungeraden Zahlenproportionen der Termabstände wieder, und auch die allgemeinen Intervallfaktoren γ in schwachem und starkem Feld (§ 15) waren nur bis auf einen Proportionalitätsfaktor bestimmt. In diesem Abschnitt sollen dagegen die absoluten Größen der Multiplettintervalle behandelt werden.

Die optischen Multipletts, besonders die optischen Dubletts, zeigen eine enge Verwandtschaft mit den Dubletts, welche im Wellenlängengebiet der Röntgenstrahlen liegen und durch SOMMERFELDS Theorie als „relativistische Röntgendubletts“ bekannt sind. Diese Verwandtschaft äußert sich in gemeinsamer

Multiplettstruktur, gemeinsamen Auswahlregeln, gemeinsamen Intensitätsverhältnissen und vor allem gemeinsamen Gesetzen ihrer absoluten Intervalle.

Die Erklärung der relativistischen Röntgendubletts beruht darauf, daß die beiden durch das Intervall getrennten Röntgen-niveaus zwei verschieden exzentrischen Ellipsenbahnen eines Elektrons mit den azimuthalen Quantenzahlen k und k' entsprechen. Zum Beispiel soll nach SOMMERFELD das relativistische Röntgendublett der L -Niveaus den beiden Ellipsenbahnen $k = 2$ und $k' = 1$ entspringen, deren Hauptquantenzahlen n gemeinsam gleich 2 sind, die also als 2_2 -Bahn (L_{III}) und 2_1 -Bahn (L_{II} und L_I) zu bezeichnen wären. Ihr Abstand $\Delta\nu$ ist nach SOMMERFELD in erster Näherung, d. h. unter Vernachlässigung höherer Relativitätskorrekturen, proportional der vierten Potenz der für die Ellipsenbahnen k und $k' = k - 1$ „wirksamen“ Kernladungszahl $Z_i = Z - s$ ($s =$ Abschirmungskonstante, $n =$ Hauptquantenzahl):

$$(43) \quad \Delta\nu = \frac{R \alpha^2 Z_i^4}{n^3 k k'} \quad \begin{array}{l} R = \text{Rydbergkonstante,} \\ \alpha = \text{Feinstrukturkonstante,} \end{array}$$

wobei

$$(43') \quad \frac{R}{c} = \frac{4\pi^2 m e^4}{c h^3} = 109\,737, \quad \alpha = \frac{2\pi e^2}{c h} = 7,29 \cdot 10^{-3}.$$

Die relativistische Natur auch der optischen Dubletts kommt zum Ausdruck in ihrer Intervallformel, welche in erster Näherung, unter Vernachlässigung höherer Relativitätskorrekturen, heißt:

$$(44) \quad \Delta\nu = \frac{R \alpha^2 Z_i^2 Z_a^2}{n_a^3 k k'}.$$

Dabei bedeutet Z_a die effektive positive Ladungszahl, welche auf das Leuchtelektron auf dem Teil seiner Bahn wirkt, wo es sich ganz außerhalb des Atomrumpfs befindet; also $Z_a = 1$ bei neutralen Atomen, $Z_a = 2, .3, \dots$ bei einfach oder mehrfach ionisierten Atomen. Z_i bedeutet dagegen die effektive positive Ladungszahl, welche auf das Leuchtelektron während seiner im Innern des Atomrumpfs verlaufenden innersten Bahn-schleife wirkt. Bei den obigen Röntgen- L -Termen ist Z_i nach SOMMERFELD um $s = 3,5$ kleiner als die Kernladungszahl Z . Bei den optischen p -Termen ist, wie sich durch Vergleich mit der Erfahrung (s. u.) zeigt, Z_i rund gleich $Z - 4$, nur bei den

ersten Elementen des periodischen Systems rund gleich $Z - 2$. Das bedeutet, daß das Leuchtelektron auf seiner p-Termbahn im Rumpfinnern eine ähnliche Bahnschleife ausführt wie das Röntgenelektron der L -Terme. Daß die Abschirmungszahl s bei den optischen p-Termen etwas größer als bei den Röntgen-terminen ist, hängt damit zusammen, daß bei letzteren (nach der BOHR-GROTTRIANschen Grundvorstellung über das Zustandekommen der Röntgenterme) ein L -Schalenelektron entfernt ist.

n_a ist in (44) als effektive Hauptquantenzahl durch die Termgröße ν bestimmt vermittels der Termgleichung

$$(45) \quad \nu = \frac{RZ_a^2}{n_a^2}, \quad \text{also} \quad n_a = Z_a \sqrt{\frac{R}{\nu}},$$

so daß man statt (44) auch die Intervallformel

$$(46) \quad \Delta\nu = \nu \cdot \frac{\alpha^2 Z_i^2}{n_a k k'}$$

benutzen kann.

Für k und k' ist nach SOMMERFELD bei den Röntgen- L -Termen 2 und 1 einzusetzen. Ebenso erhält man die empirisch richtige Intervallformel der optischen Dubletts, wenn man bei den p-Termen für k und k' ebenfalls 2 und 1 einsetzt. Auch die optischen Triplettintervalle zwischen den Termen p_1 und p_3 werden durch obige relativistische Intervallformel beherrscht, wenn man $k = 2$ und $k' = 1$ einsetzt. Auf den hierin liegenden Widerspruch zu der bisher stets bewährten Annahme, daß die p_1 - und p_2 - bzw. p_1 - und p_3 -Termen zwar verschiedene „innere“, d. i. Gesamtimpulsquantenzahlen J , aber gemeinsame azimutale Quantenzahl $K = \frac{3}{2}$ besitzen, kommen wir in § 23 zurück.

Um die relativistische Intervallformel der Röntgendubletts empirisch zu belegen, zeigte SOMMERFELD die Gültigkeit der aus (43) durch Umkehrung entstehenden Formel (abgesehen von höheren Relativitätskorrekturen):

$$(47) \quad Z_i = \sqrt[4]{\frac{\Delta\nu \cdot n^2 \cdot k k'}{R \alpha^2}},$$

bei der durch Einsetzung der gemessenen Röntgen- L -Dublettintervalle für Z_i der linear im periodischen System ansteigende

Wert $Z_i = Z - 3,5$ herauskam. Entsprechend belegen wir die optische Intervallformel (46), indem wir in ihre Umkehrung

$$(48) \quad Z_i = \sqrt{\frac{\Delta\nu \cdot n_a \cdot k k'}{\nu \cdot \alpha^2}} = \sqrt{\frac{\Delta\nu \cdot n_a^3 \cdot k k'}{R \alpha^2 Z_a^2}}$$

die gemessenen Werte $\Delta\nu = p_2 - p_1$ bzw. $p_3 - p_1$ einsetzen. Auch hier findet sich ein durchs ganze periodische System nahezu linearer Anstieg $Z_i \approx Z - 4$. Nur die ersten Elemente

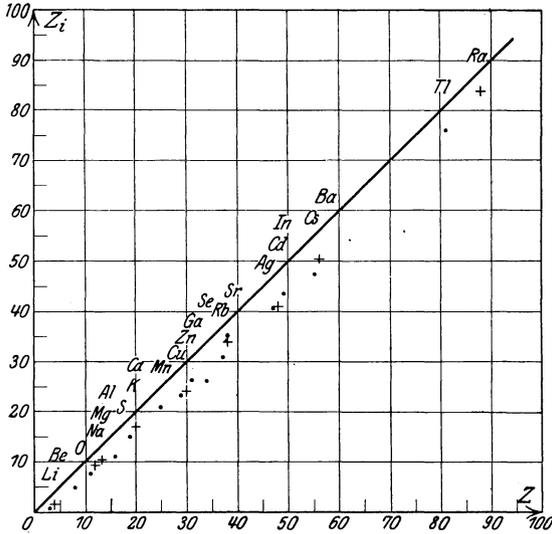


Abb. 8. Eindringungstiefe Z_i .

(Li, Be⁺) zeigen $Z_i \approx Z - 2$, weil bei ihnen keine innere Bahn-
schleife vorhanden ist, das Leuchtelektron vielmehr hier stets
außerhalb des aus $s = 2$ Elektronen gebildeten Rumpfs bleibt.
Der lineare Anstieg von Z_i wird durch Abb. 8 dargestellt, wo
als Ordinaten die aus den empirischen $\Delta\nu$ der p -Terme nach
(48) berechneten Z_i -Werte, als Abszissen die Atomnummern Z
aufgetragen sind, und zwar Punkte für neutrale Atome, Kreuze
für ionisierte Atome. Die gleich zu besprechenden höheren
Relativitätskorrekturen sind dabei schon angebracht. Jeder
Punkt bzw. jedes Kreuz der Abbildung ist bereits die Überlagerung
mehrerer dicht aufeinanderfallender Z_i -Werte, die sich aus den
Termintervallen $\Delta\nu$ verschiedener Laufzahlen n berechnen

und im Maßstab der Abbildung nicht mehr zu trennen sind (vgl. die nahezu konstanten Z_i -Werte eines jeden Elements in den Tabellen 26). Bemerkenswert ist, daß die Formeln den $\Delta\nu$ -Bereich von $\Delta\nu = 0,36$ (Li) bis $\Delta\nu = 4658,6$ (Ra⁺) umfassen.

Daß bei den optischen Intervallen $\Delta\nu$ nicht die gleiche exakte Linearität der berechneten Z_i zutage tritt, wie sie bei den Röntgen-terminen nach SOMMERFELD in so idealer Weise erfüllt ist, sondern daß hier eine gewisse, wenn auch geringe Streuung um den linearen Anstieg erscheint, ist nicht weiter verwunderlich. Denn bei den Röntgenspektren handelt es sich eben um Vorgänge in den inneren Sphären des Atoms, wo mit wachsender Kernladung $+Ze$ sich die Verhältnisse in einfachster (linearer) Weise ändern; ungeachtet der in kleinen und großen Perioden wechselnden Zustände der jeweilig äußersten Schale. Die optischen Terme kommen dagegen zustande durch Bahnen eines Leuchtelektrons, welches den größten Teil seiner Zeit außerhalb des Atomrumpfes unter der Wirkung der effektiven Ladung Z_a verbringt und nur zuweilen in die inneren Rumpfsphären gerät. Daß sich bei den optischen Dubletts und Triplets trotzdem einfache, annähernd lineare Gesetze aufzeigen lassen, liegt daran, daß das für den Dublett- und Triplettabstand wesentliche Bahnstück die innerste Bahn-schleife in Kernnähe ist, welche unter röntgenähnlichen Verhältnissen durchlaufen wird: Gerade hier, unter dem Einfluß einer abgeschirmten positiven Ladung $Z_i = Z - s$ holt sich das Leuchtelektron die für die optische Term-aufspaltung wesentlichen Energiebeiträge. Die Deutung der Gesetzmäßigkeiten der optischen Dublett- und Triplettbreiten gibt dadurch umgekehrt eine eindrucksvolle Bestätigung für das BOHRsche System der einander durchdringenden Elektronenbahnen.

Im einzelnen faßt die Intervallformel (44) einige schon früher bekannte Gesetzmäßigkeiten zusammen bzw. verbessert und präzisiert sie. (44) sagt nämlich im besonderen folgendes aus:

Erstens. Die Dublett- und Triplettabstände entsprechender Terme beim Übergang vom Bogenspektrum zum ersten, zweiten usw. Funkenspektrum aufeinanderfolgender Elemente (z. B. Na, Mg⁺, Al⁺⁺ usw.) nehmen nach (44) zu wie $Z_a^2 \cdot Z_i^2 / n_a^3$. Da nun bei den höheren Atomnummern Nachbar-elemente relativ nur wenig verschiedenes Z_i haben, auch n_a nicht stark variiert, so erhält man bei den höheren Elementen eine Zunahme von $\Delta\nu$ angenähert

proportional Z_a^2 (in obigem Beispiel wie 1:4:9 usw.). Letzteres Annäherungsgesetz wurde von SOMMERFELD im Anschluß an den „spektroskopischen Verschiebungssatz“ früher diskutiert.

Zweitens. Die Dublettabstände bei entsprechenden Termen homologer Elemente (z. B. Na, K, Rb, Cs) nehmen nach (44) zu wie Z_i^2/n_a^3 . Da wieder n_a nicht stark variiert, Z_i aber um einen nahezu konstanten Betrag s kleiner als Z ist, erhält man eine relative Zunahme von $\Delta\nu$ etwas stärker als Z^2 . Das ist die bekannte Regel von KAYSER und RUNGE, aus welcher nur Li mit zu groß berechnetem $\Delta\nu$ -Wert herausfiel. Der Grund für letztere Ausnahme wird hier ohne weiteres klar: Es kommt eben auf die Proportionalität mit $Z_i^2 = (Z - s)^2$, nicht mit Z^2 an, und Z_i^2 nimmt relativ schneller ab als Z^2 , wenn man zu den ersten Elementen des periodischen Systems herabsteigt (trotzdem s hier selbst von 4 auf 2 sinkt).

Drittens. Innerhalb einer einzigen Termserie eines Elements (z. B. bei den $n p$ -Termen verschiedener Laufzahl n) nimmt $\Delta\nu$ ab wie $1/n_a^3$. Dieses Gesetz ist im wesentlichen identisch mit einer von BOHR bemerkten Eigentümlichkeit der effektiven Quantenzahlen n_a und n'_a zweier zusammengehörigen Dubletterme ν und ν' , daß nämlich die kleine Differenz $n_a - n'_a$ innerhalb der Termserie annähernd konstant bleibt. Da nämlich

$$\Delta\nu = \nu - \nu' = R Z_a^2 \left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_a'^2} \right) = R Z_a^2 \frac{(n'_a + n_a)(n'_a - n_a)}{n_a^2 n_a'^2}$$

ist und (wegen $n'_a - n_a$ klein gegen n_a und n'_a) dafür auch

$$\Delta\nu = R Z_a^2 \frac{2}{n_a^3} (n'_a - n_a)$$

geschrieben werden kann, so ist die Konstanz von $\Delta\nu \cdot n_a^3$ identisch mit BOHR'S Konstanz von $n'_a - n_a$.

Viertens gibt die Intervallformel (44) außer der Zusammenfassung der obigen Proportionalitätsgesetze noch den bestimmenden Proportionalitätsfaktor, nämlich die im Anschluß an SOMMERFELD aus universellen Konstanten zusammengesetzte Zahl

$$(49) \quad R \alpha^2 = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2 = \frac{8\pi^4 m e^8}{h^5 c^2}.$$

Würden nicht schon die Röntgenspektren mit ihrer exakten Verknüpfung von $\Delta\nu$ mit Z_i vorliegen, so könnte man auch die

Intervallformel (44) der optischen Dubletts und Tripletts benutzen, um aus optischen Messungen die universelle Größe α zahlenmäßig zu bestimmen.

Wie schon oben bemerkt, ist zur Berechnung der Z_i -Werte bei den höheren Elementen noch eine Korrektur angebracht, die völlig SOMMERFELDS höherer Relativitätskorrektur bei den Röntgenspektren entspricht. Bei den p -Termen, welche den Röntgen- L -Termen entsprechen, ist nämlich statt (44) die genauere Formel

$$(50) \quad \Delta\nu = \frac{R \alpha^2 Z_a^2 Z_i^2}{n_a^3 k k'} \cdot \left[1 + \frac{5}{8} (\alpha Z_i)^2 + \frac{53}{128} (\alpha Z_i)^4 + \dots \right]$$

zu nehmen, so daß sich Z_i genauer aus der Umkehrung

$$(50') \quad \sqrt{\frac{\Delta\nu \cdot n_a k k'}{\nu \alpha^2}} = Z_i \cdot \sqrt{1 + \frac{5}{8} (\alpha Z_i)^2 + \dots}$$

berechnet. Andernfalls würden die Z_i -Punkte bei den höheren Elementen sich nicht mehr einer Geraden $Z_i = Z - s$ anschließen, sondern einer nach oben gekrümmten Kurve. Bei den d -, f - usw. Termen sind in der höheren Relativitätskorrektur die Zahlen $\frac{5}{8}$ und $\frac{53}{128}$ von Fall zu Fall in verschiedener Weise zu ändern, je nach der Eindringungstiefe des Leuchtelektrons. Jedoch spielt diese Unbestimmtheit glücklicherweise nur eine geringe Rolle, da bei den d -, f - usw. Termen das Leuchtelektron auch bei großen Z im allgemeinen nur bis zu mäßigen Z_i vordringt, die Korrektur also auf alle Fälle klein bleibt.

Wir besprechen nun einige Einzelheiten in den der Abb. 8 zugrunde gelegten Zahlentabellen. Als Material sind sämtliche optischen Dubletts und Tripletts benutzt, deren Termwerte ν und Intervalle $\Delta\nu$ PASCHEN und GÖTZE bearbeitet haben, und zwar für die ersten vier Laufzahlen n , weil die $\Delta\nu$ der höheren Serienglieder oft nicht mehr einwandfrei feststehen, und bei ihrer Kleinheit ein geringer Meßfehler gleich einen großen Fehler in dem theoretischen Ergebnis für Z_i erzeugen würde.

In Tabelle 26 ist in der ersten Zeile die effektive Hauptquantenzahl n_a angegeben, die aus dem Serienterm ν mit Hilfe der Formel $\nu = R Z_a^2 / n_a^2$ definiert war. In der zweiten Zeile steht die Differenz $\Delta\nu = n p_2 - n p_1$ bei den Dubletts, $n p_3 - n p_1$ bei den Tripletts. Die dritte Zeile enthält den daraus nach (48) bzw. bei höheren Z_i nach (50') berechneten Wert Z_i . Die

Dubletterme ($np_2 - np_1$)

Li (3) $n_a=1,96$ $\Delta\nu=0,34$ $Z_i=0,94$					Be+ (4) $n_a=1,92?$ $\Delta\nu=6,6$ $Z_i=2,0$
Na (11) 2,12 3,13 4,14 5,14 17,18 5,49 2,49 nach 7,5 7,7 7,7 Fowler					Mg+ (12) 2,26 3,31 4,31 91,5 30,7 14,3 9,5 9,8 9 9
K (19) 2,23 3,26 4,27 5,27 57,71 18,69 8,15 4,33 14,8 15,6 15,0 15,6					Ca+ (20) 2,49 223,0 17,2
Rb (37) 2,28 3,32 4,32 5,34 237,6 77,5 35,0 19,3 31,1 30,9 30,8 31,5					Sr+ (38) 2,60 800,0 34,3
Cs (55) 2,34 3,39 4,40 5,40 554,1 181,4 80,6 45,1 47,7 47,6 47,0 47,8					Ba+ (56) 2,72 1691,0 51,0
Cu (29) 1,86 2,91 248,15 35,34 23,4 (17,2)	Zn+ (30) 1,99 872,5 24,3				Al (13) 1,51 2,67 3,70 4,71 112,07 15,22 5,95 2,88 (11,5) 10,0 10,2 10,2
Ag (47) 1,98 2,93 920,56 203,48 45,6 40,8	Cd+ (48) 2,04 2484,0 41,0				Ga (31) 1,51 2,67 3,70 4,71 826,1 108,0 41,1 20,9 (30,8) 26,3 26,5 27,1
Au(79) 1,75 3816,7 75	Ra+ (88) 2,80 4858,6 84,0				In (49) 1,57 2,73 3,75 4,77 2212,6 292,0 111,0 56,6 (51,8) 43,7 43,4 44,3
					Tl (81) 1,55 2,75 3,76 4,78 7792,5 1001,2 372,7 181,6 (86,7) 77,0 75,0 75,0

Tripletterme ($np_3 - np_1$)

Mg (12) $n_a= 1,66$ $\Delta\nu_{23}=\{19,84$ $\Delta\nu_{12}=\{40,92$ $Z_i= 9,75$	Zn (30) 1,59 2,75 3,78 4,79 {189,78 {26,71 { 9,84 { 4,76 {388,91 {56,21 {21,09 {10,29 (28,1) 24,4 23,9 23,8	O (8) 2,17 {2,03 {3,65 4,8
Ca (20) 1,79 4,02 { 52,17 {4,0 {105,91 {7,8 17,6 16,2	Cd (48) 1,63 2,79 3,81 4,83 { 541,86 { 70,68 {25,81 {12,48 {1171,05 {174,08 {67,05 {33,08 (48,5) 41,7 40,9 41,0	S (16) 2,33 {11,26 {17,90 11,3
Sr (38) 1,86 {187,05 {394,44 35,4	Hg (80) 1,59 2,80 3,82 4,82 {4630,6 { 145,4 { 19,8 { 37,1 {1767,3 {1545,6 {356,8 {164,0 (83) (87) (76) (79)	Se (34) 2,38 { 44,82 {103,66 26,3
Ba (56) 1,92 3,14 4,21 {370,6 { 72,2 {49,0 {878,2 {171,9 {80,7 52,5 49,0 54,4	Al+ (13) 1,96 3,07 4,09 5,10 { 61,8 {14,2 { 5,7 {3,1 {125,5 {29,2 {12,9 {6,8 (11,1) 10,4 10,4 10,5	Mn (25) 1,62 {129,14 {173,78 21

Tabelle 26.

in Abb. 8 nicht berücksichtigten Z_i -Werte sind in den Tabellen eingeklammert.

Bei den Dublettermserien der Erden Al, Ga, In, Tl fällt das erste Glied kleinster Laufzahl n aus der sonst konstant errechneten Z_i -Reihe heraus. Der Grund dafür ist vielleicht der, daß hier die Zeit, die das Elektron außerhalb der wirksamen innersten Bahnschleife verbringt, stark abgekürzt wird dadurch, daß es einen erheblichen Bahnteil zwischen den zwei anderen Valenzelektronen und dem inneren Rumpf, d. h. unter der positiven Ladung 3 verbringt, so daß der mit $Z_a = 1$ berechnete Z_i -Wert zu groß wird. Das gleiche scheint bei dem ersten Glied der Tripletterme von Zn und Cd zu gelten, während bei Hg auch noch die nächsten Glieder starke Unregelmäßigkeiten zeigen und daher zur Feststellung des Z_i der inneren Bahnschleife ungeeignet sind. Die wenigen, aus diesen Gründen nicht nach unserer Formel berechenbaren Z_i -Werte sind in der Abbildung nicht berücksichtigt und in Tabelle 26 eingeklammert. Im übrigen dürfte gerade die genauere Diskussion dieser Abweichungen von der Konstanz des Z_i innerhalb einer Termreihe bei einer genauen Theorie weitergehende Schlüsse über die Dimensionen der einander durchdringenden Elektronenbahnen in Aussicht stellen.

Das p -Termtriolett des Mn fügt sich mit seinen $\Delta\nu$ völlig den anderen Tripletts und Dubletts ein (s. Abb. 8), trotzdem es in Wirklichkeit zu einem Oktettsystem gehört. Es scheinen also auch die $\Delta\nu$ der höheren Multipletts durch obige Intervallformel angenähert zu werden.

Im extremen Ultraviolett haben MILLIKAN und BOWEN ebenfalls völlig relativistische Intervallgesetze aufgedeckt.

§ 23. Bedeutung der Multiplettintervalle.

Wir gehen nun zur Theorie der Intervallformel (44) (50) über, die zwar formal sehr einfach ist, modellmäßig aber die Schwierigkeiten, die bereits SOMMERFELDS relativistische Deutung der Röntgendubletts bei ihrer Einordnung in die übrige Theorie des Atombaus zeigt, noch weit schärfer bei den optischen Dubletts hervortreten läßt, ein Grund, an der unveränderten Gültig-

keit der Grundprinzipien in der Quantentheorie der Spektren zu zweifeln.

Zur Ableitung der Intervallformel machen wir folgende (nach sonstigen Ergebnissen der Multiplettstruktur (§ 8—11) auf Grund der BOHRschen Theorie völlig falsche) Arbeitshypothese im Anschluß an SOMMERFELDS Theorie der Röntgendubletts: die Differenzen $np_2 - np_1$ bei den optischen Dubletts und $np_3 - np_1$ bei den Triplets sollen dem relativistischen Energieunterschied einer n_k -Bahn (np_1 und np_1) gegen eine n_{k-1} -Bahn (np_2 und np_3) entspringen. Da wegen des Impulssatzes k und $k-1$ auf der sonst beliebig verschlungenen Bahn konstant bleiben, der Einfluß der Relativität aber nach SOMMERFELD mit der vierten Potenz der wirksamen Zentralladung wächst, so werden nur die innersten Bahnschleifen des Leuchtelektrons relativistische Energiebeiträge geben, dagegen die in äußeren Rumpfsphären bzw. außerhalb des Rumpfes verlaufenden Bahnstücke keine wesentliche Rolle spielen. Wie leicht einzusehen¹⁾, wird man den beobachteten Termunterschied $\Delta\nu$ der n_k - gegen die n_{k-1} -Bahn erhalten, wenn man zunächst einen relativistischen Termunterschied $\Delta\nu_i$ so berechnet, als laufe das Leuchtelektron dauernd nur auf der wirksamen inneren Schleife, und dann $\Delta\nu_i$ multipliziert mit dem Verhältnis der Verweilzeit t_i auf dieser inneren Schleife zur gesamten Umlaufszeit $t_i + t_a$. Da t_i klein gegen t_a ist, kann dieser Quotient ersetzt werden durch t_i/t_a , wobei wir in derselben Näherung unter t_a auch die Umlaufszeit verstehen können, die das Elektron brauchen würde, wenn es seine Außenbahn als volle Ellipse ungestört ausbilden könnte. Wir dürfen mit dieser Bedeutung von t_i und t_a also setzen:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_i \frac{t_i}{t_a}.$$

Nun gibt die BOHRsche Theorie des Wasserstoffatoms für die Umlaufszeit einer ungestörten Ellipse

$$t = \frac{h^3}{8\pi^3 m e^4} \frac{n^3}{Z^2},$$

¹⁾ Z. B. durch Ersetzung der relativistischen Störung durch ein störendes Zentralfeld (BOHR) und Zeitmittelung über das Störungspotential.

wobei n die den Term ν bestimmende effektive Hauptquantenzahl ist ($\nu = RZ^2/n^2$). Für die innere und äußere Ellipse wird demnach das Zeitverhältnis

$$\frac{t_i}{t_a} = \frac{n_i^3 Z_a^2}{n_a^3 Z_i^2}.$$

Andererseits berechnet SOMMERFELD für zwei Ellipsen mit der gemeinsamen Hauptquantenzahl n_i und den azimutalen Quanten k und $k' = k - 1$ als Termunterschied in 1. Näherung

$$\Delta\nu_i = \frac{R\alpha^2 Z_i^4}{n_i^3 k k'}.$$

Daher wird unser $\Delta\nu$ für das optische Intervall

$$\Delta\nu = \Delta\nu_i \cdot \frac{t_i}{t_a} = \frac{R\alpha^2 Z_a^2 Z_i^2}{n_a^3 k k'}$$

übereinstimmend mit (44). Die p -Bahnen, welche nach Ausweis der Tab. 26 und Abb. 8 ungefähr bis $Z_i = Z - 4$ eindringen, besitzen demnach eine innerste Bahnschleife, die sich nicht wesentlich von den Bahnen der L -Schale unterscheidet. Letztere zeigt nach SOMMERFELD $s = 3,5$, wobei aber ein L -Elektron entfernt ist; es ist daher nicht überraschend, daß beim Eindringen des Leuchtelektrons in die unzerstörte L -Schale die wirksame Abschirmung hier etwas größer als 3,5 ist. Für die innere L -bahnähnliche Schleife können wir demnach auch die höheren Relativitätskorrekturen einfach aus SOMMERFELDS Theorie der L -Dubletts übernehmen, d. h. den Faktor

$$1 + \frac{5}{8}(\alpha Z_i)^2 + \frac{58}{128}(\alpha Z_i)^4 + \dots$$

(vgl. SOMMERFELD, Atombau, 3. Aufl., S. 610, Gl. 7) an $\Delta\nu_i$ anhängen. Damit ist die empirisch so gut stimmende Intervallformel der optischen Dubletts durch einfache Weiterbildung der SOMMERFELDSchen Theorie abgeleitet.

Es muß aber betont werden, daß diese Theorie schon bei den Röntgenspektren trotz ihrer empirischen Erfolge doch mit entscheidenden Einwänden von seiten des Korrespondenzprinzips, des allgemeinen Systems vom Atombau und des be-

sonderen BOHR'schen n_k -Bahnsystems und mehreren anderen Schwierigkeiten zu kämpfen hat. Diese Einwände führen vollends zur Katastrophe bei einer relativistischen Deutung der optischen Dubletts und Triplets; denn letztere müssen aus den verschiedensten Gründen (Struktur, Intervallverhältnissen, Zeemaneffekt, Auswahlregeln bei den Multipletts) durch verschiedene räumliche Neigung ein und derselben Ellipsenbahn n_k des Leuchtelektrons gegen den Rumpf zustande kommen. Die Widersprüche zwischen den verschiedenen empirisch so gut stimmenden und formal so einfachen Gesetzen der Komplexterme, wenn man sie in konsequenter Weise auf Grund der Quantentheorie des Atombaus deuten will, drängen so zu einer wesentlichen Modifikation dieser Grundprinzipien. Wenn also die optischen Intervalle, ebenso wie SOMMERFELDS Röntgendubletts, zwar mit Hilfe der relativistischen Arbeitshypothese abgeleitet werden können, so sind wir doch von einem Verständnis dieser Formeln noch weit entfernt.

Tab. 27 gibt eine Gegenüberstellung der optischen Dublettserienterme verschiedener Laufzahl und der mit denselben Sym-

Röntgenterm	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V
n_{kj}	1 ₁₁	2 ₁₁	2 ₂₁	2 ₂₂	3 ₁₁	3 ₂₁	3 ₂₂	3 ₃₂	3 ₃₃
Dublettterm	1 _s	2 _s	2 _{p₂}	2 _{p₁}	3 _s	3 _{p₂}	3 _{p₁}	3 _{d₂}	3 _{d₁}

Tabelle 27.

bolden n_{kj} zu bezeichnenden Röntgenterme. Dieses Schema ist nicht nur wegen seiner Betonung der Analogie der Röntgen- zu den optischen Dublettintervallen lehrreich, sondern auch wegen der Kombinationsauswahlregeln, die sich bei den Röntgentermen nach WENTZEL und COSTER in der Form

$$\begin{array}{ccc}
 & & j+1 \\
 & \nearrow & \\
 k & \rightarrow & j \\
 & \searrow & \\
 & & j-1
 \end{array}$$

aussprechen und mit den optischen Auswahlregeln (§ 7) identisch sind, und schließlich wegen der Analogie der Dublettstruktur, d. h. der Vielfachheit (ein s-Term, je zwei p-, d-, f- usw. Terme) und Ordnung der Quantenzahlen k und j . Letztere sind, wie wir sahen, auf Grund der heutigen Quantentheorie

der Spektren nicht in widerspruchslloser Weise festzulegen; die nötige Modifikation der Grundprinzipien muß in gleicher Weise den optischen wie den Röntgenmultiplettgesetzen und ihrer gegenseitigen Analogie gerecht werden.

Sechster Abschnitt.

Die praktischen Grundlagen für die Erforschung des Zeemaneffekts.

§ 24. Theorie und Experiment.

In der Einleitung dieses Buches ist der Werdegang der Zeeman-effektforschung in den Grundzügen dargestellt und auf den gegenseitigen befruchtenden Einfluß von Experiment und Theorie in den aufeinanderfolgenden Entwicklungsphasen aufmerksam gemacht worden. In der Tat lassen sich zeitlich getrennte Perioden abwechselnden Voraneilens bald der experimentellen, bald der theoretischen Forschung unterscheiden. Im gegenwärtigen Zeitpunkt dürfte der Vorsprung der Theorie — ermöglicht und gefördert durch teils unmittelbar vorausgegangene, teils gleichzeitige experimentelle Fortschritte — entschiedener sein, als in irgendeiner früheren Entwicklungsstufe. Es ist somit natürlich, wenn die experimentelle Erforschung des Zeemaneffekts sich vorzugsweise den Aufgaben zuwendet, deren Lösung durch den neu gewonnenen theoretischen Standpunkt eine erhöhte und allgemeinere Bedeutung gewonnen hat. Dies führt zu einer gewissen Neueinstellung der Experimentalforschung auf dem Gebiet des Zeemaneffekts, die eine Spezialisierung und Beschränkung auf einen engeren Aufgabenkreis zu sein scheint. In Wahrheit aber ist sie viel eher eine Bereicherung und Erweiterung der praktischen Forschung nach Zielen und Methoden; denn durch die neue theoretische Wendung ist nicht nur das Verständnis der einer unmittelbaren Beobachtung zugänglichen Phänomene außerordentlich vertieft und vereinfacht worden, sondern sind zugleich die Mittel geliefert, in den mannigfaltig komplizierten Erscheinungen die einfachen Elemente auszusondern und damit die quantitative Erforschung des Zeemaneffekts auf sicheren

Boden zu stellen. Die so gewonnenen experimentellen Ergebnisse geben zugleich einen Maßstab zur Prüfung der Folgerungen und eine Stütze für den Weiterbau der Theorie. Diese Verbindung der experimentellen Zeemaneffektforschung mit den im ersten Teile des Buches entwickelten theoretischen Ergebnissen soll in diesem praktischen Teile in den Vordergrund gerückt werden.

Theorie und Experiment stehen beim Zeemaneffekt hinsichtlich ihres Ausgangspunktes in einem gewissen Gegensatz: Im vorangehenden theoretischen Teile ist eine formale und modellmäßige Analyse der magnetischen Term-aufspaltung gegeben worden, die zu einer einfachen und übersichtlichen Ordnung der Spektraltermine und ihrer magnetischen Aufspaltung geführt hat. Einfachheit und Übersichtlichkeit konnte dadurch erreicht werden, daß zum Endziel die Spektraltermine und ihre magnetische Zerlegung gemacht wurden. Diese sind für die Theorie Größen primärer Art, sekundär sind für die theoretische Anschauung dagegen die Spektrallinien (Termkombinationen) und ihre magnetische Zerlegung (im folgenden als „magnetischer Linientypus“ oder „Zeemantypus“ oder kurz als „Typus“ bezeichnet), mit den Termen und deren Aufspaltung durch das System der Kombinationsregeln verknüpft; die Struktur der Linientypen ist komplizierter und weniger durchsichtig, als die magnetische Termzerlegung. Im Gegensatz zur Theorie sind für die experimentelle Zeemaneffektforschung die Spektrallinien und ihre magnetischen Typen primäre, die Terme sekundäre Größen. Die Linientypen bilden neben der magnetischen Ablenkung der Atomstrahlen nach STERN und GERLACH das wichtigste Phänomen, welches die magnetische Änderung der Termzustände nach Art und Größe eindeutig zu bestimmen gestattet. Die Bestimmung der Termzustände erfolgt dabei jedoch nur durch Schlußfolgerung, beobachtet und gemessen wird nur der Linientypus.

Wie die ältere praktische Spektroskopie ihre wesentliche Aufgabe in der Wellenlängenmessung und Katalogisierung der Spektrallinien der Elemente gesehen und erst die später entwickelte Serienforschung die Aufstellung der Termsysteme zum Endziel der Spektroskopie gemacht hat, so erblickte die ältere Zeemaneffektforschung ihr Hauptziel in der Erkennung, Ausmessung und Katalogisierung der magnetischen Linientypen nebst ihren

Störungen und Veränderungen. Die Erkenntnis der Termaufspaltungsgesetze — gegründet auf die Analyse einer ausreichenden Zahl präzise beobachteter magnetischer Linientypen — ermöglicht nunmehr auch hier den Schritt, von den magnetischen Aufspaltungen der Linien zu denen der Terme vorzudringen. Damit wird die Feststellung und Katalogisierung der magnetischen Linientypen zu einer Vorstufe der Zeemaneffektforschung. Aber ganz ebenso wie die älteren Katalogisierungen der Spektrallinien im allgemeinen keine ausreichende Grundlage für die Auffindung der Spektralserien und Terme geben, sondern hierzu von Fall zu Fall neue, den besonderen Bedürfnissen angepaßte experimentelle Untersuchungen erfordern, so können auch die älteren Katalogisierungen der magnetischen Linientypen nur in einzelnen, nämlich besonders einfachen Fällen zur Termanalyse dienen. Ursache ist, daß die Mehrzahl der magnetischen Linientypen wesentlich kompliziertere Struktur hat, als der Augenschein gewöhnlich vermuten läßt. Ein Beispiel hierfür gibt der Vergleich von Bild 6 und 7 der Tafel I (am Schlusse des Buches), welche dieselbe Linie 3519 Å des Tl unter gewöhnlichen und unter feineren Beobachtungsbedingungen zeigen. Beide Bilder sind grundsätzlich voneinander verschieden, aber nicht gleichwertig, denn Bild 7 gibt allein den richtigen Typus der Linie wieder. Ebenso, wie in diesem Falle ist jedes durch experimentelle Versuche gelieferte Bild eines Typus, sei es einer älteren Katalogisierung oder einer Neubeobachtung entnommen, zunächst einer Prüfung auf seine Richtigkeit zu unterziehen; Maßstab für eine solche Kritik sind, wie in § 33 im einzelnen nachgewiesen wird, bis zu einem gewissen Grade die Termaufspaltungsgesetze, entscheidend kann aber letzten Endes nur die Verfeinerung der Versuchsbedingungen sein.

Damit sind von vornherein bestimmte Richtlinien für den Experimentalversuch gegeben: Jeder einzelne Linientypus steht im System der Termaufspaltungen in einem wohldefinierten Zusammenhang mit bestimmten anderen Typen, die Linientypen eines Multipletts kontrollieren sich gegenseitig. Dies ermöglicht, die Analyse mehrerer zusammengehöriger Linientypen genauer auszuführen, als die eines Einzeltypus. Indessen ist dazu aber erforderlich, soweit irgend möglich schon im Experiment die gleichzeitige Fixierung aller miteinander zusammenhängender

Linientypen zu erreichen, um bei der nachfolgenden Auswertung jeden Einzeltypus im Zusammenhang des Ganzen behandeln zu können. Damit treten von selbst alle diejenigen Untersuchungsmethoden an Bedeutung zurück, die mehr oder weniger nur zum Studium einzelner Spektrallinien geeignet sind. Insofern ergibt sich in der Tat eine gewisse Beschränkung der experimentellen Methoden, nämlich eine Einschränkung auf solche, die zur gleichzeitigen Untersuchung ganzer Spektren oder doch ausgedehnter Liniengruppen besonders geeignet sind. Diese Tatsachen führen aber auch zu einer Erweiterung der praktischen Hilfsmittel in zweifacher Hinsicht: einerseits Verfeinerung der Erzeugungsmethoden für die Typenbilder und andererseits Zusammenfassung der Term aufspaltungsgesetze in praktische Auswertungsvorschriften, nach denen die Termanalyse auf Grund beobachteter Linientypen sicher und eindeutig auszuführen ist. Unter diesen besonderen Gesichtspunkten sollen die für die experimentelle Zeemaneffektforschung erforderlichen Hilfsmittel im folgenden dargestellt werden.

§ 25. Die experimentellen Grundvoraussetzungen.

Hinsichtlich der Art und Größenordnung des Zeemaneffekts ist seine Entdeckungsgeschichte lehrreich und bezeichnend: FARADAYS Entdeckung, daß linear polarisiertes Licht beim Durchgang durch ein im magnetischen Felde befindliches durchsichtiges Medium eine Drehung der Polarisationssebene erfährt, und die Vorstellung, welche FARADAY sich von diesem Vorgange gemacht hatte, führten ihn zu der Überzeugung, daß es möglich sein müsse, Spektrallinien magnetisch zu beeinflussen. Seine allerletzten Experimentalversuche (1862) galten diesem Ziele: er suchte nach einer Veränderung an Spektrallinien, die von einer im magnetischen Felde leuchtenden Flamme ausgestrahlt werden. Eine Natriumflamme war zwischen den Polen eines Elektromagneten angeordnet, und mittels eines STEINHEILSchen Prismenspektroskops wurden die *D*-Linien bei Ein- und Ausschalten des Feldes beobachtet. Der Versuch war erfolglos, aber nicht deshalb, weil Grundgedanke und Anordnung unrichtig gewesen wären, sondern nur, weil der Effekt viel zu klein ist, um mit so einfachen Hilfsmitteln erkannt werden zu können. Erst viele Jahre später (1896)

gelang ZEEMAN, was FARADAY erstrebt hatte: der zweifelsfreie Nachweis eines spezifischen Einflusses des magnetischen Feldes auf die Natriumlinien in Emission und Absorption, eines Einflusses, der sowohl die Schwingungsperiode, als auch den Polarisationszustand des ausgestrahlten Lichtes betrifft.

ZEEMAN benützte bei seinen ersten erfolgreichen und grundlegenden Versuchen in einer der FARADAYSchen durchaus analogen Anordnung einen RHUMKORFFSchen Elektromagneten, der ein Feld von etwa 10^4 Gauß lieferte, und als Spektralapparat ein ROWLANDSches Gitter von etwa 3 m Krümmungsradius, das FARADAYS Spektralapparat um ein Vielfaches an Leistungsfähigkeit übertraf. Trotz so großer Überlegenheit der Hilfsmittel waren ZEEMANS erste Versuchsergebnisse an den Na-Linien noch weit entfernt von dem vollständigen Bilde ihrer magnetischen Aufspaltung, wie es später erkannt (CORNU 1898) und in Abb. 3 (S. 19. Nr. 2 und 3 von oben) und Tafel I, Bild 2 wiedergegeben ist. Zwar konnte ZEEMAN bei Ein- und Ausschalten des Magnetfeldes zweifelsfrei eine immer gleiche Veränderung an den *D*-Linien feststellen, aber diese Veränderung trat anfänglich nicht als eine Zerlegung an Einzelkomponenten, sondern nur als Verbreiterung jeder der beiden *D*-Linien um etwa $\frac{1}{40000}$ ihrer Periode mit einer Polarisationserscheinung an Mitte und Rändern jeder Linie im Sinn von Abb. 1 (S. 6) in Erscheinung. Die Leistungsfähigkeit der Apparatur müßte noch erheblich gesteigert werden, ehe die vollständige Erkennung dieser und anderer komplizierter Typen möglich war.

Die nur allmählich und schrittweise erfolgte Herausarbeitung des Phänomens zeigt, daß die Erforschung des Zeemaneffekts an sehr vollkommene technische Einrichtungen gebunden ist.

Es ist klar, daß diese Voraussetzung in um so höherem Grade gilt, je tiefer man in die quantitative Analyse der komplizierteren Typen eindringen will. Von dem Standpunkt, den § 5 und § 9 vermittelt haben, kann leicht im voraus beurteilt werden, welche Mindestleistungsfähigkeit die Apparatur dazu in jedem einzelnen Falle haben muß. Ein Typus ist analysierbar, wenn der kleinste darin vorkommende Abstand zwischen zwei benachbarten Zeemankomponenten ($\delta\lambda_{\min}$) vom Spektralapparat meßbar getrennt wird. Für das normale Triplett gilt für diesen Abstand:

$$(51) \quad \delta\lambda_a = \lambda^2 \xi : a ,$$

wobei a die RUNGESche Zahl $= 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \text{ Gauß}^{-1}$ bedeutet (vgl. S. 6) und λ in ÅE zu messen ist. Aus (51) kann $\delta\lambda_a$ für jedes λ und \mathfrak{H} berechnet werden. Für den anomalen Typus der Kombination sp_1 der Aufspaltung $\pm \frac{(1) 3 5}{3}$ ergibt sich sinngemäß $\delta\lambda_{\min} = \frac{2}{3} \cdot \lambda^2 H \cdot a$. In gleicher Weise ist für jede Termkombination $\delta\lambda_{\min}$ durch (51) bestimmt.

Es hängt von den Größen $\delta\lambda_{\min}$ und \mathfrak{H} , aber auch von dem zur Verfügung stehenden Spektralapparat ab, ob ein bestimmtes $\delta\lambda_{\min}$ getrennt, d. h. wirklich deutlich als dunkler Zwischenraum zwischen zwei Linien sichtbar wird. Die hierfür maßgebende Eigenschaft des Spektralapparates ist seine Auflösungskraft, definiert durch den Quotienten $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ (vgl. § 30), wobei $\delta\lambda$ der mittels des gegebenen Spektralapparats noch eben wahrnehmbare Abstand zweier benachbarter Linien der Wellenlängen λ und $\lambda + \delta\lambda$ ist. Es ist von Vorteil, sich eine Vorstellung davon zu bilden, welche Ansprüche die Typenanalyse an den Spektralapparat stellt. Zu diesem Zweck gibt Tab. 28 für eine Feldstärke von 35 000 Gauß, ein Betrag, der sich mit den meisten großen Magneten erreichen läßt, die Gegenüberstellung der Typen einiger aus dem Beobachtungsmaterial willkürlich ausgewählter Spektrallinien und der zu ihrer Analyse erforderlichen Mindestauflösungskraft des Spektralapparates.

Man erkennt in Spalte VI die wachsenden Ansprüche, welche die Analyse der Typen 1 bis 6 an den Spektralapparat stellt. Die Werte für $\delta\lambda_{\min}$ sind aus (51) und Tab. 4 berechnet. Spalte V soll deutlich machen, welchen Raum in ÅE gemessen der Linientypus als Ganzes einnimmt. Von der Bedeutung der Spalte VI macht man sich zweckmäßig ein anschauliches Bild durch ein einfaches Beispiel:

Ein kleiner Prismenapparat läßt in der Regel die beiden D -Linien des Natrium ($\lambda_{D_1} = 5895,932 \text{ ÅE}$, $\lambda_{D_2} = 5889,965 \text{ ÅE}$, $\delta\lambda = 5,967 \approx 6 \text{ ÅE}$) noch eben als Doppellinie erkennen; nach Definition ist also die Auflösungskraft eines solchen Apparates: $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{5893}{5,967} \approx \frac{6000}{6} = 1000$. Es werde nun mit dem gleichen Apparat das Spektrum eines Funkens zwischen Nickelelektroden (ohne Magnetfeld) beobachtet. Hierbei treten die D -Linien des Na

	I Element und Wellenlänge	II Termkombination und Multiplizitätsklasse	III Zeemantypus	IV $\delta\lambda_{\min}$ bei 35 000 Gauß	V Spannweite des Typus in ÅE	VI Erforderliche Mindest- auflösungskraft $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$
1.	Na 5889,965 (D_2) 5895,932 (D_1)	$s p_1$ $s p_2$ Dublett	$\frac{(1) \ 3 \ 5}{3}$ $\frac{(2) \ 4}{3}$	$\frac{2}{3} a = 0,386 \text{ ÅE}$	1,930 ÅE 1,544 ÅE	15 300
2.	Ba 5853,70	$d_3 f_3$ Triplet	$\frac{(0) \ (1) \ 3 \ 4 \ 5}{6}$	$\frac{1}{6} a = 0,094 \text{ ÅE}$	0,940 ÅE	62 340
3.	Cd 3610,51	$p_1 d_1$ Triplet	$\frac{(0) \ (1) \ (2) \ 6 \ 7 \ 8 \ 9 \ 10}{6}$	$\frac{1}{6} a = 0,0358 \text{ ÅE}$	0,716 ÅE	100 900
4.	Ba 6439,36	$d_1 f_1$ Triplet	$\frac{(0) \ (1) \ (2) \ (3) \ 12 \ 13 \ 14 \ 15 \ 16 \ 17 \ 18}{12}$	$\frac{1}{12} a = 0,056 \text{ ÅE}$	2,016 ÅE	114 150
5.	Tl 3519,23	$p_1 d_1$ Dublett	$\frac{(1) \ (3) \ 15 \ 17 \ 19 \ 21}{15}$	$\frac{2}{15} a = 0,0271 \text{ ÅE}$	0,5691 ÅE	129 600
6.	Mn 4033,07	$s p_2$ Sextett	$\frac{(2) \ (6) \ (10) \ 60 \ 64 \ 68 \ 72 \ 76}{35}$	$\frac{4}{35} a = 0,0306 \text{ ÅE}$	0,581 ÅE	132 000

Tabelle 28. Zeemantypus und Auflösungskraft ($\mathcal{S} = 35\,000$ Gauß angenommen).

als Verunreinigung mit auf, genau in der Mitte zwischen beiden liegt aber die Linie 5892,9 des Ni. Da der gedachte Spektralapparat nur die *D*-Linien eben noch getrennt erkennen läßt, kann er den nur halb so großen Abstand ($\delta\lambda = 3 \text{ \AA}$) zwischen der Ni-Linie und jeder der beiden *D*-Linien nicht mehr wahrnehmbar machen, es verschwimmen diese drei Linien in eine einzige. Sollen sie getrennt werden, so ist dazu eine Auflösungskraft erforderlich, die nun gegeben ist durch $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{5893}{3} \approx \frac{6000}{3} = 2000$. Derselbe

Spektralapparat würde zu dieser Auflösungskraft nur gebracht werden können durch Hinzufügung eines weiteren Prismas oder durch zweimalige Wirkung des ersten mittels rückkehrenden Strahlengangs; dagegen würde eine Verdopplung der Okularvergrößerung die Trennung der zusammenfließenden drei Linien nicht bewirken können, sondern nur das verschwommene Bild ausdehnen; es würde größer, aber nicht detailreicher.

Sollen statt der einen Ni-Linie zwei in gleichen Abständen zwischen den *D*-Linien liegende Linien mit dem Spektralapparat sichtbar gemacht werden, so ist der Linienabstand $\frac{1}{3}$ des *D*-Linienintervalls, also $\delta\lambda = 2 \text{ \AA}$, mithin die erforderliche Auflösungskraft $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{5893}{2} \approx \frac{6000}{2} = 3000$, usf. Man sieht hieraus, daß

die Angaben in Spalte VI gleichbedeutend sind mit der Aussage: zur Auflösung des magnetischen Typus der *D*-Linien (Zeile 1 in Tab. 28) ist ein Spektralapparat solcher Auflösungskraft notwendig, daß mit ihm mindestens 14 im Raum zwischen den *D*-Linien äquidistant verteilte Linien getrennt wahrgenommen werden können. Für Zeile 2 würden es schon 61, für Zeile 6 sogar 131 Linien sein, die im Raum zwischen den *D*-Linien deutlich voneinander getrennt Platz finden müssen. Man erkennt aus Spalte VI, wie ungeheuer die Anforderungen an den Spektralapparat anwachsen, wenn man zu komplizierteren Zeemantypen übergeht: die Auflösung des Typus Mn 4033 \AA verlangt fast das Zehnfache der Leistung des Spektralapparates, die zur Auflösung des Typus der *D*-Linien gefordert wird!

Ausreichende Auflösungskraft des Spektralapparates ist notwendig, aber allein nicht hinreichend zur Trennung enger Typen. Die Auseinanderlegung der magnetischen Komponenten kann nur erreicht werden, wenn die spektrale Breite der von

der Lichtquelle ausgesandten Linie (ausreichend enger Spalt sei vorausgesetzt) eine gewisse Größe nicht überschreitet: die Ränder der magnetischen Komponenten dürfen sich wechselseitig nicht überlagern, d. h. die spektrale Breite jeder Komponente darf nicht oder nicht wesentlich größer sein, als die in Spalte IV angegebenen Werte für $\delta\lambda_{\min}$. Durch zweckentsprechende Behandlung der Lichtquelle läßt sich die spektrale Breite weitgehend beeinflussen (vgl. § 28). Wie allgemein für Spektrallinien, so gilt auch für die Zeemankomponenten der Typen, daß ihre spektrale Breite mit wachsendem Atomgewicht abnimmt, innerhalb jedes einzelnen Elements mit wachsender azimutaler Quantenzahl zunimmt („scharfe“ und „diffuse“ Nebenserie), im Spektrum eines ionisierten Atoms größer ist, als in dem des entsprechenden neutralen. Treten in einem beobachteten Typus die Zeemankomponenten in wesentlich größerer Breite auf, als unter gleichen Leuchtbedingungen die unmagnetische Linie selbst, so ist dies ein Hinweis, daß die breiten Zeemankomponenten eine unaufgelöste feinere Struktur enthalten.

Die Anforderungen an die Apparatur für die Auflösung desselben relativen Komponentenabstandes $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ sind also bei verschiedenen Spektrallinien durchaus voneinander verschieden. Somit sind die äußersten mit dem gegenwärtigen Hilfsmittel erreichbaren Grenzen der Auflösbarkeit magnetischer Feinstrukturen weder für bestimmte Typen, noch für bestimmte relative Aufspaltungen allgemein angebar; man wird annehmen dürfen, daß eine vollkommene und in allen Einzelkomponenten genau meßbare Auseinanderlegung von Feinstrukturen wie in Zeile 5 der Tab. 28 der z. Z. erreichbaren Grenze nahe kommen.

Damit ist aber die Möglichkeit einer Analyse noch feinerer Typenstrukturen nicht erschöpft: Der innere Zusammenhang des Term aufspaltungssystems liefert gewisse Regeln, nach denen selbst nicht mehr auflösbare Feinstrukturen, sofern sie einem wenigstens teilweise magnetisch analysierten Multiplett angehören, geprüft und hinsichtlich ihrer Termzusammensetzung erkannt werden können (vgl. § 34). So läßt sich beispielsweise aus dem Aussehen und den Größenverhältnissen (Intensitätsabfall, Breite der π - und gegenseitiger Abstand der σ -Komponentengruppen) des nicht in Einzelkomponenten aufgelösten Typus der Mn-Linie

3623,79 ÅE die Termzusammensetzung $n_{23}^6 - n_{32}^6$ ($p_2 d_4$ der Sextetts) überzeugend nachweisen. Das Vorhandensein dieser Kombination in dem Spektralbereich von etwa 3570—3630 ÅE wird durch andere und sicher bestimmte Typen des Multipletts $n_{2j}^6 - n_{3j}^6$ angezeigt; der Typus von $n_{23}^6 - n_{32}^6$ muß nach Anhang C sein: $\pm \frac{(1) (3) 195 197 199 201}{105}$ oder, in Dezimalbruchform:

$\pm (0,0095) (0,0286) 1,857 1,876 1,895 1,914$, also bei einem Feld von 35000 Gauß der kleinste Abstand benachbarter Zeeman-Komponenten $\delta\lambda_{\min} = 0,004125$ ÅE. Die Sichtbarmachung dieses Abstandes erfordert eine Mindestauflösungskraft des Spektralapparates von 878600; dabei dürfte die spektrale Breite jeder Komponente den Wert von 0,004 ÅE nicht wesentlich überschreiten. Beide Bedingungen liegen vorläufig jenseits der Grenze des Erreichbaren. Dennoch ist das Beobachtungsergebnis (Vakuumlichtquelle und ROWLANDSches Gitter) für die Termanalyse keineswegs wertlos: der Typus erscheint als Triplett mit fast scharfen Komponenten, geringem Intensitätsabfall der σ -Komponenten nach innen, Aufspaltung: $\pm (0) 1,885 \cdot a$. Die durch Ausmessung gefundene Zahl 1,885 ist genau der Mittelwert aus den Abständen der theoretisch zu erwartenden σ -Komponenten von der Mitte, und damit ist der Typus in der Tat als die Kombination $n_{23}^6 - n_{32}^6$ erwiesen; der Zeemaneffekt führt selbst in diesem extremen Falle noch mit guter Annäherung zur Termanalyse.

Dem letzten und den Beispielen der Tab. 28 wurde eine Feldstärke von 35000 Gauß zugrunde gelegt. Es scheint nach Formel (51) selbstverständlich, daß man eine verbesserte Auflösung enger Strukturen ebensowohl durch Steigerung der Feldstärke wie durch Steigerung der Auflösungskraft erreichen kann. In der Tat hat MICHELSON 1898, also schon bald nach ZEEMANS Entdeckung, mit Hilfe seines Interferenzrefraktors und Stufengitters — Apparaten sehr hoher Auflösungskraft — bei Feldstärken von 1—10³ Gauß, also kleineren als in ZEEMANS ersten Versuchen, feinere magnetische Strukturen nachweisen können, als sie ZEEMANS Apparatur hatte erkennen lassen. Dennoch trifft es nicht durchaus zu, daß Steigerung der Feldstärke und Steigerung der Auflösungskraft für die Analyse magnetischer Feinstrukturen gleichwertig sind. Ursache ist die als magnetischer Verwandlungseffekt (Paschen-Back-Effekt) bezeichnete Wirkung

des Feldes, die eine Symmetriestörung bei den anomalen Typen hervorbringt. Nun sind alle magnetischen Feinstrukturen anomale Typen, alle anomalen Typen gehören Multipletts an und alle magnetischen Multipletttypen sind nach der Größe ihrer Intervalle mehr oder weniger durch die beginnende magnetische Verwandlung im Magnetfeld verzerrt; der Betrag der Symmetriestörung wächst mit der Feldstärke. Es folgt hieraus, daß das Bild desselben anomalen Typus bei großer Feldstärke dem Bilde bei kleiner Feldstärke nicht geometrisch ähnlich sein kann. Die Abweichung beider Bilder wächst mit zunehmender Feldstärke und ist von größerem Betrage für kleine Multiplettintervalle als für große. Ganz störungsfrei kann also ein anomaler Typus nur bei einer Feldstärke ≈ 0 sein. Einer genauen Typen- und Term-analyse, die möglichst störungsfreie Typenbilder, also nicht extrem große Feldstärken zur Voraussetzung hat, würde mithin die Möglichkeit, die Auflösungskraft weit über das z. Z. erreichbare Maß zu steigern, mehr zugute kommen, als eine entsprechende Steigerung der Feldstärke. Dagegen wäre die Möglichkeit, die Feldstärke weit über die heutigen Grenzen zu steigern, für das Studium der magnetischen Verwandlung besonders wertvoll. Die Vereinigung beider Fortschritte würde der Zeemaneffektforschung ohne Zweifel ein weites Reich erschließen.

Siebenter Abschnitt.

Die Apparatur.

§ 26. Allgemeines.

Das Ziel der experimentellen Zeemaneffektuntersuchung ist nach den in § 24 gemachten Einschränkungen die Feststellung von Linientypen. Hierbei soll unter „Linientypus“ im weitesten Sinne verstanden werden das vollständige Zerlegungsbild von magnetisch beeinflussten Spektrallinien, enthaltend die Lage, den Polarisationszustand und den Intensitätsverlauf der magnetischen Komponenten unter Einbeziehung der Erscheinungen, die im magnetischen Verwandlungseffekt ihren Ursprung haben. Diese Ziel- und Begriffsbestimmung schließt ein, daß die experimentelle

Untersuchung ohne Einbuße an Umfang und Bedeutung der Ergebnisse vollkommen auf den Transversaleffekt (§ 1) in Emission beschränkt werden kann, ohne Berücksichtigung des durch den Transversaleffekt mitbestimmten Longitudinal- und Schrägeffektes und der Absorptionserscheinungen.

Die Feststellung der Linientypen geschieht in zwei aufeinanderfolgenden Stufen: 1. Erzeugung und photographische Fixierung der Zerlegungstypen von Spektrallinien, 2. maßstäbliche Übertragung der Typenbilder in Zahlentabellen durch Messung und Berechnung. Ein wesentlicher Bestandteil dieser Übertragung ist die Feldbestimmung. Das Ergebnis von Operation 2 bildet die Grundlage der Termanalyse und der weiteren Diskussion.

Die zur Erzeugung der Aufspaltungsbilder notwendige Apparatur ist ihrem Wesen nach die gleiche, wie sie in FARADAYS und ZEEMANS Fundamentalversuchen zur Anwendung gekommen ist. Sie setzt sich zusammen aus Lichtquelle, Magnet und Spektralapparat; ein Bestandteil des letzteren ist das auf dem Spalt abbildende Linsensystem und die Analysatorvorrichtung. Polarisator ist das Magnetfeld.

Magnet und Spektralapparat dürften meistens ein für allemal gegebene Modelle sein ohne Möglichkeit wesentlicher Abänderung; dagegen kann die Lichtquelle hinsichtlich ihrer Form und spektralen Eigenschaften variieren und den Bedürfnissen des Einzelfalls angepaßt werden. Diese können sehr verschieden sein: für viele Fragestellungen kann eine nicht in feine Einzelheiten eindringende, sondern nur in großen Zügen orientierende magnetische Aufnahme eines Spektrums durchaus hinreichend sein; so z. B. wenn entschieden werden soll, ob das Bogen- oder Funkenspektrum eines Elements einer geradzahligen oder einer ungeradzahligen Multiplizitätsklasse angehört, oder wenn der Nachweis des Vorhanden- oder Nichtvorhandenseins gewisser im voraus bekannter und leicht erkennbarer Typen erbracht und dadurch die Frage nach dem Wesen einer bestimmten Linie oder Liniengruppe geklärt werden soll (z. B. durch die Entscheidung, ob ein gewisses Linienpaar den magnetischen Typus der *D*-Linien oder den einer anderen Termkombination zeigt). In allen solchen Fällen kommt es durchaus nicht darauf an, das Höchstmaß an Schärfe und Auflösung magnetischer Feinstrukturen zu erreichen, es ist vielmehr wichtiger, über eine Anordnung zu verfügen, die leicht zusammen-

stellbar, einfach zu handhaben, lichtstark und ohne wesentliche Änderungen zur Erzeugung verschiedenartigster Spektren gleichmäßig geeignet ist. In anderen Fällen dagegen wird gerade die Auflösung feinsten magnetischer Strukturen oder, was auf dasselbe hinauskommt, die Messung zwar größerer Strukturen, dafür aber mit höchstmöglicher Präzision, das Ziel der Untersuchung sein. Dann kann nur eine Lichtquelle den Zweck erfüllen, die hinsichtlich Auflösung von Feinstrukturen das höchste leistet.

Je nach der Aufgabe ist die Form der Lichtquelle zu wählen; ihre für die Zwecke des Einzelfalls maßgebende Eigenschaft ist die Lichtstärke und der Homogenitätsgrad der ausgesandten Spektrallinien. Nach diesen Eigenschaften werden wir zwei Arten von Lichtquellen unterscheiden: 1. einfache Formen, die allgemein anwendbar sind und hohe Lichtstärke bei mäßigem Homogenitätsgrad haben, 2. besondere Formen, die hohen Homogenitätsgrad der ausgesandten Linien besitzen.

Diesem aus dem Zweck sich ergebenden Einteilungsprinzip steht das im physikalischen Wesen des Leuchtvorgangs begründete gegenüber, wonach Flammen-, Bogen- oder Funken- und Gasentladung im Geißlerrohr die Grundformen der Lichtquellen bilden. In der Tat sind alle diese Formen für den Zeemaneffekt nutzbar gemacht worden. Schwierigkeiten macht die Unterbringung im Magnetfeld: Der zwischen den Polspitzen liegende freie Raum, das Interferikum, ist in der Regel ein Kreiszyylinder von höchstens 3–4 mm Achsenlänge und 6–8 mm Durchmesser der kreisförmigen Endflächen (Polstutzflächen). Was von diesem Raum nach Einlagerung der Elektroden und Isolierschichten noch verfügbar bleibt, soll mit einem Leuchten hinreichender Intensität erfüllt sein, damit auch schwächere Linien des magnetischen Spektrums in Belichtungszeiten, die einige Stunden nicht überschreiten, photographiert werden können.

Die gedrängteste und deswegen auch am häufigsten angewendete Form der Lichtquelle ist die Funkenentladung, zugleich sehr allgemein brauchbar, weil im Funken alle festen Substanzen verdampfen und zum Leuchten erregt werden können. Die größte spezifische Raumbeanspruchung haben die Flammen, aus diesem und anderen Gründen in neuerer Zeit kaum mehr angewendet. Der Bogen muß in eine Anordnung gebracht

werden, bei der die Entladung parallel den magnetischen Kraftlinien erfolgt, da er bei Querstellung zum Magnetfeld von diesem abgedrängt und ausgeblasen wird. Am einfachsten wird die Parallelstellung von Entladungsbahn und Magnetkraftlinien beim Bogen durch den mechanisch bewegten „trembleur“ (Unterbrecherprinzip) erreicht (§ 28). Beim Funken läßt sich die gleichfalls notwendige Parallelstellung ohne besondere Kunstgriffe ausführen.

Bogen und Funke geben bei Atmosphärendruck Spektrallinien mäßiger Schärfe, die zur Auflösung feiner magnetischer Strukturen nicht genügt. Beide Entladungsformen lassen sich indes in einer auch für den Zeemaneffekt brauchbaren Anordnung zu Vakuumlichtquellen ausbilden und damit hinsichtlich der Linienschärfe sehr verbessern. Nach den bisher bekannt gewordenen Erfahrungen und der Ausbeute an sicher bestimmten Linientypen feinsten Struktur dürfte der Vakuumbogen dem Vakuumfunken überlegen sein. Dagegen gebührt bei Atmosphärendruck dem Funken („Luftfunke“) hinsichtlich Lichtstärke und Einfachheit der Handhabung der Vorzug vor allen anderen Lichtquellen. Es wird deshalb im folgenden entsprechend der obigen Einteilung der Lichtquellen in einfache Formen (geringen) und besondere Formen (hohen Homogenitätsgrades) der Luftfunke als die normale Anordnung der ersten, der Vakuumbogen als die normale Anordnung der zweiten Art genauer beschrieben.

Das Geißlerrohr, zur Untersuchung des Zeemaneffekts von Gasspektren vielfach angewendet, ist an sich eine Lichtquelle hohen Homogenitätsgrades, büßt aber in mittlerem und besonders in starkem Magnetfeld diese Eigenschaft ein. Das Rohr kann entweder in Längsstellung (Capillare parallel den [horizontal gerichteten] magnetischen Kraftlinien, senkrecht zur Spaltrichtung) oder in Querstellung zu den magnetischen Kraftlinien (Capillare senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien, parallel zur Spaltrichtung) in das Feld eingeführt werden. Jede der beiden Anordnungen hat ihre besonderen Vorzüge und Nachteile:

Längsstellung hat den Vorteil, daß der Entladungsvorgang in der Röhre durch die ihm gleichgerichteten magnetischen Kraftlinien nicht so stark behindert wird wie in Querstellung, aber den Nachteil, daß die Magnetpole und -schenkel in ihrer Längsrichtung durchbohrt sein müssen, um die Röhre hindurch-

zustecken. Dies hat an den Polschutzflächen, den für Größe und Homogenität des Feldes maßgebendsten Stellen, einen beträchtlichen Eisenausfall zur Folge, wodurch die Feldstärke im Interferrikum bei gleicher Amperewindungszahl viel kleiner ausfällt als ohne Bohrung und zugleich eine Inhomogenität des Feldes verursacht wird. Folge der Feldherabsetzung ist entsprechend geringere Trennung, Folge der Inhomogenität merkbare Unschärfe der Zeemankomponenten. Für sehr enge Feinstrukturen versagt also die Methode. Ein weiterer Nachteil ist die starke Erhitzung der im Innern der Magnetschenkel liegenden und schwer zugänglichen Röhrenelektroden, deren Spannung im Magnetfeld höher getrieben werden muß als im feldfreien Zustande.

Querstellung der Röhre zum Magnetfeld hat den Vorteil, daß keine Poldurchbohrung erforderlich ist, und die daraus entspringenden Mängel, insbesondere die unerwünschte Schwächung der Feldstärke, wegfallen, dafür aber den Nachteil, daß das senkrecht zum Entladungsvorgang gerichtete Magnetfeld sehr stark hemmend auf diesen wirkt. Um die Entladung gegen diese Kraft durch das Magnetfeld hindurchzutreiben, ist sehr viel höhere Röhrenspannung als bei Längsstellung und hoher Gasdruck erforderlich. Durch die Wirkung des Feldes wird die Lichtbahn senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien abgedrängt und zu einem dünnen an die vordere oder hintere Wand des Rohres angepreßten Faden eingeschnürt, der nur einen kleinen Teil des Rohrquerschnitts ausfüllt. Diese Verhältnisse ändern das elektrische Feld in der Entladungsbahn erheblich und geben dadurch Veranlassung zum Auftreten von störenden Starkeffekten. Die Druck- und Temperaturverhältnisse in dem Teile des Lichtfadens, der das Interferrikum durchsetzt, sind bezeichnet durch die Tatsache, daß eine quergestellte Quarzröhre mit O_2 -Füllung bei einem Stromdurchgang von einigen Milliampere und einer Feldstärke von etwa 40 000 Gauß eine Lebensdauer von höchstens zwei Stunden hat; in dieser Zeit wird die Röhrenwand von dem an sie angepreßten Lichtfaden völlig durchgesägt. Wie zu erwarten, zeigen unter solchen Umständen die ausgesandten Linien (Zeemankomponenten) Druck- und Temperaturverbreiterung; die Methode der quergestellten Geißleröhre versagt also trotz der durch sie ermöglichten großen Magnetfeldstärke ebenfalls zur Trennung feinsten magnetischer Strukturen.

Aber selbst gröbere Typen können durch die gleichen Ursachen wesentlich verändert und dadurch sogar unkenntlich gemacht werden: Eine Wirkung des veränderten elektrischen Feldes in der quergestellten Röhre ist die, daß unter Umständen das Auswahlprinzip der äquatorialen Quantenzahlen durchbrochen wird, so daß dann auch solche Sprünge der m auftreten, für die $m_a - m_e > +1$ bzw. < -1 ist (vgl. § 3). Dies führt zu einer Änderung der Linientypen, insofern sich die Komponentenzahl dadurch erhöht. So wird aus dem Typus des normalen Triplets $\pm(0)1$ ein magnetisches Quintett $\pm(0)12$, wenn der Quantensprung $m_a - m_e = \pm 2$ auftritt¹⁾ (vgl. Tab. 1 in § 3). Es würde mithin durch die veränderten Entladungsbedingungen bei Querstellung der Röhre ein Typus $\pm(0)12$ vorgetäuscht, während er bei regulären Feldverhältnissen in der längsgestellten Röhre sich als $\pm(0)1$ erweist. Andere Unterschiede an demselben Linientypus lassen die Bilder 24 (H_α bei 30 000 Gauß, ohne Analysator, Querstellung der Röhre) und 25 (H_α bei 38 000 Gauß, ohne Analysator, Entladung längs den magnetischen Kraftlinien [Methode nach § 28 c]) der Tafel II erkennen: in 24 sind die Komponenten ungewöhnlich breit, besonders die Mittelkomponente, ferner ist das Intensitätsverhältnis zwischen jeder Außen- und der Mittelkomponente kleiner als 1:2, also irregulär; in 25 dagegen sind alle drei Komponenten schärfer, unter sich von gleicher Breite, und das Verhältnis der Intensitäten ist nahezu 1:2. Noch bemerkenswerter ist der Unterschied der unter den Bedingungen von 24 und 25 beobachteten Polarisationsverhältnisse (in den Bildern 24 und 25 nicht erkennbar, da diese ohne Analysator aufgenommen sind): in 24 ist die Polarisation der Mittelkomponente unrein, sie enthält sowohl \perp wie \parallel zu den magnetischen Kraftlinien schwingendes Licht, in 25 ist sie dagegen rein, die Mittelkomponente enthält nur \parallel , jede Außenkomponente nur \perp schwingendes Licht. Dementsprechend würde man nach 24 für H_α einen Typus der Form $\pm(0)01$, nach 25 von der Form $\pm(0)1$ ableiten. Die verschiedenen Entladungsbedingungen ergeben also in diesem Falle durchaus wesensverschiedene Typen

¹⁾ Dieses Phänomen ist von BOHR vorausgesehen und an einer Vergrößerung des magnetischen Typus von H_α (Ann. d. Physik Bd. 4, S. 39, Tafel VIII, Bild 4) von ihm auch tatsächlich gefunden worden (vgl. SOMMERFELD: Atombau und Spektrallinien, 3. Aufl., S. 370, Anm.).

für dieselbe Linie H_α ; der unter den Bedingungen von 24 abzuleitende Typus ist durch überlagertes elektrisches Feld als gefälscht zu beanstanden.

Auf die Vermeidung solcher Fehler ist bei der Anordnung der Lichtquelle und bei der Diskussion der Versuchsergebnisse Bedacht zu nehmen. Es ist ein bemerkenswerter Vorteil der Termanalyse, daß sie Irregularitäten, wie die der vorgetäuschten Typen $\pm(0)12$ oder $\pm(0)01$ sozusagen selbsttätig aufdeckt: Typen solcher Art stehen in Widerspruch mit den in § 33 behandelten „Grundtypen“, die zur Bestimmung der Termaufspaltung führenden Gleichungen sind dann nicht auflösbar, sie sind überbestimmt. Hierdurch schon wird die Aufmerksamkeit auf die Möglichkeit eines störenden Effekts hingelenkt.

§ 27. Einfache Formen der Lichtquelle (Funke in Luft).

Diese erste Art von Lichtquellen soll nach § 26 folgende Anforderungen erfüllen: Gedrängtheit der Form zwecks Erreichung hoher Feldstärke, Einfachheit der Anordnung (aus einfachen, in jedem Laboratorium vorhandenen Mitteln zusammenzustellen), allgemeine Anwendbarkeit, große Lichtstärke. Auf hohen Homogenitätsgrad der Linien wird dabei verzichtet.

Alle diese Ansprüche erfüllt bei zweckentsprechender Ausgestaltung der Funke in Luft.

Die Funkenentladung ist parallel zu den Magnetkraftlinien anzuordnen, damit sie nicht aus dem Feldteile größter Kraftliniendichte herausgedrängt wird. Die Funkenstrecke liegt zwischen den Magnetpolen; an der Stutzfläche jedes der beiden Polschuhe ist eine lamellenförmige Metallelektrode plan angelegt von 2–3 cm Länge, 1 mm oder weniger Dicke (je nachdem das Elektrodenmetall mehr oder weniger leicht schmilzt) und einer Breite nicht größer als die Seite des der kreisförmigen Polstutzfläche (deren Durchmesser 4–6 mm ist) eingeschriebenen Quadrats. Zwischen Elektrode und Polschuh liegt ein Glimmerblatt (Dicke $<0,2$ mm) als Isolierschicht. Jede der Elektroden ist mit ihrem oberen Ende in je einen Messingstab geklemmt, der, in ein Glasrohr gekittet, von einem eisenfreien Stativ isoliert gehalten wird. Die Elektroden bilden miteinander einen Winkel von 90° , mit der optischen Achse einen Winkel von 45° bzw.

135°. Der Funke bleibt so ganz in dem Raum größter Kraftliniendichte, seine Bahn folgt den magnetischen Kraftlinien. Der Raumbedarf (Interferrikum) bei einer Funkenlänge von 1 mm ist $2\frac{1}{2}$ –3 mm, je nach Elektrodendicke.

Diese Mindestgröße des Interferrikums kann noch um etwa 1 mm weiter verkleinert und damit die Feldstärke entsprechend erhöht werden (um 6–8% in der Nähe der Sättigung), wenn an Stelle der einen Elektrode der beschriebenen Art ein dünner Blechstreifen als (nichtisolierte) zweite Elektrode über einen Polschuh gespannt wird (RUNGE und PASCHEN).

Ist die zu untersuchende Substanz metallisch, so werden die Elektroden unmittelbar aus ihr hergestellt, nötigenfalls durch Legierung mit einem anderen gut luftbeständigen Metall; ist sie kein Metall, so kann sie meist in Form von Salzlösung auf Metallelektroden getropft werden (in diesem Fall sind die Linien allerdings nicht hell und besonders unscharf), oder besser werden die Elektroden, in gleicher Form und Größe wie oben, aus Kohle (Bogenlampenkohle, chemisch reine Gaskohle) hergestellt und mit der Salzlösung getränkt.

Ein Nachteil der Metallelektroden ist die Oxydbildung, die häufige Unterbrechung zwecks Reinigung erfordert, sowie das Eintreten von Glühen und Schmelzen, wodurch die Stromaufnahme und damit die Helligkeit eng begrenzt ist (Anblasen des Funkens durch einen Luftstrom hilft hiergegen, vermehrt aber die Unschärfe der Linien).

Helligkeit und Linien­schärfe können durch eine besondere Behandlungsart der Kohlenelektroden so sehr gesteigert werden, daß deren Anwendung selbst für solche Elemente von großem Vorteil ist, die, wie z. B. Zn, Cu, Al, Mg — auch unmittelbar als Metallelektroden — eingeführt werden könnten. Die Methode beruht darauf, daß eine Legierung des zu untersuchenden Elementes mit einem Edelmetall (z. B. Ag) durch einen Reduktionsvorgang auf der Kohlenlamelle (Elektrode) gebildet wird. Als Beispiel sei die Vorschrift zur Herstellung einer Na-Ag-Legierung aus Kohle angegeben:

40 g AgNO_3 werden ohne Wasserzusatz im Tiegel in ihrem Krystallwasser geschmolzen (Schmelzpunkt 218°). Hierauf werden 20 g NaNO_3 zugegeben, das in der Schmelze alsbald zerfließt. Es wird gemischt und die Temperatur währenddessen auf

dem Siedepunkt des Gemisches gehalten. Darauf werden die ausgeglühten und wieder erkalteten Kohlenlamellen eingetaucht. Sofort tritt heftige Entwicklung von NO_2 und CO_2 ein, die so lange anhält, bis die Kohle mit einer dichten Metallschicht überzogen ist. Danach wird die Lamelle oberflächlich nahe der Flamme getrocknet und dann auf Schmirgelpapier abgeschliffen. Sie zeigt eine silberweiße, glänzende Metallfläche mit schwach rötlichem Schimmer.

Das gleiche bzw. ein nur wenig abgeändertes Verfahren eignet sich für alle Alkalien und Erdalkalien bzw. die meisten übrigen Metalle.

Die Überlegenheit der beschriebenen Methode gegenüber der Verwendung reiner Metallelektroden ist bemerkenswert: die letzteren entwickeln im Funken dichten Metaldampf, wodurch Unschärfe, Verbreiterung und häufig Selbstumkehrung der Spektrallinien herbeigeführt wird. Dieser Fehler kann nur durch Verminderung der Stromdichte vermieden werden, was entsprechende Verringerung der Intensität zur Folge hat. Anders bei der Silberlegierung auf Kohle: hier schiebt man grundsätzlich maximale Energie (siehe unten) in die Funkenentladung und erreicht dabei die Schärfe der Linien dadurch, daß man den Gehalt der Silberlegierung an der zu untersuchenden Substanz genügend gering macht. Auf diese Weise ist es immer möglich, Verbreiterung und Umkehrung zu vermeiden und trotzdem durch Vermehrung der Stromdichte die Intensität weitgehend zu steigern.

Die Kohlenlegierungsmethode bietet zugleich ein sehr bequemes Mittel zur Beschaffung von Feldnormalen (§ 29 b), indem man der Salzschmelze des zu untersuchenden Elements Gesamtgewicht etwa 60 g) ein einzelnes Körnchen $\text{Al}(\text{NO}_3)_3$ zufügt. Dann erscheinen vom Spektrum des Aluminiums nur die beiden Grundlinien 3944 und 3961 ÅE (Typus D_1 und D_2). Aus diesen beiden Linien, die in vierter Ordnung noch auf ein und derselben Platte nebeneinander liegen, läßt sich die Feldbestimmung mit einem Fehler $<0,3\%$ ausführen.

Stromquelle ist ein großes Induktorium oder besser ein Wechselstromtransformator; in den Sekundärkreis sind Kapazität und Selbstinduktion passend gegeneinander abgestimmt einzuschalten, um die Spektrallinien möglichst scharf zu machen (Hemsalechscher Schwingungskreis). Die Stromaufnahmefähigkeit der nach obiger Methode hergestellten Kohlenelektroden

ist viel größer als die metallischer Elektroden; der Sekundärstrom ist bei Kohlenelektroden stets so groß zu machen, daß sie ihn gerade noch aufnehmen können, ohne zu zerplatzen. Bei Anwendung eines eisengeschlossenen Transformators (Übersetzung $\sim 1:50$) und Wechselstrom von 50 Perioden, 110 Volt prim., einer Kapazität von $\sim 6 \cdot 10^3$ cm und $\sim 10^{-3}$ Henry im Sekundärkreis ist für Kohlenelektroden die obere Grenze der Primärenergie etwa 1,5 Kilowatt, für Metallelektroden höchstens ein Drittel dieses Betrages.

Für die erreichte Lichtstärke gibt die Tatsache einen Anhalt, daß mit Kohlenelektroden obiger Art die Grundlinien des Al in 5 Minuten, mit Metallelektroden in 15 Minuten in dritter Ordnung eines großen Gitters reichlich und in beiden Fällen etwa gleichstark belichtet sind.

Der Homogenitätsgrad der Spektrallinien ist bei Kohlenelektroden, die nach obiger Vorschrift hergestellt sind, gleichfalls höher als bei Metallelektroden: so wird der magnetische Typus von 6498,9 Ba ($2p_2 - 3d_2$, Abb. 3, S. 19, Nr. 4) mit $\delta\lambda_{\min} = \frac{2}{15} a (= 0,1005 \text{ \AA E für ein Feld von } 38000 \text{ Gauß})$ in dritter Ordnung eines großen Gitters noch eben getrennt, was einer tatsächlich erreichten Auflösung $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 64640$ entspricht.

Mit Metallelektroden wird diese Auflösung nicht erreicht. Dagegen reicht auch die Kohlenlegierungsmethode nicht hin, noch engere Strukturen zu trennen: der Typus von 3519,4 Tl ($2p_1 - 3d_1$, Abb. 3, Nr. 6) mit gleichfalls $\delta\lambda_{\min} = \frac{2}{15} a (= 0,0295 \text{ \AA E für } 38000 \text{ Gauß})$ verlangt bei dieser Feldstärke eine Mindestauflösung von 119400. Tafel I, Bild 6 zeigt diese Linie in vierter Ordnung eines großen Gitters mittels Luftfunke und Kohlenelektroden aufgenommen; die Auflösung der Feinstruktur ist nicht erreicht. Daß mangelnde Schärfe der Komponenten und nicht zu geringe Auflösungskraft des Gitters die Ursache ist, beweist Bild 7 in Tafel I, das die gleiche Linie mit Vakuumbogen aufgenommen wiedergibt. Hier ist die Trennung vollkommen und die spektrale Breite der Komponenten so gering, daß die Zwischenräume nahezu doppelt so groß sind wie die Komponentenbreite. Die tatsächlich erreichte Auflösung ist hier also etwa 360000.

Hieraus ergibt sich, daß die einfachen Formen der Lichtquellen die Leistungsfähigkeit des Spektralapparats nicht entfernt

auszunützen vermögen, weshalb ihnen nur ein beschränktes Anwendungsgebiet offensteht, dessen Grenzen in § 26 angedeutet wurden.

§ 28. Besondere Formen der Lichtquelle (Vakuumlichtquellen).

Zur Untersuchung des Zeemaneffekts besonders geeignete Formen von Vakuumlichtquellen sind der Vakuumbogen (für feste Substanzen) und die Gasentladung ohne Geißlerrohr (für Gase).

Auch für diese Lichtquellen ist Bedingung, die Entladung parallel den Magnetkraftlinien zu leiten. Für den Vakuumbogen ist die Anwendung des Unterbrecherprinzips („trembleur“, „Abreibbogen“) unumgänglich, weil der großen Wärmeentwicklung einer kontinuierlichen selbständigen Bogenentladung die im Interferikum unterzubringenden und in entsprechend kleinen Dimensionen zu haltenden Elektroden und Isolierschichten nur kurze Zeit würden standhalten können, und weil selbst während so kurzer Zeit ein Abwandern des Bogens aus dem zentralen Feld nicht zu verhindern ist. Die Abreibvorrichtung vermeidet beide Mängel zugleich.

a) Vakuumbogen für kleine Feldstärken. Der Abreibbogen im Vakuum ist von MICHELSON (1898) erstmalig für die Zeemaneffektforschung angewendet und in der von ihm angegebenen Form von anderen später vielfach benützt worden. Wesentlich ist bei Michelsons Apparat, daß die Polschuhe in Richtung der magnetischen Achse durchbohrt sein müssen, insofern gelten für ihn sinngemäß die in § 25 hinsichtlich des Geißlerrohrs in Längsstellung gemachten Bemerkungen. Wie die Polschuhe, so sind auch die Magnetschenkel längs durchbohrt; Polschuhe und Schenkel sind durch einen Schnitt senkrecht zur magnetischen Achse voneinander getrennt und beide Polschuhe durch ein das Interferikum luftdicht umschließendes Messingrohr starr miteinander zu einem Stück vereinigt. Das Rohr trägt in der Mitte zwei querstehende Stützen für ein Fenster zum Austritt des Lichts in transversaler Richtung und für die Verbindung mit der Luftpumpe. In die Bohrlöcher der starr miteinander verbundenen Polschuhe ist von beiden Seiten je ein Messingstab, durch Glasröhren isoliert, luftdicht eingeführt, jeder trägt an

seinem in das Interferrikum hineinragenden Ende ein Stück des zu untersuchenden Metalls als Elektrode. Der eine dieser Messingstäbe ist gegen die Glashülse an deren äußerem Ende durch ein Stück übergezogenen Gummischlauch abgedichtet und dadurch ein wenig in seiner Längsrichtung verschiebbar. Das aus den starr verbundenen Polschuhen bestehende, mit den Elektroden und ihren Zuführungen versehene Gehäuse wird zwischen die passend abgeschnittenen und durchbohrten Schenkel des Elektromagneten eingesetzt. Die bewegliche Elektrodenzuführung wird durch einen an ihrem äußeren Ende angreifenden Motor hin und her gezogen und so nach Anlegen einer Elektrodenspannung von 10—30 Volt ein rasch intermittierender Abreibbogen im Vakuum einer Wasserstrahlpumpe erzeugt.

Diesen Apparat hat MICHELSON ausschließlich zu Untersuchungen mit seinem Interferentialrefraktor konstruiert und später auch für das Stufengitter benützt, Spektralapparaten also, die sehr hohe Auflösungskraft besitzen und demgemäß schon bei geringen Feldstärken Trennung der magnetischen Komponenten erkennen lassen. MICHELSON konnte so schon bald nach ZEEMANS Entdeckung feststellen, daß viele Spektrallinien durchaus nicht den Typus des magnetischen Triplets (§ 1), sondern einen komplizierteren, aus einer von Fall zu Fall wechselnden Zahl von Komponenten bestehenden zeigen. Eine Lichtquelle von Atmosphärendruck hätte bei den von MICHELSON angewendeten Feldstärken von 1000—4000 Gauß solche Feinheiten nicht wahrnehmen lassen.

Höhere Feldstärken als 10—12000 Gauß lassen sich mit MICHELSONS Apparat schwerlich erreichen; die Poldurchbohrung steht dem im Wege, sie beeinträchtigt zugleich auch die Homogenität des Feldes im Interferrikum. Des weiteren führt die Verwendung der Glasröhren, die zur Erzielung eines ruhig stehenden Bogens bis dicht an diesen herangeführt werden müssen, zu Schwierigkeiten, welche Expositionsdauern von mehr als höchstens einer Stunde ausschließen. Alle diese Eigenschaften machen MICHELSONS Apparat für Aufnahmen mit Rowlandgittern wenig geeignet, welcher Verwendungszweck bei Konstruktion der Lampe auch nicht vorgesehen war.

b) Vakuumbogen für große Feldstärken. Die Unersetzlichkeit des Gitters für die feinere Zeemaneffektuntersuchung von

Gesamtspektren bzw. größeren zusammenhängenden Spektralbereichen, Untersuchungen, die insbesondere eine Grundvoraussetzung für das Studium der Multipletts bilden, aber ebenso wie die quantitative Verfolgung des magnetischen Verwandlungseffekts an die Erzeugung maximaler Feldstärken gebunden sind, macht es zur Notwendigkeit, den Vakuumbogen auch in großen und völlig homogenen Feldern anzuwenden. Dazu ist

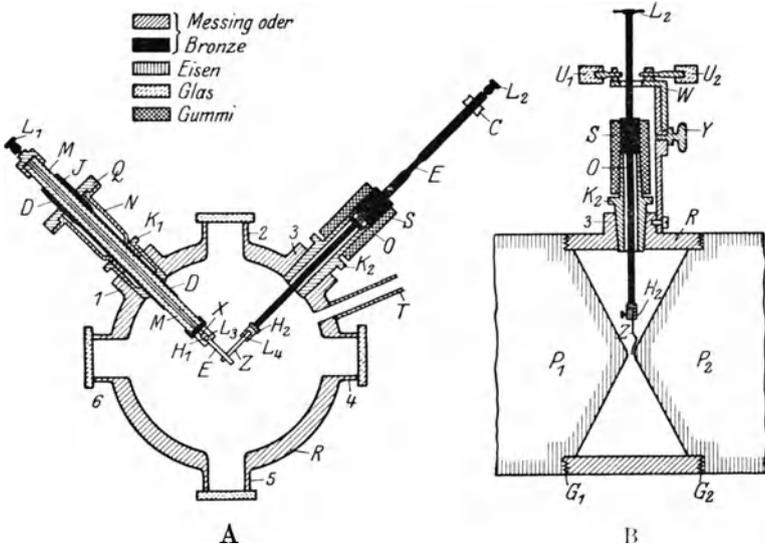


Abb. 9. Vakuumbogenlampe für hohe Feldstärken.

erforderlich, die Durchbohrung der Magnetschenkel und Polschuhe zu umgehen und die eine wünschenswerte Änderung des Polabstandes verhindernde starre Verbindung der Polschuhe aufzugeben. Diesen Anforderungen genügt ein vom Verfasser angegebenes und für viele Untersuchungen benütztes Modell, das in Abb. 9 skizziert ist. A ist der Schnitt durch die Mitte der Lampe senkrecht zur magnetischen Achse in Richtung des Spalts, B der Schnitt parallel zur magnetischen Achse unter 135° zum Spalt (d. i. in Richtung L_2Z , Abb. 9 A) der Spalt des Gitters (nicht gezeichnet) liegt in der Zeichnungsebene links vom

Rohrstutzen 6 (Abb. 9 A) in gleicher Höhe wie die Mitte der Lampe, 114 cm von dieser entfernt.

P_1 und P_2 (Abb. 9 B) sind die Polschuhe des Elektromagneten im Längsschnitt. R ist ein dickwandiger Zylinder aus Bronze, der unter Zwischenschaltung von Gummiringen G_1 und G_2 ¹⁾ an die entsprechend ausgedrehten Ränder der Polschuhe angepreßt ist. Ein Satz von Gummiringen verschiedener Dicke ermöglicht, die Größe des Interferrikums in den Grenzen von 2–5 mm in Schritten von je 0,5 mm zu ändern. Der Innenraum dieses Zylinders, der die Polspitzen umschließt, bildet das Vakuum der Bogenlampe. An den Zylinder R sind sechs Rohrstutzen (1 bis 6 in Abb. 9 A) angegossen. Vier davon (2, 4, 5, 6) sind mit Fenstern versehen, die zwei anderen (1 und 3) sind konisch ausgebohrt und umfassen die eingeschliffenen Konusse K_1 und K_2 , durch die die Elektroden eingeführt sind. Der Elektrodenhalter in K_1 ist in seiner Längsrichtung durch die mittels geölter Lederringe abdichtende Stopfbüchse in K_1 hindurch verschiebbar, im übrigen fest. Der Elektrodenhalter in K_2 ist in seiner Längsrichtung fest, jedoch um die Achse O drehbar, schwingt mit seinem unteren Ende, das aus einem massiven Stück Wolfram geschliffen, als Zündstift ausgebildet ist (Abb. 11, Nr. 1, S. 130), in dem Interferrikum zwischen den Polspitzen hin und her und bildet so einen kontinuierlichen Abreißbogen. Die Bewegung des Zündstifts wird durch einen kleinen Motor betätigt, der an dem Hartgummiring C angreift, die Rückbewegung erfolgt durch Federzug. Sekundlich finden 5–10 Zündungen statt.

Der sichere Gang des Apparates und namentlich die Notwendigkeit, während des Betriebs die Elektrode E nach Verbrauch der Substanz rasch auswechseln und genau in das homogene Feld wieder einsetzen zu können, bedingt eine Anzahl konstruktiver Einzelheiten, die nicht alle in Abb. 9 aufgenommen sind. Die wichtigste ist die Ausbildung der Elektrodenhalter und ihre Justierung. Der feste Halter in K_1 ist gegen das Lampengehäuse durch das Glasrohr M , welches seinerseits in den mit Gewinde versehenen Messingzylinder D eingekittet ist, isoliert in das Innere der Lampe eingeführt. Mit Hilfe der Ringschraube Q kann er in

¹⁾ Die Zickzacklinien in Abb. 9 B bei G_1 und G_2 sollen kein Gewinde, sondern eingedrehte Rillen andeuten, in die sich die Gummiringe einpressen.

seiner Längsrichtung während des Betriebes verschoben werden, wodurch immer frisches Material an der Zündstelle in den Bogen eingeführt wird. Die Stromzuführung erfolgt bei der Klemmschraube L_1 , mit der die Elektrodenhalterung H_1 metallisch mittels eines durch M hindurchgeführten Messingstabes verbunden ist. Die Halterung H_1 sitzt auf einem Schlitten mit Schwalbenschwanzführung, der senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 9 A verschiebbar ist und dadurch gestattet, die feste Elektrode E bei jedem beliebigen Interferrikum immer plan an die Polspitze P_1 anzulegen. Die Elektrode E ist in der Abbildung als Metalllamelle skizziert. Für solche Elemente, die nicht zu Blechstreifen ausgewalzt werden können, oder die zu leicht schmelzen bzw. als kompaktes Metall zu schwer verdampfen, ist diese Elektrodenform nicht brauchbar. An Stelle der skizzierten Elektrode E wird in diesen Fällen ein zweckentsprechend geformter Lamellenhalter bei H_1 eingesetzt, der das gewünschte Elektrodenmaterial in Form kleiner Plättchen festhält (Abb. 11, Nr. 2, S. 130). Die Elektrode E bzw. der letztgenannte Halter sind durch ein Glimmerblatt mit aufgelegter Cu-Folie gegen den Polschuh P_1 isoliert.

Die Elektrode in K_2 ist nicht isoliert. Ihre Dichtung erfolgt durch den übergezogenen dickwandigen Gummischlauch S . Bei W ist in einem durch die Schraube Y gehaltenen Winkelstück eine Geradföhrung eingefräst mit zwei regulierbaren Anschlägen U_1 und U_2 , die ein Verbiegen oder Abbrechen des zwischen den Polschuhen hin und her bewegten Zündstiftes verhindern. Außerdem läßt sich — was aus der Abbildung nicht zu ersehen ist — die Geradföhrung bei W senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 9 B, also in der Zeichenebene der Abb. 9 A verschieben, um die Mitte des Zündstiftes Z genau in die Achse des Interferrikums stellen zu können.

Die Bogenlampe wird mit Gleichspannung betrieben, die mit Hilfe eines als Spannungswähler geschalteten Regulierwiderstandes zwischen 20 und 200 Volt variiert werden kann. Die Stromstärke des Bogens beträgt je nach der angelegten Spannung und dem Siedepunkt der Elektrodensubstanz 1,5—5 Ampere. Einschaltung einer Selbstinduktion wirkt günstig auf Linienschärfe und Konstanz des Bogens. Die Lampe steht durch den Stutzen T mit der Luftpumpe in Verbindung; sie wird vor Gebrauch mit einer Ölpumpe (Kapselpumpe) ausgepumpt, mit Wasserstoff oder

Argon gefüllt und dann erneut auf 0,5–1 cm Hg-Druck ausgepumpt, so daß der verbleibende Gasrest Wasserstoff bzw. Argon ist. Hierdurch wird jede Oxydbildung an den Elektroden vermieden und ein reines oxyd- und stickstoffbandenfreies Spektrum erhalten.

Abb. 10 zeigt den Einbau der Lampe in den Magneten. F ist das Fenster auf Stützen 4, Z die bewegliche Elektrode (L_2 in Abb. 9 A); im Hintergrund bei S steht der Spalt, M ist der die

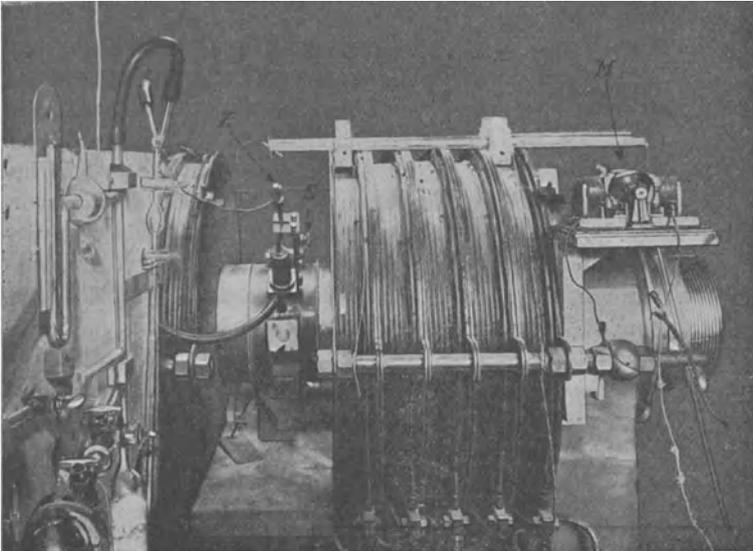


Abb. 10. Vakuumbogenlampe im WEISSschen Magneten.

Zündung betätigende Motor. An der rechten Seite des Magneten ist ein Handrad erkennbar, durch das der Magnetschenkel P_2 (Abb. 9 B), ohne eine Drehung zu erfahren, in seiner Längsrichtung verschoben werden kann. Nach Einsetzen der Lampe werden durch Zudrehen des Handrades bis zum Stillstand bei voller Erregung des Magneten und unter gleichzeitigem Auspumpen die Gummiringe G_1 und G_2 zusammengepreßt. Die Dichtung ist dann so vollkommen, daß das angeschlossene Manometer in Wochen keine Änderung des anfänglichen Vakuums anzeigt. Zugleich verhindert der starke Gegendruck des Lampengehäuses ein „Ecken“ der Polspitzen, d. h. ein Keilförmigwerden des Interferrikums

durch allmählich eintretende Verblegung des Magnetjoches infolge der Zugkraft des Feldes. Geringe Jochverbiegung macht das Feld schon stark inhomogen (§ 29).

Besondere Aufmerksamkeit ist der Herstellung der Elektroden zuzuwenden. Allgemeine Regeln lassen sich nicht angeben, jede Substanz stellt besondere Anforderungen. Sehr schwer verdampfbare Metalle, wie Mn und Cr, müssen erst für das Leuchten im Bogen „aufgeschlossen“ werden durch Pulverisieren, Behandlung mit Säure, Pressen und Ausglühen. Sehr leicht schmelzbare, wie Na, Tl, Pb, Sn, läßt man zweckmäßig aus einer hohlen Kupferelektrode, die in der Feldachse gegenüber dem Zündstift ein enges Loch hat, ausfließen, mittelschwer schmelzbare, wie Bi, lassen sich unmittelbar in $\frac{1}{2}$ mm dicker Schicht auf Manganinblechstreifen aufschmelzen. Die in § 26 beschriebenen Kohlenelektroden sind gleichfalls mit Erfolg verwendbar (z. B. für Ba, Sr). Das etwa jede $\frac{1}{2}$ Stunde erforderliche Auswechseln der verbrauchten Elektroden (Abb. 9 A) geschieht durch Lufteinlassen, Herausziehen des Konus K_1 , Einlegen des neuen Elektrodenplättchens in den Halter H_1 , Wiedereinsetzen von K_1 und Abspumpen; dazu sind insgesamt 1 bis 2 Minuten erforderlich, während deren der Magnetstrom nicht unterbrochen wird. Dank diesem Umstand kann die Belichtungszeit beliebig ausgedehnt werden. Bei Verwendung einer reinen, ausgeglühten (nicht imprägnierten) Kohlenelektrode werden in einer Gasatmosphäre kleinen Drucks auch Gasspektren in brauchbarer Lichtstärke mit dem Abreißbogen erhalten.

Für den mit dieser Lampe erreichten Homogenitätsgrad der ausgesandten Spektrallinien geben Tafel I und II, insbesondere die Bilder 7, 18, 19, 32, 33, 34 einen Anhalt. Die Bedeutung dieser Bilder und die darin erreichte Auflösung ist aus der Tafelbeschreibung (Anhang 3) zu ersehen. Die angewendete normale Feldstärke ist 38 000 Gauß bei einem Interferrium von $3\frac{1}{2}$ mm. Bei Anwendung dünnerer Elektroden (von entsprechend kürzerer Betriebsdauer) kann das Interferrium mit dieser Lampe um 1 mm verkleinert und das Feld dadurch auf etwa 41 000 Gauß gebracht werden, so daß in dieser Hinsicht die Vakuumlampe ebensowenig hinter der Funkenanordnung zurücksteht wie bezüglich der Lichtstärke: Zu ausreichender Belichtung des als Feldnormale sehr geeigneten Zn-Triplets 4810, 4722, 4680 ÅE in dritter

Ordnung des großen Gitters sind 5—6 Minuten erforderlich, was der Leistung einer Funkenanordnung mit Kohlenelektroden etwa gleichkommt.

Eigenartig ist beim Vakuumbogen der Einfluß des Magnetfeldes auf den spektralen Charakter der emittierten Strahlung: ohne Magnetfeld tritt fast nur das Bogenspektrum auf, Funkenlinien nur, sofern sie Restlinien sind; im Magnetfeld, und zwar schon deutlich bei kleinen Feldstärken, tritt von selbst ohne Erhöhung der angelegten Spannung das Funkenspektrum hinzu, und zwar so intensiv, daß es an Stärke häufig das Bogenspektrum übertrifft. Durch Aufnahme eines Gesamtspektrums mit und ohne Magnetfeld auf den gleichen Platten lassen sich so bequem und überraschend zuverlässig Bogen- und Funkenspektrum eines Elementes voneinander scheiden: was in der Feldaufnahme an Linien mehr vorhanden ist als in der feldlosen, ist dem Funkenspektrum zuzusprechen. Erstes und zweites Funkenspektrum sind dabei ohne weiteres voneinander zu unterscheiden (z. B. bei Pb), weil das eine von beiden einer geradzahligen, das andere einer ungeradzahligen (und zwar das zweite Funkenspektrum der auch im Bogenspektrum vertretenen) Multiplizitätsart angehören muß. Diese ist aus den Zeemantypen abzulesen (§ 33). Daß eine so überraschend einfache Unterscheidungsmethode von Bogen- und Funkenspektrum noch nicht zu bemerkenswertem Erfolg für die Serienforschung geführt hat, liegt daran, daß in starken Magnetfeldern die höheren Serienglieder mit verschwindender Intensität auftreten.

c) Gasentladung ohne Geißlerrohr. Von HANSEN und JACOBSEN ist eine Lichtquelle angegeben und mit Erfolg benutzt worden, bei der eine Gasentladung parallel den Magnetkraftlinien erzeugt wird in einer gasdichten „Zelle“, die zwischen die Pole des Magneten eingeschoben ist. Die unerwünschte Poldurchbohrung (§§ 25, 26) kommt auf diese Weise in Wegfall. Wegen des Raumbedarfs der Zellenwände nebst Isolierschicht beträgt der erforderliche Polabstand nach Angabe der Verfasser etwa 1 cm. Die maximal angewendeten Feldstärken waren etwa 20 000 Gauß.

Die oben beschriebene Vakuumbogenlampe läßt sich auf einfachste Weise zu einer Lichtquelle gleicher Art wie die von HANSEN und JACOBSEN angegebene ausbilden, dabei ist der erforderliche

Polabstand nur $3\frac{1}{2}$ mm (oder weniger), die erreichte Feldstärke 38—40 000 Gauß. Lampengehäuse, Einbau und Polabstand bleiben bei Übergang zur Gasentladung unverändert, es werden lediglich statt der Konusse K_1 und K_2 (Abb. 9 A) mit ihren Elektrodenhaltern L_1 und L_2 zwei genau gleiche starre Elektrodenhalter (ihre Form ist aus Abb. 11, Nr. 3 zu ersehen) in die Konusse K_1 und K_2 eingesetzt. Sie tragen an ihren Enden kreisförmige flache Cu-Elektroden, die sich unter Zwischenfügung eines Glimmerplättchens konzentrisch und plan an die Polspitzen P_1 und P_2 (Abb. 9 B) anlegen. Zwischen diesen Elektrodenenden geht im zentralen Feld die Gasentladung parallel den Kraftlinien vor sich.

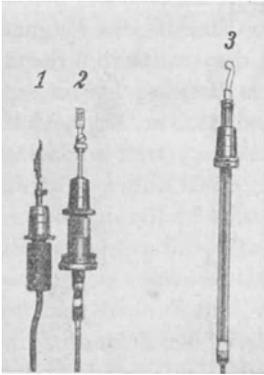


Abb. 11. Elektroden der Vakuumlichtquelle.

Wesentlich ist die genaue Zentrierung der Elektroden im Feld, da eine Abweichung Teilentladungen außerhalb des homogenen Feldes und damit Unschärfe der Zeemankomponenten zur Folge hätte. Der Zweck wird erreicht durch eine Justiervorrichtung (Abb. 12), die in Größen- und Richtungsverhältnissen eine genaue Kopie des Lampengehäuses R und der Polschuhe P_1 und P_2 (Abb. 9 B) darstellt. Die Vorrichtung ermöglicht, die Elektroden vor Einsetzen in die Lampe zu zentrieren und die Lage jederzeit zu prüfen.

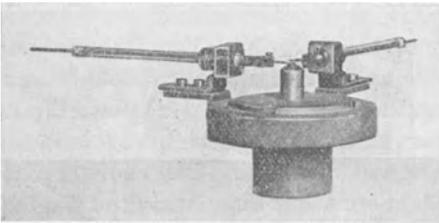


Abb. 12. Justiervorrichtung.

Die kreisförmigen Elektrodenendflächen (Abb. 11, Nr. 3) sind auf ihrer Oberseite mit dünnem Aluminiumblech bedeckt. Ohne Magnetfeld ist die Leuchterscheinung über die ganze Oberfläche der Elektroden und ihrer Zuführung ausgebreitet, mit Magnetfeld zieht sie sich bei passendem Gasdruck (0,5 bis 3 cm je nach der Gasart) von selbst auf den zentralen Teil des Feldes zusammen und erreicht dabei hohe Brillanz.

Einer besonderen Kühlung sind die Elektroden nicht bedürftig, sie können eine Belastung bis zu $1/2$ Kilowatt dauernd (3 bis 4 Stunden ohne Unterbrechung) ertragen.

Zum Betrieb dieser Lichtquelle dient hochgespannter Wechselstrom. Hinsichtlich der erreichten Linienschärfe wird auf Tafel II verwiesen: Bild 25 zeigt H_{α} in erster Ordnung eines großen Gitters bei 38000 Gauß mit der beschriebenen Lichtquelle aufgenommen (bezüglich der Vergleichung von Bild 25 und 24 — H_{α} mit quergestelltem Geißlerrohr aufgenommen — vgl. § 25); die Bilder 26, 27, 28, 29 geben magnetische Feinstrukturen des Ne wieder. Ihre Bedeutung und die erreichte Auflösung ist aus der Tafelbeschreibung (Anhang D) zu ersehen.

Ein Vorzug der unter b) und c) beschriebenen Lichtquellen ist der, daß der Übergang von Gasspektren zum Spektrum eines festen Elements durch einen Handgriff möglich ist: es sind lediglich die Elektrodenhalter für Gasentladung (Abb. 12, Nr. 3) aus den Rohrstützen 1 und 3 (Abb. 9 A) herauszuziehen und die Halter 1 und 2 (Abb. 12) dafür einzusetzen; dies erfordert 1 bis 2 Minuten, während deren der Magnetstrom nicht unterbrochen wird. Die Einschaltung des Gleichstroms für den Bogen an Stelle des primären Wechselstroms der Gasentladung erfolgt durch Umlegen einer Wippe. Dadurch wird die Beschaffung von Feld- und Wellenlängennormalen sehr einfach. Die Justierungsvorrichtung (Abb. 12) gibt die Gewähr, daß Gas- und Bogenlichtquelle nacheinander genau am gleichen Ort im zentralen Felde liegen.

§ 29. Das Magnetfeld.

a) Die Erzeugung des Magnetfeldes.

Die Leistung der magnetischen Anordnung soll hinreichend sein, um in einer Aufnahme das Gesamtspektrum eines Elements oder doch einen ausgedehnten Spektralbereich zu photographieren. In einem größeren Bereich sind immer Linien aller Intensitätsgrade mit magnetischen Typenstrukturen verschiedenster Feinheitensgrade nebeneinander vertreten. In jedem einzelnen anomalen Linientypus zeigen die Zeemankomponenten unter sich wieder mannigfache Intensitätsabstufungen (vgl. z. B. Bild 7, 10 bis 19, 27, 32—34 der Tafel I und II). Um diese Mannigfaltigkeit

in einer Beobachtung zu vereinigen, muß die magnetische Anordnung bestimmte Bedingungen gleichzeitig erfüllen: Die Feldstärke muß:

1. zeitlich konstant sein über die ganze Belichtungsdauer (1—6 Stunden und mehr mit Rücksicht auf die die geringsten der im untersuchten Spektralbereich vorkommenden Intensitäten),

2. möglichst groß sein, daß sie zur Trennung auch der kleinsten vorkommenden Aufspaltungen hinreicht (etwa 35 bis $40 \cdot 10^3$ Gauß für Konkavgitteranordnungen),

3. homogen sein aus dem gleichen Grund wie 2, und zwar: homogen über den ganzen auf dem Spalt abgebildeten Bereich der Lichtquelle bei astigmatischem Strahlenverlauf im Spektralapparat; homogen wenigstens innerhalb jeder Horizontalschicht der Lichtquelle bei stigmatischem Strahlenverlauf im Spektralapparat,

4. muß bei voller Strombelastung die Wärmeentwicklung in den Magnetspulen und dem Regulierwiderstand des Magnetstromkreises beschränkt oder durch Wärmeabführung unschädlich gemacht sein. Es dürfen weder Unterbrechungen der Belichtung zum Abkühlen des Magnets notwendig sein, weil sie die Bildschärfe stark beeinträchtigen, noch darf die Temperatur des Spektralapparats durch die Heizwirkung um mehr als $0,1$ bis $0,2^\circ$ während der Belichtungszeit steigen, weil dadurch Bildunschärfe wegen allmählich eintretender Dispersionsänderung hervorgerufen wird. Starke Erhitzung des Eisenkerns vermindert zunehmend die Permeabilität und macht so das Feld zeitlich inkonstant.

Die gleichzeitige Erfüllung aller Bedingungen 1 bis 4 ist nur mit großen Elektromagnetmodellen möglich, d. i. solchen von beträchtlichem Eisenquerschnitt (150 cm^2 oder darüber), mehr als 50 000 Amperewindungen und einem Energieverbrauch zwischen 1 und 10 kW bei Maximalleistung. Es lassen sich drei Grundformen großer Magnetmodelle unterscheiden: aufrechte Säulenform, rechteckige Rahmenform (RUHMKORFF, P. WEISS, BOAS), Halbringform (DU BOIS); sie weichen nicht so sehr in dem Absolutwert der erreichbaren Maximalfeldstärke als in der relativen Leistung voneinander ab und können alle für den Zeemaneffekt Verwendung finden.

Von ausschlaggebendem Gewicht für die feinere Typenanalyse sind die Bedingungen 1 und 4, sie werden gleichzeitig und in besonders vollkommener Weise erfüllt durch Magnete, deren Wicklung aus wasserdurchströmtem Kupferrohr besteht (P. WEISS, vgl. Abb. 10, S. 127). Die Wicklung ist an die Wasserleitung angeschlossen; alsbald nach Stromschluß stellt sich Temperaturgleichgewicht ein. Auf diese Weise bleibt der Spulenwiderstand zeitlich konstant, so daß man den Magneten ohne Regulierwiderstand (jedoch über einen während des Betriebes kurzgeschlossenen Anlaßwiderstand zum Ein- und Ausschalten) an die konstante Spannung einer Batterie oder Dynamomaschine anlegen kann. Dadurch wird völlige Konstanz des Magnetstroms bei unbeschränkter Betriebsdauer erreicht, und zugleich kommt die schädliche Heizwirkung des Regulierwiderstands in Wegfall. Ungenügende Berücksichtigung von 1 und 4 hat Unschärfe durch allmählich zunehmende einseitige Komponentenverbreiterung und damit Verwaschung der Feinstrukturen zur Folge.

In der Regel ist möglichst große Feldstärke erwünscht. Deshalb ist der für die Lichtquelle erforderliche Raum (Länge und Querschnitt des Interferrikums) tunlichst zu beschränken (§§ 26 und 27). Leistungsangaben können über die Eignung eines bestimmten Magnetmodells zu Zeemaneffektuntersuchungen nur dann ein Urteil ermöglichen, wenn sie sich auf die Größenverhältnisse des Interferrikums beziehen, welche von der Lichtquelle erfordert werden, und wenn sie gleichzeitig die maximale Betriebsdauer bei unveränderter Feldstärke enthalten. Magnete, die bei $3\frac{1}{2}$ mm Polabstand und 8 mm Durchmesser der kreisförmigen Polstutzflächen (Optimum für die Vakuumbogenlampe, § 27) eine konstante Feldstärke von ungefähr 40 000 Gauß bei mehrstündiger ununterbrochener oder ganz unbeschränkter Betriebsdauer ergeben, dürften z. Zt. als mustergültig anzusehen sein. Die Feldstärke kann noch um etwa 15 % über den Maximalbetrag gesteigert werden durch Einsetzen von Polspitzen aus Fe-Co-Legierung (P. WEISS).

Ständige Anwendung der Maximalleistung ist unökonomisch und meist entbehrlich wegen der geringen Feldzunahme mit dem Betriebsstrom in der Nähe der Sättigung. Den Zusammenhang von Amperewindungszahl (Betriebsstromstärke) und Feldstärke in einem Interferrikum von $3\frac{1}{2}$ mm Länge und 6 mm

Durchmesser des kreisförmigen Querschnitts zeigt beiläufig Tab. 29 für ein bestimmtes Magnetmodell mittlerer Größe (Säulenform):

Ampere- windungen	Feldstärke in Gauß
50 000	31 100
40 000	29 900
30 000	28 100
20 000	25 800
10 000	16 000
5 000	7 200

Tabelle 29.

Durch Verkleinerung des Polabstands auf 2 mm steigt die Feldstärke bei 50000 Amperewindungen auf 39 000 Gauß.

Die Homogenität des Feldes wird erkannt an der Linienschärfe kurzfristiger Aufnahmen (z. B. II NS-Triplett Bild 3, 4, 5 oder Typus $p_1 d_1$ Bild 11 mit 5 Minuten Belichtungsdauer). Mangelhafte Zentrierung der Polstutzflächen[„Ecken“ (§ 27) und „Scherung des Interferri-

kums“] ergibt Inhomogenität. „Ecken“ nimmt im Betrieb gewöhnlich zu, weshalb häufiges Nachprüfen des Interferrikums während der Belichtung mit Fühlhebel oder Keilmaß (Messing!) erforderlich ist. Überbrückung des Luftschlitzes durch Messingstreben schützt nicht immer wegen elastischer Verbiegung der Streben. Aus der obigen Angabe über die Steigerung des Feldes durch Verkleinerung des Interferrikums kann überschläglich entnommen werden, daß ein „Ecken“ der Polstutzflächen um $\frac{1}{10}$ mm eine Feldinhomogenität von etwa 3% vom oberen zum unteren Rand des Interferrikums zur Folge hat, also genauere Feld- und Typenmessung ausschließt.

Feldstärken sehr viel höherer Beträge (zwischen 10^5 und 10^6 Gauß) sind mit eisenfreien Solenoidmagneten schon erreicht worden, und zwar durch Benützung der Supraleitfähigkeit, womit kontinuierliche Felder, und mittels Entladung großer Kapazitäten über eine Stromschleife, wodurch Momentanfelder erzeugt werden. KAPITZA und SKINNER haben in allerjüngster Zeit über eine Anordnung der zweiten Art berichtet, die Momentanfelder von vorläufig 130 000 Gauß ergab, welche die Verfasser durch Anwendung tiefer Temperaturen zu verdoppeln hoffen. Es ist ihnen gelungen, damit Momentaufnahmen eines Einzelfunkens zwischen Al- und Ca-Elektroden zu machen und so unter Benützung eines gewöhnlichen Quarzspektrographen die Grunddoublets von Al und Ca^+ im Longitudinaleffekt zu erhalten. Die gegenseitigen Abstände der σ -Komponentengruppen („Spannweite“, vgl. die Zahlen der Tab. 28 V) betragen nach Angabe der Verfasser ungefähr 3 ÅE. Daraus läßt sich bei der mittleren

Wellenlänge von 3650 ÅE dieser Dubletts auf eine effektive Feldstärke von sogar nahezu 200 000 Gauß schließen. Dem Fortschreiten dieser Versuche ist mit Spannung entgegenzusehen. Sie werden namentlich dann ganz neue Aufschlüsse bringen, wenn es gelingt, diese Methode der Felderzeugung auch auf Untersuchungen mit Spektralapparaten großer Dispersion und Auflösungskraft anzuwenden (§ 25, am Ende).

b) Die Messung des Magnetfeldes (Feldbestimmung).

Sie erfolgt auf spektroskopischem Wege durch Ausmessung des Aufspaltungsbildes einer beliebigen Spektrallinie von bekannter Wellenlänge λ und von bekanntem magnetischen Typus, welches in dem zu bestimmenden Magnetfelde erzeugt worden ist. Die Ausmessung liefert den Abstand $\pm \delta\lambda$ jeder magnetischen Komponente des Typus von der Bildmitte. Ist die zur Feldbestimmung gewählte Spektrallinie („Feldnormale“) ein Singulett, so ist der gemessene Abstand $\delta\lambda_a$ der eines normalen Zeemantripletts und die Feldstärke \mathfrak{H} ergibt sich unmittelbar aus Gleichung

$$(51) \quad \mathfrak{H} = \frac{\delta\lambda_a}{\lambda^2 a} \quad (a = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \text{ Gauß}^{-1}, \text{ vgl. S. 6}).$$

Ist die gewählte Feldnormale ein anomaler Typus, so ist der zu messende Komponentenabstand $z \cdot \delta\lambda_a$. Aus ihm ist der des normalen Tripletts gleicher Wellenlänge durch Division mit z zu bilden und damit in Gleichung (51) einzugehen. Sei beispielsweise als Feldnormale die Na-Linie 5895,9 ÅE $\left(= 5,8959 \cdot 10^{-5} \text{ cm}, \text{ magnetischer Typus: } \frac{(2)4}{3} \right)$ gewählt und für die Komponentenabstände von der Mitte gefunden: $\delta\lambda_{\pi}(z = \frac{2}{3}) = \pm 0,387 \text{ ÅE}$, $\delta\lambda_{\sigma}(z = \frac{4}{3}) = \pm 0,776 \text{ ÅE}$, so ist der Komponentenabstand $\delta\lambda_a$ für das normale Tripletts gleicher Wellenlänge $= 0,581 \text{ ÅE}$ $(= 5,81 \cdot 10^{-9} \text{ cm})$ und somit die Feldstärke \mathfrak{H} nach (51) $= 34813 \pm 60 \text{ Gauß}$.

Zu Feldnormalen eignen sich besonders Spektrallinien 1. von nicht zu kleiner Wellenlänge ($\lambda > 4000 \text{ ÅE}$), 2. mit anomalem magnetischen Typus großer Aufspaltung, 3. mit womöglich mehr als drei Zeemankomponenten, 4. einer Kombination von kleinen azimutalen Quantenzahlen (z. B. II. Neben-

serie). 1. und 2. verbürgen großes $\delta\lambda$ und vermindern dadurch den Einfluß des Einstellungsfehlers bei der Messung, 3. ermöglicht gute Ausgleichung der Einstellungsfehler, 4. gewährleistet maximale Schärfe der Komponenten.

Fehlen in einem Spektrum geeignete Typen genau bekannter Aufspaltung (z. B. bei Pb, dessen Typen größtenteils irrationale Aufspaltung zu besitzen scheinen), so beschafft man Feldnormalen durch gleichzeitige Erzeugung eines magnetisch bekannten Spektrums (z. B. Al-Normalen nach § 27, S. 120). Besonders geeignet sind als solche gewissermaßen „bewegliche“ Feldnormalen die Typen der II NS des Zn und Cd (die entsprechenden des Hg sind wegen gewisser durch die Satelliten verursachter Abweichungen weniger zuverlässig):

Zn	Cd	Term- kombination	Typus
4810,71	5086,06	$2p_1 - 2s$	$\frac{(0) (1) 2 \ 3 \ 4}{2}$
4722,34	4800,09	$2p_2 - 2s$	$\frac{(1) 3 \ 4}{2}$
4680,38	4678,37	$2p_3 - 2s$	$\frac{(0) 4}{2}$

Tabelle 30. Feldnormalen.

Wegen der Symmetriestörungen anomaler Typen (S. 112) ist aus jeder der drei Linien des Zn oder des Cd-Tripletts der Wert von ξ einzeln zu bestimmen und über die 3 ξ -Werte das Mittel zu nehmen; dadurch verschwindet der Störungsfehler.

An Stelle gleichzeitiger Erzeugung der Feldnormalen mit dem zu untersuchenden Spektrum können beide nacheinander aufgenommen werden. In diesem Fall ist eine Kontrolle nötig, ob sich die Feldstärke von der einen zur andern Aufnahme geändert hat. Diese Kontrolle wird dadurch erreicht, daß man die magnetische Aufnahme mit einer kurzen Cd-Belichtung (10 Minuten) beginnt, dann die langfristige Hauptaufnahme des zu untersuchenden Spektrums ohne Unterbrechung des konstanten Magnetstroms und ohne die Platten zu wechseln unmittelbar folgen läßt und darauf ebenso mit einer kurzen Zn-Belichtung schließt. Die Feldbestimmungen aus den Cd- und Zn-Aufnahmen dürfen keinesfalls um mehr als 2 Promille voneinander ver-

schiedene Mittelwerte von \mathfrak{H} liefern, andernfalls hat sich das Feld während der langfristigen Hauptaufnahme um die Differenz der Mittelwerte geändert. Dieses Verfahren ermöglicht eine schärfere Bestimmung der Feldstärke und ihrer etwaigen Änderung, als wenn man für die Feldaufnahmen am Anfang und Schluß beidemale dieselben Linien (z. B. Cd) erzeugt. Im letzten Fall tritt sowohl eine geringe Änderung der Feldstärke als auch der Temperatur in Gestalt einer Komponentenverbreiterung in Erscheinung. Die Feldbestimmung wird dadurch ungenau, und die Feldänderung ist bestenfalls ungefähr abschätzbar.

Die Benutzung der Gleichung (51) zur Feldbestimmung beruht auf zwei Voraussetzungen: 1. Kenntniß des genauen Zahlenwerts von a durch experimentelle Bestimmung, 2. dem experimentellen Nachweis, daß a eine universelle Konstante, also unabhängig von \mathfrak{H} und von der individuellen, der Messung zugrunde liegenden Spektrallinie ist. Die Grundlage für diese Voraussetzungen bilden die absoluten Bestimmungen des Zeemaneffekts. Sie bestehen in der Vereinigung einer spektroskopischen Messung (Messung einer magnetischen Linienaufspaltung $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$) und einer Messung der magnetischen Feldstärke in absolutem Maß (Induktionsmethode, Steighöhenmethode, Widerstandsbestimmung einer Wismutspirale im magnetischen Feld). Die einander zugeordneten, aber unabhängig voneinander bestimmten Größen $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$ und \mathfrak{H} liefern nach (51) einen Wert für a . Wegen der Beziehung

$$(52) \quad \frac{\delta\lambda}{\lambda^2 \mathfrak{H}} = a = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{4\pi c} \left(\begin{array}{l} c \text{ ist die Lichtgeschwindigkeit, } \frac{e}{m} \text{ ist in} \\ \text{Elm. Einh./gr. gemessen; vgl. S. 10 (6)} \end{array} \right)$$

ist jede absolute Messung des Zeemaneffekts zugleich eine $\frac{e}{m}$ -Bestimmung.

Die Konstanz von a wird geprüft, indem für eine fortlaufende Reihe von Messungen verschiedener Feldstärken die zugehörige Reihe der Aufspaltungen einer und derselben Spektrallinie bestimmt wird und solche Messungen an verschiedenen Spektrallinien die Bestimmung von a ausgeführt werden.

Die erste absolute Bestimmung der magnetischen Linienaufspaltung ist in ZEE MANS grundlegenden Versuchen über die *D*-Linien (1896) enthalten, aus denen sich $\frac{e}{m}$ von der Größenordnung 10^7 ergab. Welche außerordentliche Tragweite dieser Befund hatte, ist auf S. 2 ausgeführt worden. Fortschreitende Verfeinerung der Versuchsbedingungen gab bald die Möglichkeit, ZEE MANS Entdeckung zur Präzisionsbestimmung des Verhältnisses von Ladung und Masse des Elektrons zu verwerten.

Tab. 31 gibt eine Übersicht absoluter Präzisionsbestimmungen des Zeemaneffekts.

Die Tabelle beweist in den weit ausgedehnten Grenzen der angewandten Feldstärken mit der Genauigkeit der benutzten Meßmethoden Proportionalität von $\delta\lambda$ und \mathfrak{H} für alle den verschiedenen Absolutbestimmungen zugrunde gelegten Spektrallinien; deren magnetische Typen sind teils normale, teils anomale. Damit sind die Voraussetzungen erfüllt, an welche die Feldbestimmung durch Aufspaltungsmessung geknüpft ist. Ferner enthält Tab. 31 eine unmittelbare Bestätigung der Prestonschen Regel durch absolute Messung der Feldstärken, insofern 1. für homologe Linien verschiedener Elemente (Zn, Cd) und 2. für verschiedene Serianglieder eines Triplets der II Nebenserie (Untersuchung 7) gleiche Aufspaltung nachgewiesen wird. Auf breiterer Grundlage hat die Prestonsche Regel durch Relativmessung (vergleichende Typenmessung bei nur angenähert bekannter, aber für alle verglichenen Typen identischer Feldstärke) Bestätigung erfahren, wofür die zahlreichen magnetischen Messungen von Gesamtspektren, insbesondere die Untersuchungen von RUNGE und PASCHEN Beispiele liefern. Durch Vergleichung gemeinsamer Typen werden diese Messungen an die absolute Bestimmung des Zeemaneffekts angeschlossen. Beispielsweise folgt für die magnetische Untersuchung des Hg-Spektrums von RUNGE und PASCHEN (Abh. der Berl. Akad. 1902, Anh.) aus 6 (Tab. 31) $\mathfrak{H} = 23\,010 \pm 60$ Gauß; sämtliche von RUNGE und PASCHEN beobachteten Hg-Typen sind damit auf die absolute Feldstärkemessung 6 (Tab. 31) bezogen.

Der Genauigkeit des Zahlenwertes für a bzw. $\frac{e}{m}$ ist durch die Schwierigkeit der Feldstärkemessung eher eine Grenze gesetzt

I Beobachter	II Feldstärkebereich in Gauß	III Der Aufspaltungsmessung zugrunde gelegte Spektrallinie	IV $a \cdot 10^5$ Rungesche Zahl	V $\frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$ Elm. Einh./gr
1. FÄRBER (Tübingen 1902)	10—12 · 10 ³ u. 21—24 · 10 ³	4680 Zn, 4678 Cd	4,53 ± 1 %	1,71
2. WEISS und COTTON (Zürich 1907)	25—36 · 10 ³	4680; 4722; 4810 Zn	4,687 ± 1/2 %	1,767
3. STEFFENHEIMER (Tübingen 1907)	10—34 · 10 ³	4680; 4722; 4810 Zn 4678; 4799 Cd	4,75 ± 1/2 %	1,791
4. LOHMANN (Halle 1908)	8—12 · 10 ³	9 Linien des He (von normaler Aufspaltung)	4,668 ± 1/2 %	1,760
5. GEHRCKE und v. BAYER (Phys. Techn. Reichsanst. 1909)	700—7000	4916; 5769; 5790 Hg	4,80 ± 2 %	1,81
6. GMELIN (Tübingen 1909)	3,5—10,5 · 10 ³	5769; 5790 } Hg 4916; 4358 }	4,697 ± 3 %	1,770
7. FORTRAT (Zürich 1912)	29—35 · 10 ³	4680; 4722; 4810 } Zn 3018; 3036; 3072 }	4,678 ± 1,5 % 4,680 ± 3 %	1,763
8. BABCOCK (Mount Wilson Obs. 1923)	30 · 10 ³	vgl. S. 140, Anm. 1	4,673 ± 1/2 %	1,761

(Die beobachtete Aufspaltung $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$ der anomalen Typen ist in Spalte IV auf Normalaufspaltung umgerechnet.)

1. Ann. d. Phys. Bd. 9, S. 886 ff. Feldmessung mittels Wisnitspirale, Linienzerlegung mittels Konkavgitters. — 2. C. R. Bd. 144, S. 130 f. Induktionsmethode, Konkavgitter. — 3. Dissert. Tübingen 1907. Induktionsmethode, Konkavgitter. — 4. Phys. Zeitschr. Bd. 9, S. 145 f. 1908. Induktionsmethode, Stufengitter. — 5. Ann. d. Phys. Bd. 29, S. 941 ff. 1909. Induktionsmethode, gekrenzte Lummerplatten (Methode der Interferenzpunkte). — 6. Ann. d. Phys. Bd. 28, S. 1079 ff. Induktionsmethode, Stufengitter. — 7. C. R. Bd. 155, S. 1237 f. Induktionsmethode, Prismenapparat mit 5 Vollprismen, 1 Halbprisma und rückkehrendem Strahlengang; Flintglas für das sichtbare, Quarz für das ultraviolette Spektrum. — 8. Astroph. Journ. Bd. 58, S. 149 ff. Induktionsmethode, Gitter.

Tabelle 31. Absolute Bestimmungen des Zeemaneffekts.

als durch die Messung der Aufspaltung. In jüngerer Zeit sind auf anderem Wege Präzisionsbestimmungen von $\frac{e}{m}$ ausgeführt worden, die zum Vergleich herangezogen werden können. Für den zuverlässigsten Wert gilt die von FLAMM (1917) auf PASCHENS Bestimmung der Rydbergkonstanten R_H und R_{He} gegründete Berechnung: $\frac{e}{m} = 1,7686 \cdot 10^7 \pm 0,0029$ Elm Einh/gr, dem entspricht $a = 4,6929 \cdot 10^{-5}$. Die absoluten Bestimmungen des Zeemaneffekts kommen diesem Werte sehr nahe¹⁾, die zeitlich vorangehenden Bestimmungen 2, 4 und 6 schließen ihn in ihre Fehlergrenzen ein.

Für die Beziehungen zwischen Multiplettstruktur und Term-aufspaltung, welche den Hauptgegenstand dieses Buches bilden, ist die Kenntnis des genauen Zahlenwertes von a unwesentlich, entscheidend ist die Genauigkeit, mit der die magnetischen Typen

¹⁾ Für Messung 8 (Tab. 31) wird die Fehlergrenze von BABCOCK mit ± 2 bis 3 Einheiten der letzten Stelle von $\frac{e}{m} = 1,761 \cdot 10^7$, als wahrscheinlicher Fehler ± 1 Einheit angegeben. Damit ist der Wert von FLAMM nicht vereinbar. BABCOCK sieht den von ihm bestimmten Wert für genauer an als den FLAMMSchen. Im Gegensatz zu den früheren absoluten Bestimmungen des Zeemaneffekts, denen jeweils nur einige wenige Spektrallinien zugrunde gelegt sind, benutzt BABCOCK zwecks Erhöhung der Meßgenauigkeit eine sehr große Zahl von Linien mit anomalen Typen (40 Linien des blauen Teils vom Cr-Spektrum und 76 andere Linien, teils des Cr, teils des Ti, Zn, Ba). Durch die Häufung der Messungen wird der Fehler in der Aufspaltungsbestimmung in der Tat unzweifelhaft herabgedrückt. Indessen ist schwer zu entscheiden, bis zu welchem Grade durch Häufung die Fehler eingeschränkt werden, welche durch nicht vollkommene Auflösung magnetischer Feinstrukturen (als Lichtquelle diente der Funke in Luft) in das Gesamtergebnis hineingetragen werden. Auf das Vorkommen nicht völlig erkannter magnetischer Strukturen weist die Angabe von Aufspaltungsfaktoren im Spektrum des Cr hin, wie 9/11, 15/11, 26/15, 15/16, 14/17, 20/21 und ähnliche, welche nach neueren Erfahrungen (vgl. Anhang C) keine Realität haben. Der Einfluß dieser anzuzweifelnden Aufspaltungen auf das Gesamtergebnis ist schwer zu beurteilen. Da er vorhanden ist, bestehen Bedenken, ob die von BABCOCK angegebenen Fehlergrenzen nicht doch zu eng gezogen sind, und ob in der Tat eine Notwendigkeit besteht, an Stelle des FLAMMSchen Wertes 1,7686 den Wert von BABCOCK $\frac{e}{m} = 1,761 \cdot 10^7$ als den durch die Bestimmungsmethode sicherer begründeten anzunehmen.

der Multiplettlinien relativ zur Normalaufspaltung gemessen sind. Den Feldbestimmungen für die Typenbilder der Tafel I und II ist durchgängig der Zahlenwert $a = 4,698 \cdot 10^{-5}$ cm Gauß zugrunde gelegt; eine etwaige Änderung dieses Zahlenwertes, für die ausweislich Tab. 31 nur ein sehr kleiner Spielraum bleibt, würde lediglich die Bedeutung eines von I nur wenig verschiedenen gemeinsamen Korrektionsfaktors für alle Feldstärkeberechnungen haben. Die auf Relativmessung der Typen gegründeten Schlußfolgerungen bleiben von dieser Korrektur ganz unberührt.

Die Frage, ob Proportionalität der magnetischen Aufspaltung $\delta\lambda$ mit der Feldstärke \mathfrak{H} für alle magnetischen Typen in jedem Feldbereich besteht, ist durch die Auffindung des magnetischen Verwandlungseffekts (1912) in ein neues Licht gerückt worden. Nach § 14 ff. (und der Bemerkung auf S. 112) ist es selbstverständlich, daß Gleichung (51) für anomale Typen (Multipletts) nur ein Grenzgesetz ist, das für kleine Feldstärken (Defin. auf S. 64) gilt. Strenge Proportionalität von $\delta\lambda$ und \mathfrak{H} in jedem Feldstärkenbereich kann dagegen nur für Linien normaler Aufspaltung (Singulets) bestehen. Gegenüber Intervallgrößen, wie sie die Triplets des Zn und Cd (Tab. 30) besitzen, sind alle zur Zeit erreichbaren Maximalfeldstärken klein. Damit ist in Einklang, daß in den Untersuchungen 1, 2, 3, 7 (Tab. 31) innerhalb der Meßgenauigkeit Proportionalität der Aufspaltung $\delta\lambda$ und der Feldstärke \mathfrak{H} beobachtet worden ist.

§ 30. Der Spektralapparat.

Für das Studium magnetischer Linienaufspaltungen ist jeder Spektralapparat geeignet, sofern sein Auflösungsvermögen genügt. Im Vergleich zu Lichtquelle und Magnet ist also für den spektroskopischen Teil der Anordnung am wenigsten eine spezifische Durchbildung oder Abänderung zum Gebrauch für den Zeemaneffekt erforderlich. Somit liegt eine Beschreibung der Spektralapparate und ihrer Wirkungsweise außer dem Rahmen dieser Darstellung; sie kann sich mit der Hervorhebung und Vergleichung solcher Eigenschaften begnügen, die für den Zeemaneffekt im besonderen in Betracht kommen.

Für das erforderte Auflösungsvermögen gibt Tab. 28 (S. 108) einen Anhalt. Danach würde die Trennung häufig vor-

kommender magnetischer Strukturen, wie etwa die Zeile 5 und 6 der Tab. 28, ein Mindestauflösungsvermögen $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 100$ bis $150 \cdot 10^3$ erfordern. Diese Angaben bedürfen einer einschränken- den Auslegung:

Bei Einführung des Begriffs der Auflösungskraft (S. 107), der von Lord RAYLEIGH entwickelt und theoretisch wie experimentell begründet ist, hatten wir uns bisher mit der Umschreibung begnügt, daß der Zahlenwert von $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ in Tab. 28, Sp. VI gleich- bedeutend sei mit der Anzahl äquidistant zwischen den *D*-Linien des Na verteilt gedachter Spektrallinien, welche ein Spektralappa- rat deutlich abzählbar müßte erkennen lassen können, wenn er die Trennung der entsprechenden Typen leisten soll. Durch Angabe der Auflösungskraft ist die Leistungsfähigkeit eines Spektral- apparats also in einer Zahl ausgedrückt und damit die Möglich- keit gegeben, die Leistungen verschiedener Spektralapparate quantitativ zu vergleichen.

Zur Definition des Auflösungsvermögens führt die Frage ¹⁾: Um welchen Bruchteil ihrer mittleren Wellenlänge müssen sich benachbarte Wellenlängen voneinander mindestens unterscheiden, damit sie deutlich voneinander getrennt wahrgenommen werden? Lord RAYLEIGH beantwortet sie für die Zerlegung durch ein Gitter auf Grund folgender einfacher Überlegung: Das Gitter habe *n* Furchen und eine Gitterkonstante *C*; es sei von einem unendlich engen Spalt aus mit senkrecht zur Gitterfläche ein- tretendem homogenem parallelem Licht der Wellenlänge λ be- leuchtet. Beobachtet werde ein Spaltbeugungsbild *m*ter Ordnung. Die Richtung, in der das *m*te Beugungsbild (Hauptmaximum *m*ter Ordnung) relativ zur Einfallrichtung liegt, ist dadurch bestimmt, daß der Gangunterschied zwischen den Randstrahlen des gebeugten Bündels $m \cdot n \cdot \lambda$ beträgt; die Richtungen für die ersten Minima rechts und links des Hauptmaximums sind durch den Gangunterschied $mn\lambda \pm \lambda$ zwischen den Randstrahlen gegeben.

Ist nun in dem auf den Spalt fallenden Licht außer der Wellen- länge λ noch die benachbarte gleichfalls homogene Wellenlänge $\lambda + \delta\lambda$ enthalten, so liegt deren *m*tes Beugungsbild dem von λ

¹⁾ Vgl. für das Folgende: KAYSER: Handb. d. Spektroskopie Bd. I, S. 421 ff.

benachbart; beide Bilder sind offensichtlich dann voneinander „getrennt“ wahrnehmbar, wenn das Hauptmaximum von $\lambda + \delta\lambda$ in das erste Minimum des Beugungsbildes von λ fällt. Also ist die Bedingung für die „Trennung“ der beiden benachbarten Wellenlängen:

$$(m \cdot n + 1)\lambda = mn(\lambda + \delta\lambda),$$

woraus folgt:

$$(53) \quad m \cdot n = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = R_0.$$

R_0 ist die „theoretische“ Auflösungskraft eines Gitters, nach (53) nur abhängig von der Anzahl n der Gitterstriche, der Ordnungszahl m und beiden Größen proportional. Beispielsweise müßte danach ein Gitter von 100 000 Strichen in vierter Ordnung eine Auflösungskraft von 400 000 haben, also bei der Wellenlänge $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ zwei Linien vom Abstand $\delta\lambda = 0,0125 \text{ \AA}$, bei der Wellenlänge $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ zwei Linien vom Abstand $\delta\lambda = 0,0075 \text{ \AA}$ trennen. In Wirklichkeit ist die erreichbare Auflösung aus praktischen Gründen kleiner.

Durch die Richtungen, in denen die ersten Minima zu beiden Seiten des Hauptmaximums liegen, ist die Ausdehnung des Hauptmaximums, d. i. die Linienbreite, bestimmt unter den beiden oben gemachten (praktisch nicht erfüllbaren) Voraussetzungen, daß 1. die Strahlung homogen und 2. der Spalt unendlich eng ist. Die Linienbreite im Geltungsbereich von (53) ist also die einer idealen Spektrallinie. Im praktischen Fall ist die Linienbreite größer, weil 1. das Licht jeder Spektrallinie ein endliches Schwingungsintervall ν bis $\nu + \delta\nu$ umfaßt und dieses durch Dispersion auseinandergezogen wird (spektrale Linienbreite), 2. die endliche Spaltbreite eine Verbreiterung des Spaltbeugungsbildes zur Folge hat.

Lord RAYLEIGH berechnet die Intensitätskurve einer idealen Spektrallinie und daraus die Superposition der Intensitätskurven von zwei idealen Linien in (53) entsprechender Lage (d. h. das Hauptmaximum der einen koinzidiert mit dem ersten Minimum der anderen). Es ergibt sich, daß in diesem Fall zwischen den beiden Hauptmaximis ein relatives Minimum von 19% geringerer Helligkeit liegt. Dieser Intensitätsunterschied ist erfahrungsgemäß sicher wahrnehmbar und entspricht hinreichend genau dem Eindruck der „eben wahrnehmbaren

Trennung“, wenn auch gelegentlich die Wahrnehmung kleinerer Intensitätsunterschiede nicht ausgeschlossen ist (so namentlich, wenn mehrere Linien in gleichen Abständen nebeneinander liegen). Zwei beobachtete Spektrallinien sollen nun allgemein durch einen gegebenen Spektralapparat als voneinander getrennt („aufgelöst“) gelten, wenn eine wahrnehmbare Helligkeitsdifferenz (d. i. von 19%) zwischen den Intensitätsmaximis und dem dazwischen liegenden relativen Minimum besteht. Für ein Gitter gilt dann natürlich nicht mehr für den Linienabstand die Beziehung (53) $\delta\lambda = \lambda/m \cdot n$, sondern $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ ist von der jeweiligen Linienbreite abhängig. Die tatsächliche Auflösung $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = R$ ist also nicht identisch mit der theoretischen R_0 , sondern kleiner als diese und durch die Eigenschaften der Lichtquelle mitbestimmt¹⁾. Der Vergleichung der Auflösungskraft verschiedenartiger Spektralapparate zur Beurteilung ihrer Eignung für den Zeemaneffekt ist die tatsächliche Auflösung bei vergleichbaren Beobachtungen zugrunde zu legen.

Die Zahlen in Tab. 28, Sp. VI entsprechen der theoretischen Auflösungskraft nach (53). Ein Spektralapparat von der in Sp. VI angegebenen Auflösungskraft würde also die entsprechenden Typen noch nicht trennen können. Überdies ist für die genaue Auswertung der Abstandsverhältnisse in einem Zeemantypus ein höherer Grad der Auseinanderlegung erforderlich, als eben wahr-

¹⁾ Aus diesem Grunde ist die Durchbildung der Lichtquelle (§ 28) für den Zeemaneffekt wichtig. Ein für die Auflösung von Zeemantypen günstiges Moment liegt übrigens in der Tatsache, daß im Magnetfeld die spektrale Breite der Komponenten im allgemeinen kleiner ist als die der feldlosen Linie, besonders trifft dies zu für Lichtquellen bei Atmosphärendruck, weniger für Vakuumlichtquellen.

Über die Abhängigkeit der tatsächlichen Auflösung R von Spaltbreite und spektraler Linienbreite für verschiedene Werte von R_0 orientieren die Tabellen in KAYSERS Handb. d. Spektroskopie Bd. I, S. 555ff. Ist der Spalt hinreichend eng, so fällt eine geringe Änderung seiner Breite gegenüber der spektralen Linienbreite nicht ins Gewicht. Die günstigste Spaltbreite wird empirisch bestimmt durch kurzfristige Aufnahme einer magnetischen Feinstruktur. Gut geeignet ist der Typus $p_1 d_1$ im Vakuumbogen (z. B. 3610 ÅE des Cd, Bild 11, Taf. I). Aus einer Serie von Aufnahmen mit verschiedenen Spaltbreiten wird diejenige ermittelt, unterhalb deren nur Schwächung, aber keine weitere Verschärfung der Komponenten eintritt.

nehmbare Trennung. Für feine Strukturen, wie Zeile 5 und 6 Tab. 28, ergibt sich hiernach ein theoretisches Auflösungsvermögen bis mindestens 300 000 als notwendig.

Solchen Ansprüchen genügen nur die vollkommensten Spektralapparate: Interferenzspektroskope von hohem Gangunterschied der interferierenden Strahlenbündel und ROWLANDSche Gitter mit einer Strichzahl $\geq 100\,000$. Von solchen Apparaten haben insbesondere mit Erfolg für den Zeemaneffekt Anwendung gefunden das Interferometer und das Stufengitter von MICHELSON, die Interferometer von PEROT und FABRY, von LUMMER und GEHRCKE sowie Kombinationen dieser Apparate und ROWLANDSche Konkavgitter größter Art (Krümmungsradius $r \geq 6$ mt).

Die Interferenzspektroskope würden dem Konkavgitter weit überlegen sein, wenn das Auflösungsvermögen allein entscheidend wäre. Es ist indes die rein tatsächliche Feststellung zu machen, daß das Konkavgitter mehr an sicher begründeten Einzelheiten qualitativer und quantitativer Art zur Kenntnis des Zeemanphänomens beigetragen hat als die Interferenzspektroskopie. Es liegt dies an gewissen anderen Eigenschaften des Gitters, welche den Interferenzapparaten nicht in gleichem Maße zukommen:

Die von einem Konkavgitter gelieferten Typenbilder sind eindeutig, sie enthalten jeweils so viel und nur so viel Komponenten, als verschiedene Schwingungszahlen in der magnetisch zerlegten Linie tatsächlich vorhanden sind, und zeigen sie in einer Anordnung, welche der Aufeinanderfolge der Schwingungszahlen entspricht; Intensitätsverlauf und Polarisationszustand wird objektiv richtig wiedergegeben. In der Feststellung von Anzahl, Wellenlänge, Intensitätsverlauf und Polarisationszustand eines Typus ist somit keinerlei hypothetisches oder sonstwie ungewisses Moment enthalten.

Bei geeigneter Aufstellung bringt das Konkavgitter das Spektrum in seiner ganzen Ausdehnung gleichzeitig zur Darstellung; dadurch wird eine Kontrolle durch Vergleichung der verschiedenen Beugungsordnungen ermöglicht: was den verschiedenen Ordnungen desselben Typenbildes gemeinsam ist, ist reell.

Dadurch, daß das Plattenbild jedes Typus reell ist, wirkt es anschaulich, d. h. es bringt die Charakteristik (§ 33) des Typus unmittelbar zum Ausdruck. Ein Beispiel liefert Bild 19, Tafel I. Hier ist eine Überlagerung von zwei Typen der Grund-

form 4 und 6 (S. 168 und 169) ohne Messung und Rechnung so deutlich und unmittelbar zu erkennen, daß über die Zugehörigkeit der insgesamt 40 Komponenten zu dem einen oder anderen der beiden Typen kein Zweifel möglich ist. Das von einem Interferenzspektroskop gelieferte inhaltlich gleiche Typenbild würde eine ebensolche Übersichtlichkeit und Anschaulichkeit nicht besitzen und deshalb nicht immer zur richtigen Deutung führen.

Eine weitere auszeichnende Eigenschaft des Konkavgitters hängt mit dem Aussehen der von ihm erzeugten Linien zusammen: sie sind schmal und scharf begrenzt, die Form der Interferenzkurve ist spitzer als die von Interferenzspektroskopen erzeugte. Die theoretische Auflösungskraft ist aus diesem Grunde beim Konkavgitter praktisch nahezu erreichbar, und überdies fällt bei Auswertung der Plattenbilder die Einstellung des Meßfadens auf das Intensitätsmaximum einer Linie genauer aus als bei den einen weiten Spielraum zur Einstellung lassenden breiten Maximis, welche von Interferenzapparaten erzeugt werden. Diese Eigenschaft des Konkavgitters ist darin begründet, daß das Licht nur eine Veränderung (an der Gitterfläche selbst) erfährt, bei den Interferenzapparaten dagegen eine Vielheit von Reflexionen und Brechungen, wodurch vorhandene Apparatfehler verstärkt wirksam werden.

In MICHELSONS Interferometer interferieren zwei in sich nahezu parallele und durch prismatische Vorzerlegung monochromatisch gemachte Strahlenbündel, deren Gangunterschied, von Null beginnend, beliebig vergrößert werden kann. Der in der fast monochromatischen Strahlung einer Linie enthaltene endliche Schwingungsbereich (spektrale Breite oder Feinstruktur) gibt Anlaß zu einem Schwebungsphänomen, aus dessen mit Steigerung des Gangunterschieds periodisch sich ändernder Deutlichkeit MICHELSON eine „Sichtbarkeitskurve“ ableitete. Aus deren von Fall zu Fall verschiedenem Verlauf vermochte MICHELSON die spektrale Breite bzw. Feinstruktur zu erschließen. In dieser Schlußfolgerung ist indessen mehr oder weniger ein hypothetisches Element enthalten, so daß das Ergebnis nicht immer eindeutig ist. Dieser Umstand hat MICHELSON den Anstoß gegeben, eine andere Interferenzmethode zu ersinnen, die ein unmittelbares Bild der Linienstruktur liefert. Das Ergebnis dieser Bemühungen ist das MICHELSONSche Stufengitter.

Das Stufengitter stellt eine Vereinigung von Beugungsapparat und Interferenzspektroskop dar. Die Auflösungskraft liegt für einen Plattensatz aus Flintglas mit 32 Stufen von 1 cm Dicke in den Grenzen von etwa 250 000 bis 580 000 vom sichtbaren Rot bis Violett. Sie geht über die eines Konkavgitters also nicht sehr weit hinaus, dagegen ist die Lichtstärke bei weitem größer. Diese Eigenschaft macht es auch für den Zeemaneffekt unersetzlich. Das Stufengitter bedarf ebenfalls einer vorangehenden oder nachfolgenden Zerlegung des Lichts durch einen Hilfsspektralapparat. Die Anordnung kann so getroffen werden, daß der Sinn der Zerlegung von Stufengitter und Hilfsspektroskop derselbe ist, oder Stufengitter und Hilfsspektroskop werden um 90° gegeneinander gedreht¹). Im letzteren Fall enthält die Anordnung zwei Spalte: einen (breiten) parallel der Prismenkanten des Hilfsspektroskops und einen rechtwinklig zur ersten gestellten zweiten (engen) Spalt, der den beugenden Öffnungen des Stufengitters parallel ist. Die zweite Anordnung hat den Vorteil, daß auf einer Platte das vom Hilfsspektroskop gelieferte Spektrum in seiner ganzen Ausdehnung gleichzeitig erhalten wird. Die vom Hilfsspektroskop erzeugten (breiten) Linien sind dann in ihrer Längsrichtung durch das Stufengitter in Feinstruktur zerlegt. Ein Nachteil des Stufengitters liegt in der dichten Aufeinanderfolge der verschiedenen Beugungsordnungen. Überschreiten Komponentenabstände eines Typus den Ordnungsabstand, so tritt Überlagerung von Komponenten verschiedener Beugungsordnungen ein, und das Plattenbild ist dann weder in allen Teilen mit dem Typenbild übereinstimmend noch unmittelbar anschaulich; auch die anschauliche Darstellung des Intensitätsverlaufs innerhalb eines Typus geht in diesem Fall verloren. Es bedarf von Fall zu Fall besonderer umständlicher Nebenexperimente zur Feststellung des wahren Typenbildes, die dennoch nicht immer eindeutig entscheidend sind.

Das Interferometer von PEROT und FABRY stellt die Schwingungskomponenten, welche die untersuchte Strahlung zusammensetzen, unmittelbar dar in Form eines Systems konzentrischer Interferenzringe, welche an einer planparallelen Luftplatte entstehen, die ihrerseits durch die einander zugekehrte Oberfläche zweier Glasplatten gebildet wird. Durchsichtige Versilberung der

¹) ZEEMAN, P.: Arch. néerland. des science (2) Bd. 14, S. 267. 1909.

Oberflächen steigert deren Reflexionsvermögen in solchem Maße, daß zwischen den Platten bis zu 30 Reflexionen zustande kommen. Der für das Auflösungsvermögen maßgebende Gangunterschied zwischen den einmal die Luftplatte durchsetzenden und den davon abgespaltenen reflektierten Strahlen erreicht dadurch extrem hohe Beträge. Dabei läßt sich die theoretische Bedingung, exakt gleiche Wegdifferenzen der interferierenden Strahlenbündel zu erzeugen, mit großer Vollkommenheit praktisch erreichen, weil es dieselbe Luftplatte ist, welche von den reflektierten Bündeln 1-, 3-, 5 mal usf. durchlaufen wird. Bei Stufengitter und dem zu besprechenden Interferenzapparat von LUMMER und GEHRCKE ist statt dessen genau gleiche Dicke mehrerer Glasplatten bzw. genau konstante Dicke einer ausgedehnten Glasplatte gefordert, was der praktischen Ausführung größere Schwierigkeit bietet.

PEROT und FABRY haben bei Analyse der Quecksilberlinie 5461 Å ein Auflösungsvermögen von nahe 800 000 erreicht. Ihr Apparat wird in zwei Formen angewendet: als Interferometer mit variabler, als Etalon mit konstanter Dicke der Luftplatte. Ebenso wie beim Stufengitter ist eine Vor- oder Nachzerlegung des Lichtes durch ein Hilfsspektroskop erforderlich, das die von verschiedenen Wellenlängen des Spektrums erzeugten Ringsysteme in die einzelnen Spektrallinien auseinanderlegt. Das vom Hilfsspektroskop erzeugte Spektrum kommt ebenfalls gleichzeitig in seiner ganzen Ausdehnung zur Darstellung.

PEROT und FABRYS Methode ist gleichfalls mit großem Erfolg auf den Zeemaneffekt angewendet worden. Als erster hat ZEEMAN damit eine Präzisionsmessung ausgeführt, welche die Verschiebung der Mittelkomponente von 5791 Hg in den Feldstärkegrenzen von 12 000 bis 30 000 Gauß betrifft. Ob indes auch bei so komplizierten Verhältnissen, wie sie etwa Bild 33 (obere Hälfte), Tafel II zeigt (44 Komponenten in 8 Gruppen dicht beieinander gelagert), die Ringsysteme übersichtlich genug sein können, um das Typenbild eindeutig daraus abzuleiten, könnte nur die Erfahrung lehren, Beobachtungen solcher Art scheinen noch nicht vorzuliegen.

Das Interferenzspektroskop von LUMMER und GEHRCKE benutzt zur Erzeugung hohen Gangunterschieds den streifenden Austritt eines im Innern einer langen planparallelen Glasplatte

vielfach reflektierten Bündels. Die Auflösungskraft reicht gleichfalls an 800 000 heran. Das Interferenzbild ist ein System paralleler Streifen. GEHRCKE und VON BAEYER haben die Methode durch Kreuzung zweier LUMMERScher Platten zu einer Interferenzpunktmethodem ausgebildet und damit bei unveränderter Auflösungskraft des Apparates eine größere Sicherheit in der Deutung des Interferenzbildes erreicht. Es ist ihnen gelungen, bei Feldstärken von nur 500 bis 1200 Gauß den Zeemaneffekt einiger Satelliten der Quecksilberlinien 5461 und 4359 zu bestimmen. Die Lösung dieser Aufgabe ist eine bewundernswerte Leistung des Apparats und wäre mit einem Konkavgitter unmöglich.

Der den Interferenzspektroskopen zugängliche Spektralbereich ist durch die Benutzung von Glas beschränkt. In neuerer Zeit hat die Anwendung von Quarz der Interferenzspektroskopie auch das ultraviolette Gebiet erschlossen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Konkavgitter für die Untersuchung des Zeemanphänomens in besonderem Maße universelle Bedeutung hat, die Interferenzspektroskope ihm gegenüber mehr als Spezialapparate geeignet zur Lösung bestimmter Einzelaufgaben in Betracht kommen.

Die für das Konkavgitter zu wählende Aufstellung wird durch die besonderen Zwecke der Zeemaneffektforschung bestimmt: es soll bei größtmöglicher Dispersion grundsätzlich der gesamte Spektralbereich in allen zugänglichen Beugungsordnungen gleichzeitig zur Darstellung kommen; dabei muß die Anordnung starr und in beliebig langer Zeit völlig unveränderlich sein, um Daueraufnahmen zu ermöglichen. Diese Ansprüche erfüllt die von RUNGE und PASCHEN¹⁾ eigens für die Untersuchung des Zeemanphänomens getroffene Anordnung, und zwar in besonders vollkommener Weise in einer Ausführungsform, die von PASCHEN für die Gitteraufstellung des Tübinger Instituts (1911) geschaffen worden ist.

Abb. 13 gibt eine Lagenskizze dieser Aufstellung: In einem unterwölbten Erdgeschoßraum von nahezu quadratischer Grundfläche und je 8 m Wandlänge steht auf einer steinernen Wandkonsole das Gitter G (110 000 Striche, 6,32 m Radius; die Wände W_1 und W_2 sind Innenwände, die keine Gebäudelast tragen).

¹⁾ Anh. zu den Abhandl. d. Berlin. Akad. d. Wiss. 1902.

N ist die Gitternormale, R, R, R ein Kreis (ROWLANDScher Kreis) um den Brennpunkt O des Gitters, mit dessen halben Krümmungsradius geschlagen. T, T ist ein halbkreisförmiger Tisch, dessen mit Zement ausgefugte Platte aus 4 cm dicken, 40 cm breiten Schiefertafeln besteht, getragen von 13 kräftigen Backsteinsäulen rechteckigen Querschnitts, welche auf dem Zementboden des Raumes aufgemauert sind. Bei S steht der Spalt, er ist eingelassen

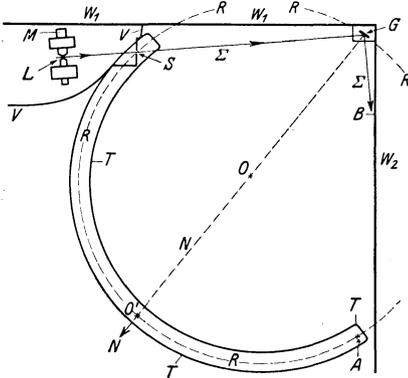


Abb. 13. Lagenskizze der Tübinger Gitteraufstellung.

in eine schwere, senkrecht auf T stehende und mit T starr verbundene Eisenplatte. Das Spaltrohr ist zur (einmaligen) Justierung in Richtung des Achsenstrahls Σ verschiebbar und um Σ drehbar. M ist der Magnet (WEISSSESches Modell, Abb. 10, S. 127), L der Ort der Lichtquelle. Durch einen Tuchvorhang V , der von der Decke bis zum Boden reicht, ist der die Lichtquelle enthaltende Teil des Gitter-

raums vom übrigen abgetrennt. Die Kamera besteht aus zwei parallelen Eisenschienen, die mit besonders geformten Schraubzwingen starr über dem Tisch T angebracht sind und von A über O' bis dicht an S reichen, genau der Krümmung von R, R, R folgend. Die Kamera kann in ihrer ganzen Länge 60 Platten der Größe 6×13 cm aufnehmen. Der von L durch S nach G fallende Achsenstrahl Σ wird vom Gitter nach B reflektiert und dort durch eine Blende abgefangen. Links von B ist auf R, R, R das Beugungsspektrum ausgebreitet, und zwar liegt bei A die Wellenlänge 2200 \AA der ersten Ordnung, bei O' (Gitternormale) die Wellenlänge $12\,450 \text{ \AA}$ erster Ordnung, und am Ende der Kamera nahe bei S die Wellenlänge $23\,000 \text{ \AA}$ erster Ordnung.

Die Dispersion nimmt symmetrisch nach beiden Seiten von der Normalen N aus zu, in der Nähe der Normalen hat sie ein Minimum und ist dort auf einem größeren Bereich konstant. Die Auflösungskraft hat ebenda ihr Maximum.

Dispersion und Dispersionsänderung sind von folgender Größe:

$\lambda = 12\,450$	ÅE (Normale):	1 mm =	2,6240	0,0040
12 450	,, ± 1 000	ÅE 1	,, = 2,6200	0,0150
12 450	,, ± 2 000	,, 1	,, = 2,6044	0,0224
12 450	,, ± 3 000	,, 1	,, = 2,5820	
12 450	,, ± 10 000	,, 1	,, = 2,1180	

in erster Ordnung (bzw. 1,3120; 0,8747 in zweiter, dritter Ordnung usf.).

Die Spaltbeugungsbilder sind astigmatisch.

Die mit dieser Gitteraufstellung mittels Vakuumlichtquelle erreichbare Auflösung bleibt hinter der theoretischen Auflösungskraft nicht zurück. Beispielsweise folgt aus den Angaben von PASCHEN¹⁾:

$$\text{Al II: } \left. \begin{array}{l} 4347,802 \\ 47,785 \end{array} \right\} \text{ „in zweiter Ordnung aufgelöst“}$$

$$\delta\lambda = 0,027 \text{ ÅE}$$

also $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 256\,000$, während die theoretische Auflösungskraft 220 000 in zweiter Ordnung sein sollte. Für alle Beugungsordnungen hat die Auflösungskraft ihr Maximum in der Gegend der Normalen, sie nimmt merklich der Ordnungszahl proportional zu, bis zu einem Grenzwerte nahe 400 000.

Die Erschütterungsfreiheit der beschriebenen Aufstellung ist vollkommen, dank der starren Verbindung aller Teile durch das steinerne Gewölbe des Bodens und dem gemauerten Tisch. Holz und schwingungsfähige Balkenverbindungen sind ganz vermieden²⁾. Bei konstanter Temperatur ergaben selbst tagelange Belichtungen (über 100 Stunden) keine merkliche Linienverschiebung³⁾.

¹⁾ Ann. d. Physik Bd. 71, S. 539. 1923.

²⁾ Die schärfste Probe auf Starrheit und Unveränderlichkeit hat die Aufstellung bei dem starken Erdbeben im November 1911 bestanden, dessen Epizentrum nahe bei Tübingen lag. Zufällig wurden gerade in jener Zeit während mehrerer Wochen fortlaufende Beobachtungen der Gitternormalen ausgeführt, um die Unveränderlichkeit der eben erst vollendeten Aufstellung zu prüfen. Dazu war im Mittelpunkt *O* des Gitterspiegels ein fein geteilter, durch Gaußokular beleuchteter und beobachteter Glasmaßstab dauernd aufgestellt, dessen Teilstriche durch den Gitterspiegel in sich selbst abgebildet waren. Diese Abbildung zeigte nach dem Erdbeben keine Verschiebung.

³⁾ PASCHEN, F.: Ann. d. Physik Bd. 50, S. 903. 1916.

Achter Abschnitt.

Die Auswertung empirisch festgestellter Zeemaneffekte.**§ 31. Beobachtung und Messung.**

Das Ziel der Untersuchung von Zeemaneffekten kann verschiedener Art sein: in serientheoretisch noch nicht bekannten Spektren ist der Zeemaneffekt das zuverlässigste Hilfsmittel, die Spektrallinien in zusammengehörige Gruppen (Multipletts) einzuordnen, weil diese an ihren Zeemaneffekten erkannt werden; in serientheoretisch schon geklärten Spektren kann der Zeemaneffekt in Zweifelsfällen die Entscheidung über die Termzusammensetzung einzelner Linien oder Liniengruppen oder über ihre Zugehörigkeit zu einer bestimmten Termfolge bringen. Voraussetzung in allen Fällen ist die richtige, d. h. quantitativ genaue und vollständige Erkennung der beobachteten Zeemantypen. Sie wird durch drei aufeinanderfolgende Stufen der Untersuchung vermittelt, die Beobachtung, die Messung und die Termanalyse der Typen. Für die Ausführung dieser drei Teilaufgaben gibt es gewisse, aus der Erfahrung gewonnene Kunstregeln, welche das Verfahren erleichtern und oft allein die Erzielung richtiger Ergebnisse verbürgen. Die Begründung und Anwendung dieser Regeln ist der Gegenstand dieses und des folgenden Abschnitts. Es wird sich dabei zeigen, daß die Kunstregeln, obwohl ihrem Wesen nach empirisch, dennoch in so engem Zusammenhang mit der theoretischen Frage der Termanalyse stehen, daß sie vor deren Kenntnis verborgen blieben.

Jede Beobachtung und Messung ist mit Fehlern behaftet. Beobachtungs- und Messungsfehler sind um so kleiner, je vollkommener das photographische Bild des Zeemantypus ist. Ein Plattenbild ist fehlerhaft oder gänzlich falsch, wenn in ihm die in der magnetisierten Lichtquelle enthaltene Zerlegung der Linie in diskrete Schwingungszahlen unvollkommen oder gar nicht erkennbar ist. Die in jedem Einzelfall von vornherein

zu treffende Entscheidung über die Richtigkeit des Plattenbildes ist zweifelsfrei, wenn der beobachtete Typus schon vorher in allen Beziehungen bekannt war, sie scheint aber unmöglich gegenüber einem erstmalig beobachteten neuen Typus. Auch hier ist jedoch eine Kritik des Plattenbildes dadurch ausführbar, daß man die aus den alten Beobachtungen gewonnenen Erfahrungsregeln zur Beurteilung der neuen Beobachtung verwendet.

Diese Kritik wird durch folgendes Beispiel erläutert: Bild 6 und 7 der Tafel I geben beide den Zeemantypus der Linie 3519,23 ÅE des Tl wieder ($2p_1 - 3d_1$). Für Bild 6 diente als Lichtquelle der Funken in Luft, für Bild 7 der Vakuumbogen. Für beide Aufnahmen ist die Feldstärke auf 0,3% genau bekannt. Aus Bild 6 würde man als Zeemantypus dieser Linie ein Triplett mit breiten Komponenten von der Aufspaltung $\frac{(0) 18}{11}$

auswerten — was auch tatsächlich lange als richtig galt —, während aus 7 der viel kompliziertere Typus folgt: $\frac{(1) (3) 15 17 19 21}{15}$. In Bild 6 ist also die Beobachtung falsch,

und zwar so, daß dagegen die durch die Ausmessung hinzukommenden Messungsfehler gar nicht in Betracht kommen. Offenbar konnte man, ehe die richtige Beobachtung des Bildes 7 bekannt war, die Unrichtigkeit von Bild 6 auf keine Weise erschließen. Mittelbar ist aber ein solcher Schluß doch möglich, denn die Erfahrung, niedergelegt in den Regeln des § 33, zeigt, daß hinter einer Intensitätsverteilung der Zeemankomponenten, wie in Bild 6, sich immer eine feinere Struktur der Komponenten verbirgt.

Im Gegensatz zu Bild 6 enthält Bild 7 eine richtigere Beobachtung insofern, als es die Komponenten des Typus deutlich getrennt und vollständig enthält; das Bild ist um so vollkommener, je genauer daraus die Komponentenabstände gemessen werden können:

Wir betrachten die vier mittleren Komponenten in Bild 7 für sich allein unter der vereinfachenden Annahme, daß alle vier Komponenten gleiche Abstände und gleiche Intensität haben (während in Wirklichkeit die Abstände in Bild 7 nicht genau gleich und die zwei äußeren Komponenten schwächer als die zwei inneren sind). In Abb. 14 sind diese vier Mittelkomponenten in

willkürlichem Maßstab als Intensitätskurven dargestellt; Ordinate ist die Intensität J , Abszisse die Skala der Wellenlängen λ . Die gestrichelten Linien stellen die Intensitätskurven dar, die jeder Einzelkomponente, wenn sie für sich allein vorhanden wäre, zukäme (Elementarkurve). Die ausgezogene Linie ist die zur Beobachtung kommende, durch Superposition der Elementarkurven entstehende Intensitätskurve (Superpositionskurve) der gleichzeitig auftretenden vier Komponenten. e_1, e_2, e_3 ist der Komponentenabstand $\delta\lambda$, b die Breite jeder Komponente.

Bei gegebener Wellenlänge, Feldstärke und Auflösungskraft des Spektralapparates verfügen wir noch in gewissen Grenzen durch die Behandlung der Lichtquelle über Linienbreite und Intensität und können dadurch die Güte des Plattenbildes ändern:

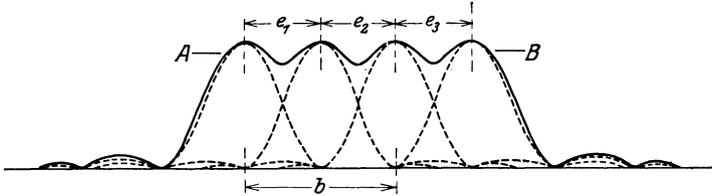


Abb. 14. Komponentenbreite und Auflösung.

Nach § 30 werden zwei benachbarte Linien getrennt beobachtet, wenn das erste Minimum der einen Linie mit dem Hauptmaximum der anderen zusammenfällt, die Addition der Ordinaten ergibt dann für die beobachtete Intensitätskurve ein Minimum zwischen beiden Linien = 0,81 des Maximums. Dieser Fall ist der Abb. 14 zugrunde gelegt, man würde die vier Komponenten also gerade noch getrennt wahrnehmen. Sind die Komponenten ein wenig breiter (unschärfer), so verschwimmen die vier Komponenten in eine einzige breite Linie.

Sind sie schmäler, so schmiegt sich die Superpositionskurve der nun spitzeren Elementarkurven auf einem größeren Bereich an, und die Messung der Komponentenabstände wird genauer. Daraus folgt, daß die Form der Intensitätskurve für die Richtigkeit der Messung von Komponentenabständen wesentlich ist. Es kommt also im Experiment darauf an, die Verschärfung der Linien so weit zu treiben, als irgend möglich ist.

Die nicht unterschreitbare Grenze der Linienbreite ist die Dopplerbreite. Sie ist gegeben durch den Ausdruck: $\delta\lambda = \lambda \cdot \frac{2v}{C}$. (v = Molekulargeschwindigkeit bei der absoluten Temperatur T der Lichtquelle, C = Lichtgeschwindigkeit. Aus der kinetischen Gastheorie folgt für den quadratischen Mittelwert der Geschwindigkeit: $\overline{v^2} = \frac{248 \cdot 10^6 \cdot T}{M}$, wobei M das Molekulargewicht bedeutet). Man entnimmt aus den Formeln: 1. daß im Spektrum eines und desselben Elements die Linien im Roten breiter sind als im ultravioletten Teil. Dem steht gegenüber, daß die Aufspaltung der Zeemantypen $\frac{1}{\lambda^2}$ proportional ist, so daß die Messung von Typen im Roten dennoch genauer ausfällt als die gleicher Typen im ultravioletten Teil des Spektrums in gleicher Ordnung; 2. daß die Linienschärfe unter sonst gleichen Umständen mit wachsendem Atomgewicht des Elements zunimmt. Deshalb wählt man zweckmäßig zur Feldbestimmung Typen eines schweren Elements wie in Tab. 30. Die Breite der Linien in Tab. 30 ist bedeutend kleiner als etwa im Grunddoublett der Na-Linien (das Atomgewicht des Cd ist 112,40, des Na 23,00, das Verhältnis der Dopplerbreiten demnach etwa 1:2, was sich vollauf bestätigt).

Die Linienschärfe nimmt ab mit wachsender azimuthaler Quantenzahl der kombinierten Terme („scharfe“ und „diffuse“ Nebenserie, $k = 1,2$ bzw. $k = 2,3$). Gleichzeitig mit steigender azimuthaler Quantenzahl der Terme zeigen die Termaufspaltungen eine engere Struktur, so daß die Auflösung der Linientypen der $d - f - f'$ -Kombinationen u. s. f. in doppelter Weise erschwert wird. Ob in einem gegebenen Falle die Auflösung eines Typus, dessen Termkombination bekannt ist, erreichbar ist, kann durch überschlägliche Berechnung der Dopplerbreite der Komponenten unter wahrscheinlichen Annahmen bezüglich der Temperatur in der Lichtquelle im voraus abgeschätzt werden.

Wir kehren nun zu unserem Beispiel, Auswertung des magnetischen Typus der Termkombination $p_1 d_1$ aus dem Bilde der Linie 3519,39 ÅE, zurück und setzen voraus, daß bei der Beobachtung den im vorigen gegebenen Gesichtspunkten soweit wie irgend möglich Rechnung getragen sei. Das Ergebnis der Auswertung

wird dann trotzdem nicht genau den Typus $\frac{(1) (3) 15 \ 17 \ 19 \ 21}{15}$

darstellen, sondern ein wenig davon abweichen. Diese Abweichung ist dadurch bedeutungsvoll, daß sie nur zum Teil von den Messungsfehlern herrührt. Dies ist leicht nachzuweisen; soweit Messungsfehler vorliegen, müssen bei mehreren Messungen des gleichen Typus die Abweichungen als zufällige um einen dem wahren Wert naheliegenden Mittelwert nach dem Fehlergesetz verteilt sein, und sie müssen um so kleiner werden, je vollkommener die zugrunde gelegte Beobachtung ist. Statt dessen zeigt sich, daß, je besser das Plattenbild, um so weniger zwar die Einzelmessungen jeder Komponentenlage von ihrem Mittelwert, umso deutlicher aber diese Mittelwerte in bestimmtem Sinne von dem oben gegebenen Typus abweichen. Diese systematischen Abweichungen bezeichnen wir im Gegensatz zu den Beobachtungs- und Messungsfehlern als die Störungsfehler des Typus, sie sind eine Eigenschaft des Phänomens selbst, ihr Vorhandensein weist darauf hin, daß ein in der Form einer RUNGESCHEN Bruchreihe geschriebener Typus ein Idealbild darstellt, das nur mit einer gewissen Annäherung wirklich vorhanden ist. Ein solches Idealbild hat natürlich nur dann Berechtigung, wenn nichts Willkürliches in seiner Konstruktion enthalten ist, sondern bestimmte, in der Erfahrung begründete und in allen Fällen gleiche Regeln zu ihm führen. Dies ist in der Tat der Fall; diese Regeln stehen im engsten Zusammenhang mit der in den §§ 6 und 9 behandelten Termanalyse der anomalen Zeemaneffekte.

Ehe wir auf diese Regeln eingehen, betrachten wir an einem Beispiel Art und Größe der Störungsfehler. Bild 22 der Taf. I gibt in etwa 5facher Vergrößerung das Triplet des Mg wieder:

$$2s - 2p_1 = 5183,558 \text{ \AA}^1)$$

$$2s - 2p_2 = 5172,680 \text{ ,,}$$

$$2s - 2p_3 = 5167,342 \text{ ,,}$$

in zweiter Ordnung des großen Gitters bei einer Feldstärke von 38900 Gauß (Vakuumbogen nach § 28 als Lichtquelle). Man erkennt in dem Bild sofort die in Abb. 3, S. 19 wiedergegebenen Typen der Termkombinationen sp_1 , sp_2 , sp_3 , aber ebenso zeigt schon der Augenschein deutliche Unsymmetrien. Be-

¹⁾ Wellenlängen nach Messung des Verf., bezogen auf $2s - 2p_2 = 5172,680 \text{ \AA}$.

Termkombination und Nullage 1	Kompon. Nr. u. Pol. beob. 2	Intens. beob. theor. 3 4		λ beob. 5	Diff. $\frac{\partial \lambda}{\partial I}$ beob. 6	λ berech. 7	Diff. $\frac{\partial \lambda}{\partial I}$ berech. 8	$\lambda_{\text{beob.}} - \lambda_{\text{berech.}}$ 9
$2p_1 - 2s$ 5183,558 ÅE Intens. 10	σ_{12}	1	2	5184,545		5184,540		+ 0,005
	σ_{11}	8	8	4,309	0,236	4,295	0,245	+ 0,014
	σ_{10}	10	10	4,055	254	4,049	246	+ 0,006
	π_6	7	8	3,821	234	3,803	246	+ 0,018
	π_5	10	10	3,576	245	3,558	245	+ 0,018
	π_4	9	8	3,326	250	3,312	246	+ 0,014
	σ_9	10	10	3,076	250	3,067	245	+ 0,009
	σ_8	8	8	2,834	242	2,821	246	+ 0,013
	σ_7	3	2	2,589	245	2,576	245	+ 0,013
$2p_2 - 2s$ 5172,680 ÅE Intens. 8	σ_6	4	5	5173,691		5173,658		+ 0,033
	σ_5	5	5	3,418	0,273	3,413	0,245	+ 0,005
	π_3	8	8	2,932	0,486	2,924	489	+ 0,008
	π_2	8	8	2,441	0,491	2,435	489	+ 0,006
	σ_4	5	5	1,954	0,487	1,946	489	+ 0,008
	σ_3	6	5	1,737	0,217	1,701	244	+ 0,035
$2p_3 - 2s$ 5167,342 ÅE Intens. 4	σ_2	3	2	5168,299		5168,318		- 0,019
	π_1	4	4	7,326	0,973	7,342	0,976	- 0,018
	σ_1	1	2	6,142	0,984	6,366	0,976	- 0,024
Spalte 6 zeigt die Unsymmetrien „ 9 „ „ Verschiebungen. Die λ -Verschiebung ist gegenläufig zur Intensitätsverschiebung.								

Tabelle 32.

Das Triplett $2p_i - 2s$ des Mg im Magnetfeld
($H = 38900$ Gauß, Vakuumbogen).

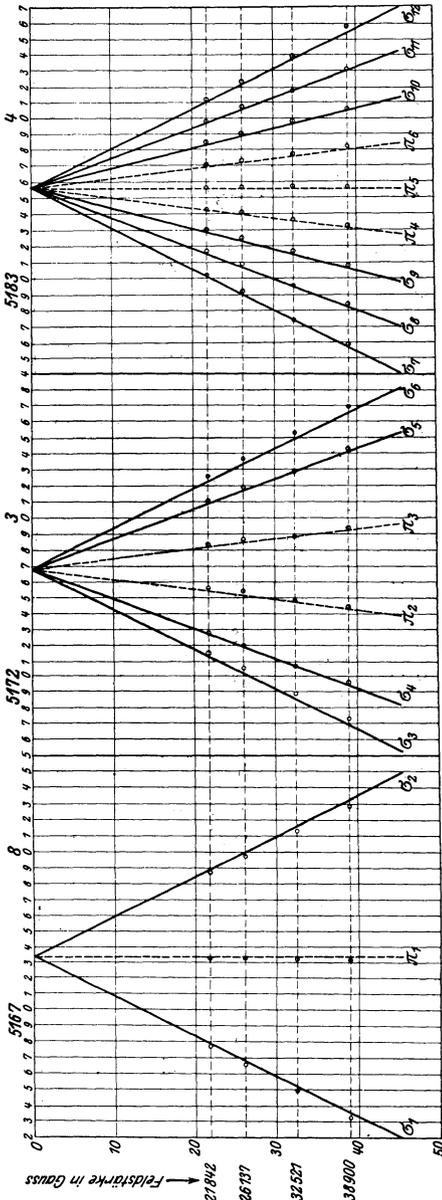


Abb. 15. Unsymmetrie des Mg-Tripletts (*sp₁*).

sonders auffällig ist die Zusammenrückung der linken zwei Außenkomponenten und die Auseinanderziehung der rechten zwei Außenkomponenten der mittleren Linie. Tab. 32 enthält das Messungsergebnis von Bild 22 und Abb. 15 die graphische Darstellung dieser und dreier weiterer (nicht abgedruckter) Messungen bei kleineren Feldstärken ($H=21\,842; 26\,137; 32\,521$ Gauß). In Tab. 32 und Abb. 15 sind die Wellenlängen der Zeemankomponenten unmittelbar relativ zu den unmagnetischen Linien („Nulllage“) gemessen auf die Weise, daß in Aufnahmen mit senkrechter Polarisation die unmagnetische Linie hineinphotographiert wurde¹⁾. Dies

¹⁾ Zur Vermeidung von Fehlern ist hierbei die Aufnahme der unmagnetischen Linie zeitlich in zwei Teile zu zerlegen: $\frac{1}{2}$ Expositionsdauer vor, $\frac{1}{2}$ nach der magnetischen Aufnahme. Fehler durch Temperaturänderung geben sich dann in einer Verbreiterung oder Verdoppelung der unmagnetischen Linie zu erkennen, dann ist die Aufnahme zu verwerfen.

liefert die Lage der σ -Komponenten relativ zu den unmagnetischen Linien. Aus Aufnahmen ohne Polarisation bei der gleichen Feldstärke wird aus den nunmehr bekannten σ -Komponentenlagen die der π -Komponenten durch Messung gefunden, damit sind dann auch die π -Komponenten an die Nullage angeschlossen. Die in Bild 22 schon qualitativ erkennbaren Unsymmetrien sind aus Abb. 15 und Tab. 32 (Spalte 6) quantitativ zu entnehmen, überdies aber auch die Verschiebungen gegen die Nullage (Spalte 9 der Tab. 32).

Für die Frage, inwieweit und mit welcher Genauigkeit aus einem mit Störungsfehlern behafteten Typus das symmetrische Idealbild abgeleitet werden kann, kommt offenbar die Verschiebung gegen die Nullage, die ein Typus als Ganzes erleidet, nicht in Frage, sondern nur die Unsymmetrie innerhalb des Typus. Aus Tab. 32 läßt sich nun sofort eine in die Augen fallende Gesetzmäßigkeit hinsichtlich der Unsymmetrien entnehmen: obwohl die als gleich zu erwartenden Abstände der benachbarten Komponenten starken Schwankungen unterliegen (z. B. $\sigma_6 - \sigma_5 = 0,273 \text{ \AA E}$, $\sigma_4 - \sigma_3 = 0,217 \text{ \AA E}$, d. h. einen Unterschied von 26%!), so heben sich 1. in jedem Typus diese Unsymmetrien gegenseitig auf, 2. ist doch in jedem Typus immer ein bestimmter Komponentenabstand dem des Idealbildes innerhalb der Grenzen der Meßfehler gleich. Diese Leitsätze 1 und 2 sind in Tab. 33 und 34 zusammengestellt, die aus den Zahlen der Tab. 32 abgeleitet ist.

	Beob.	Berechn.
$p_1 s$	0,245	0,245
$p_2 s$	0,245	0,245
$p_3 s$	$4 \times 0,244$	$4 \times 0,245$

Tabelle 33.

Mittelwert des Abstands benachbarter Komponenten in Å E (Leitsatz 1).

Typus	Abstand zwischen den Komp. Nr.	Beob.	Berechn.	Abweisung
$p_1 s$	$\sigma_{10} - \sigma_9$	0,979	0,982	$-3^0/_{00}$
$p_2 s$ {	$\sigma_6 - \sigma_3$	1,954	1,956	$-1^0/_{00}$
	$\sigma_5 - \sigma_4$	1,467	1,464	$-2^0/_{00}$
$p_3 s$	$\sigma_2 - \sigma_1$	1,957	1,952	$-2,5^0/_{00}$

Tabelle 34.

Unmittelbar gemessener Komponentenabstand in Å E (Leitsatz 2).

Die in Tab. 34 enthaltenen Komponentenabstände haben, wie sich zeigen wird, gleichzeitig im Hinblick auf die Termanalyse

Komp. Nr.	Pol. beob.	Intens. beob.	λ beob.	Diff. $\delta\lambda$	λ berechn.	Diff. $\delta\lambda$	
Cu 5218,200 $p_1 d_1$	12	σ	1	5218,764	29	5218,863	63
	11	σ	6	8,735	31	8,800	63
	10	σ	7	8,704	34	8,737	63
	9	σ	8	8,670	391	8,673	378
	8	π	7	8,279	74	8,295	63
	7	π	10	8,205	68	8,232	64
	6	π	10	8,137	52	8,168	63
	5	π	7	8,085	156	8,105	378
	4	σ	8	7,729	85	7,727	64
	3	σ	7	7,644	84	7,663	63
2	σ	1	7,560		7,600	63	
1	σ	0	—		7,537		
Cu 5220,080 $p_1 d_2$	22	σ	2	5220,857	257	5220,837	252
	21	σ	5	20,600	167	20,585	126
	20	π	8	20,433	151	20,459	127
	19	σ	4	20,282	134	20,332	126
	18	π	1	20,148	189	20,206	252
	17	π	1	19,959	114	19,954	126
	16	σ	4	19,845	118	19,828	127
	15	π	10	19,727	119	19,701	126
	14	σ	5	19,608	241	19,575	252
	13	σ	3	19,367		19,323	

Tabelle 35. Das Dublett $2p_i - 3d_i$ des Cu.

bzw. f' bezeichnet. Wir finden die beiden Leitsätze auch hier zur Auswertung hinreichend genau erfüllt: Obwohl z. B. in Typus $p_1 d_1$ der Abstand e_σ zwischen 0,029 ÅE (Komponente Nr. 12—11 in Tab. 35) und 0,085 ÅE (Komponente Nr. 4—3), d. h. um $\sim 290\%$, schwankt, ergibt sich im Mittel für e und e' überraschend genau der theoretisch berechnete Wert, wie Tab. 36 zeigt:

	$p_1 d_1$		$p_1 d_2$	
	beob.	berechn.	beob.	berechn.
Mittelwert $\left\{ \begin{array}{l} e_\sigma \\ e_\pi \end{array} \right.$	0,0590	0,063	0,263	0,252
	0,0655	0,063	0,236	0,252
Gesamtmittel \bar{e}	0,0623	0,063	0,249	0,249

Tabelle 36. Mittelwerte des Abstands benachbarter Komponenten.

d. h. der Mittelwert der Größen e und e' weicht von dem theoretischen trotz der enormen Störung nur um -1% ab. Wir haben dadurch gleichzeitig eine schöne Bestätigung für die in § 15 behandelten theoretischen „Permanenzsätze“.

Für die beständigen Komponentenabstände f bzw. f' folgt unmittelbar aus der Beobachtung:

$$2f = 0,941 \text{ gegen } 0,948 \text{ theoretisch,}$$

$$2f' = 0,992 \text{ gegen } 1,010 \text{ theoretisch;}$$

die Fehler sind also etwa von gleicher Größe wie bei der Bestimmung von \bar{e} .

Beispiele für die Gültigkeit der beiden Leitsätze lassen sich in beliebiger Zahl beibringen.

§ 32. Die Grundtypen.

In den beiden Leitsätzen 1 und 2 von S. 159 und der Unterscheidung zwischen schwankenden, also durch Mittelwertbildung zu korrigierenden, und den beständigen (in der Termanalyse ausgezeichneten) Komponentenabständen haben wir eine Grundlage gewonnen für die Regeln, nach denen aus einem gestörten Typus des Idealbild des ungestörten quantitativ richtig und willkürfrei abzuleiten ist. Ihrer Anwendung auf bisher unbekannte Typen scheint indes die Schwierigkeit im Wege zu

stehen, daß das gesuchte Idealbild des Typus zum voraus bekannt sein sollte, um zwischen den schwankenden und beständigen Komponentenabständen unterscheiden zu können. Diese Schwierigkeit verschwindet dadurch, daß alle empirisch festgestellten Typen auf einige wenige immer wiederkehrende Grundformen zurückführbar sind. Die Gesamtheit dieser Urbilder bezeichnen wir als die Grundtypen. Jeder neubeobachtete Typus läßt sich nach leicht erkennbaren qualitativen Merkmalen einem bestimmten Grundtypus zuordnen; aus dem Vergleich mit dem Grundtypus ergibt sich eindeutig, welches in dem neubeobachteten die schwankenden und die beständigen Komponentenabstände sind, womit dann der Gang der Auswertung festliegt und bezüglich der Mittelbildung keine Unsicherheit mehr besteht.

Die Grundtypen stellen hinsichtlich der charakteristischen Symmetrieverhältnisse und des Intensitätsverlaufs die ideellen Urformen der magnetischen Typen aller Spektrallinien, d. i. Termkombinationen dar. Bei Behandlung der Termanalyse in § 6 wurde gezeigt, wie in einer Termkombination zweier Terme a und b der magnetische Typus aus einer Kombination der Termaufspaltungsgrößen $g_{a,b}$, $j_{a,b}$ hervorgeht und wie die Intensitätsverteilung in dem Kombinationstypus mit den Termaufspaltungsgrößen $g_{a,b}$, $j_{a,b}$ zusammenhängt. So ergab sich beispielsweise der Typus der Termkombination sp_1 auf nebenstehende Art. Subtraktion nach

$m =$	-2	-1	0	+1	-2
s					
p_1	$-\frac{6}{2}$	$-\frac{3}{2}$	0	$\frac{3}{2}$	$\frac{6}{2}$

den senkrechten Pfeilen liefert die π -, nach den Schrägpfeilen die σ -Komponenten, so daß sich als Kombinationstypus ergibt $\pm (0) (1) 2 3 4$.

Der Intensitätsverlauf in einem Kombinationstypus ist durch folgende Regeln 1 bis 3 gegeben (§ 6, S. 25):

1. Bei der Kombination zweier Terme mit verschiedener Anzahl von Termaufspaltungsgliedern sind diejenigen π -Komponenten die stärksten, welche durch senkrechte Pfeilkombinationen in der Mitte des Pfeilschemas zustande kommen, 2. diejenigen σ -Kombinationen die stärksten, welche durch Schrägpfeile am Rand des Schemas dargestellt sind. 3. Bei der Kombi-

nation von Termen, welche die gleiche Anzahl von Termaufspaltungsgliedern besitzen, ist das Wort „stärksten“ durch „schwächsten“ zu ersetzen, speziell haben dann π -Komponenten $m_a = 0 \rightarrow m_b = 0$ in der Bildmitte die Intensität Null.

Um einen vorliegenden Typus zu analysieren, hat man die nach den Kombinationsregeln möglichen, in gewissen Gleichungen und Ungleichungen bestehenden Beziehungen zwischen den g und j in Betracht zu ziehen. Ein Term x kombiniere mit einem Term y , dann sind folgende Beziehungen zwischen den g und j möglich:

$$g_x \leq g_y, \quad j_x \leq j_y,$$

d. h. folgende neun mögliche Doppelrelationen:

$$\begin{array}{lll} 1. \begin{cases} g_x > g_y \\ j_x > j_y \end{cases}, & 2. \begin{cases} g_x > g_y \\ j_x = j_y \end{cases}, & 3. \begin{cases} g_x > g_y \\ j_x < j_y \end{cases}, \\ 4. \begin{cases} g_x = g_y \\ j_x > j_y \end{cases}, & 5. \begin{cases} g_x = g_y \\ j_x = j_y \end{cases}, & 6. \begin{cases} g_x = g_y \\ j_x < j_y \end{cases}, \\ 7. \begin{cases} g_x < g_y \\ j_x > j_y \end{cases}, & 8. \begin{cases} g_x < g_y \\ j_x = j_y \end{cases}, & 9. \begin{cases} g_x < g_y \\ j_x < j_y \end{cases}. \end{array}$$

Wegen Vertauschbarkeit von x und y bestehen die Identitätsbeziehungen:

$$1. \equiv 9.; \quad 2. \equiv 8.; \quad 3. \equiv 7.; \quad 4. \equiv 6.,$$

so daß als voneinander wesensverschiedene Doppelrelationen nur folgende fünf übrigbleiben (in umgekehrter Reihenfolge der g und j geschrieben):

$$\begin{array}{lll} 1. \begin{cases} j_x > j_y \\ g_x < g_y \end{cases}, & 2. \begin{cases} j_x > j_y \\ g_x > g_y \end{cases}, & 3. \begin{cases} j_x > j_y \\ g_x = g_y \end{cases}, \\ 4. \begin{cases} j_x = j_y \\ g_x \neq g_y \end{cases}, & 5. \begin{cases} j_x = j_y \\ g_x = g_y \end{cases}, & \end{array}$$

wobei wir die Bezeichnung einführen können: $j_x = n, j_y = n \pm 1$ oder 0.

Aus diesen fünf Doppelrelationen folgen zehn Grundtypen, nämlich fünf für die ungeradzahligen, fünf für die geradzahligen Multiplizitätsklassen. Die Unterscheidung dieser beiden Arten von Multiplizitätsklassen ist auch für die Grundtypen

notwendig, weil die Folge der Termerspaltungsglieder $m \cdot g$ bei den ungeradzahligem Multiplizitätsklassen nach der Zahlenreihe $\pm 0 1 2 3 \dots$, bei den geradzahligem nach der Reihe $\pm \frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \dots$ zu entwickeln ist; aus den beiden Zahlenreihen gehen aber für gleiche g und j verschiedene Typenformen hervor. Eine Unterscheidung der einzelnen Multiplizitätsklassen je innerhalb der ungerad- und geradzahligem Art (Singulettts von Triplettts, Quintettts; Dublettts von Quartettts, Sextettts usf.) kommt für die Grundtypen dagegen nicht in Betracht. Die Anzahl der Grundtypen erfährt indes nochmals eine Einschränkung insofern, als die Doppelrelationen 3. und 5., denen die g -Beziehung $g_x = g_y$ gemeinsam ist, für beide Arten von Multiplizitätsklassen als Kombinationstypus ein und dasselbe magnetische Triplett $\pm(0)g$ ergeben, wie aus der Entwicklung der Doppelrelationen 3. und 5. S. 166 zu sehen ist.

Es bleiben somit im ganzen nur sieben voneinander verschiedene Grundtypen übrig, von denen drei den ungeradzahligem, drei den geradzahligem eigentümlich sind und einer beiden Arten von Multiplizitätsklassen gemeinsam ist.

Die typischen Bilder, die sich aus den Doppelrelationen 1. bis 5. ergeben, sind in Tab. 38 zusammengestellt, und zwar ist für j_x durchgehend der Wert 3 zugrunde gelegt.

In den Bildern der Tab. 38 erkennt man leicht die charakteristischen Eigenschaften der sieben Grundtypen (Gr.T.). Unter ihnen stellt Gr.T. 7 die bekannteste, das magnetische Triplett, dar, das sowohl in den ungeradzahligem wie in den geradzahligem Multiplizitätsklassen vorkommt und den Sonderfall des normalen Triplettts enthält; die Gr.T. 1, 2, 3, 4, 5, 6 umfassen die gegenüber der Tripletttform komplizierteren anomalen Zeemaneffekte. Die Vergleichung der Gr.T. 1, 2, 3 (obere Horizontalreihe in Tab. 38) lehrt die unterscheidenden Merkmale innerhalb der ungeradzahligem Multiplizitätsklassen, die Vergleichung der Gr.T. 4, 5, 6 (untere Horizontalreihe in Tab. 38) die Unterschiede innerhalb der geradzahligem Multiplizitätsklassen kennen. Vergleichung innerhalb der Vertikalreihen I, II, III zeigt die typischen Unterschiede einander entsprechender Gr.T. der ungeradzahligem und der geradzahligem Multiplizitätsklassen.

Durch die in der Tab. 38 getroffene Wahl der Zahlenwerte $g_x = 6$ und $j_x = n = 3$ sind Überlagerungen der π -Komponenten-

gruppen mit den σ -Komponentengruppen innerhalb eines Gr.T. vermieden, so daß die für jeden Gr.T. charakteristische Gliederung der Komponentengruppen deutlich hervortritt. Die den Bildern beigegebenen Schemata der Termzusammensetzung geben

$m =$		Ungeradzahlige Multiplizität -2 -1 0 1 2 ... n
Doppelrelat. 3. $\dot{j}_x > \dot{j}_y$ $g_x = g_y$	x	$-n \cdot g \quad -2g \quad -g \quad 0 \quad g \quad 2g \quad \dots \quad n \cdot g$
	y	$-(n-1) \cdot g \quad -2g \quad -g \quad 0 \quad g \quad 2g \quad \dots \quad (n-1)g$
	Typ.	$-g \quad (0) \quad +g$
Doppelrelat. 5. $\dot{j}_x = \dot{j}_y$ $g_x = g_y$	x	$-n \cdot g \quad \dots \quad -2g \quad -g \quad 0 \quad g \quad 2g \quad \dots \quad n \cdot g$
	y	$-n \cdot g \quad \dots \quad -2g \quad -g \quad 0 \quad g \quad 2g \quad \dots \quad n \cdot g$
	Typ.	$-g \quad (0) \quad +g$

$m =$		Geradzahlige Multiplizität $-\frac{2n-1}{2} \quad \dots \quad -\frac{3}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2} \quad +\frac{3}{2} \quad \dots \quad +\frac{2n-1}{2}$
Doppelrelat. 3. $\dot{j}_x > \dot{j}_y$ $g_x = g_y$	x	$-\frac{2n-1}{2} \cdot g \quad \dots \quad -\frac{3}{2}g \quad -\frac{1}{2}g \quad \frac{1}{2}g \quad +\frac{3}{2}g \quad \dots \quad \frac{2n-1}{2}g$
	y	$-\frac{2n-3}{2} \cdot g \quad \dots \quad -\frac{1}{2}g \quad \frac{1}{2}g \quad \frac{3}{2}g \quad \dots \quad \frac{2n-3}{2}g$
	Typ.	$-g \quad (0) \quad +g$
Doppelrelat. 5. $\dot{j}_x = \dot{j}_y$ $g_x = g_y$	x	$-\frac{2n-1}{2} \cdot g \quad \dots \quad -\frac{3}{2}g \quad -\frac{1}{2}g \quad \frac{1}{2}g \quad \frac{3}{2}g \quad \dots \quad \frac{2n-1}{2} \cdot g$
	y	$-\frac{2n-1}{2} \cdot g \quad \dots \quad -\frac{3}{2}g \quad -\frac{1}{2}g \quad \frac{1}{2}g \quad \frac{3}{2}g \quad \dots \quad \frac{2n-1}{2} \cdot g$
	Typ.	$-g \quad (0) \quad +g$

Tabelle 37. Entwicklung der Doppelrelationen.

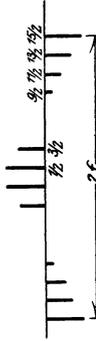
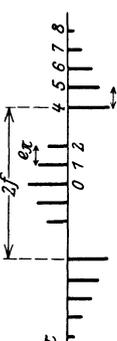
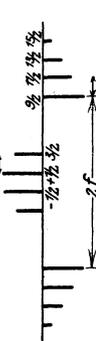
Alle senkrechten Pfeilübergänge liefern dieselbe π -Komponente 0, alle schrägen dieselben σ -Komponenten $\pm g$.

die Verbindung mit den Intensitätsregeln 1 bis 3 (S. 163) Aufschluß über das Zustandekommen jedes der 7 verschiedenen Gr.T.-Bilder.

Die Klarheit dieser sieben Bildformen läßt eine ins Einzelne gehende Beschreibung fast überflüssig erscheinen; dennoch sind in der untersten Horizontalreihe der Tab. 38 die auffälligsten und für die Erkennung jeder Gruppe von Gr.T. (Doppelrelation) besonders geeigneten Kennzeichen hervorgehoben. Für Unterscheidung innerhalb der Gruppen, also zwischen den Typenformen der ungeradzahligen und denen der geradzahligen Multiplizitätsklassen ist das augenfälligste Merkmal, daß bei den Typen der ungeradzahligen Multiplizitätsklassen in der Nullage (Bildmitte) eine Komponente vorhanden, bei denen der geradzahligen dort eine Lücke ist. Eine Ausnahme macht hiervon Gr.T. 3 (ungeradzahlige Multiplettklasse), der indessen leicht und sicher von Gr.T. 6 (geradzahlige Multiplettklasse) dadurch zu unterscheiden ist, daß bei Gr.T. 3 der Abstand der innersten π -Komponenten $2 \cdot e$, bei Gr.T. 6 dagegen $1 \cdot e$ ist; genauer und im Sinne des allgemeinen Unterscheidungsmerkmals ausgedrückt: bei Gr.T. 3 ist die in der Stufenfolge der π -Komponenten liegende Mittelkomponente infolge verschwindender Intensität unsichtbar, bei Gr.T. 6 dagegen liegt die Nullage überhaupt nicht in der Stufenfolge der π -Komponenten. Diese Unterscheidung ist im Plattenbild eines beobachteten Typus immer zweifelsfrei zu treffen. Die übrigen in Spalte III der Tab. 38 hervorgehobenen Unterschiedsmerkmale der Gr.T. 3 und 6 können im Gegensatz zum erstgenannten Merkmal bei schwacher Exposition zuweilen unkenntlich werden.

§ 33. Die Termanalyse.

Der wichtigste und nächstliegende Dienst, den die Gr.T. leisten, ist die Erkennung der schwankenden und der beständigen Komponentenabstände im Plattenbild eines Zeemantypus. In den Bildern der Gr.T. 1—6 sind die schwankenden Komponentenabstände mit e , die beständigen mit f bezeichnet. e bedeutet den Abstand benachbarter Komponenten innerhalb der π - bzw. jeder der σ -Komponentengruppen, f ist in jedem Gr.T. der Abstand zwischen den nach den Intensitäts-

Doppelrelation	Ungeradzahlige Multiplizitätsklassen	Geradzahlige Multiplizitätsklassen	Typische Kennzeichen
<p style="text-align: center;">II</p> $\begin{cases} j_x > j_y \\ 0x > 0y \end{cases}$	<p style="text-align: center;">II</p> $\begin{cases} j_x > j_y \\ 0x > 0y \end{cases}$ <p style="text-align: center;">-18 -12 -6 0 +6 +12 +18</p> <p style="text-align: center;">-10 -5 0 +5 +10</p> <p style="text-align: center;">-8 -7 -6 -5 -4 (-2) (-1) (0) (+1) (+2) +4 +5 +6 +7 +8</p>  <p style="text-align: center;">Typus: 2.</p>	<p style="text-align: center;">5.</p>  <p style="text-align: center;">Typus: 5.</p>	<p>Intensitätsverlauf in π- und σ-Gruppen gegenläufig: Intensitätsabnahme in π-Gruppen von innen nach außen (wie bei I), in σ-Gruppen von außen nach der Mitte.</p> <p style="text-align: right;">$e_{\pi} = e_{\sigma}$; Komponentenzahl $z_0 = 2 \cdot z_{\pi}$.</p>
<p style="text-align: center;">I</p> $\begin{cases} j_x > j_y \\ 0x < 0y \end{cases}$	<p style="text-align: center;">I</p> $\begin{cases} j_x > j_y \\ 0x < 0y \end{cases}$ <p style="text-align: center;">-18 -12 -6 0 +6 +12 +18</p> <p style="text-align: center;">-14 -7 0 +7 +14</p> <p style="text-align: center;">-8 -7 -6 -5 -4 (-2) (-1) (+1) (+2) +4 +5 +6 +7 +8</p>  <p style="text-align: center;">Typus: 1.</p>	<p style="text-align: center;">4.</p>  <p style="text-align: center;">Typus: 4.</p>	<p>Intensitätsverlauf in π- und σ-Gruppen gleichsinnig: Intensitätsabnahme von innen nach außen.</p> <p style="text-align: right;">$e_{\pi} = e_{\sigma}$; Komponentenzahl $z_0 = 2 \cdot z_{\pi}$.</p>

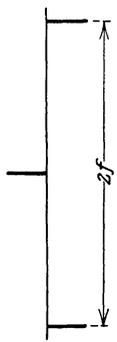
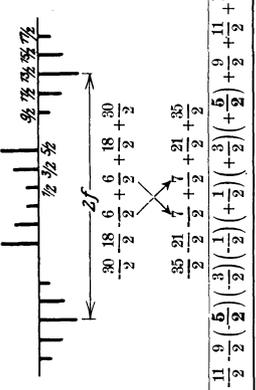
Doppelrelation	<p style="text-align: center;">III $\begin{cases} i_x = i_y \\ g_x = g_y \end{cases}$</p> <p>$\pm m \cdot g_x$ $-18 -12 -6 \quad 0 \quad +6 +12 +18$</p> <p>$\pm m \cdot g_y$ $-21 -14 -7 \quad 0 \quad +7 +14 +21$</p> <p>Typus: $-9 -8 -7 -6 -5 -4 (-3) (-2) (-1) (+1) (+2) (+3) +4 +5 +6 +7 +8 +9$</p> <p style="text-align: center;">3.</p> 	<p style="text-align: center;">IV</p> <p style="text-align: center;">7.</p> 
Geradzahlige Multiplizitätsklassen	<p style="text-align: center;">6.</p> <p>$\pm m \cdot g_x$ $\frac{30}{2} \frac{18}{2} \frac{6}{2} \frac{6}{2} \frac{6}{2} \frac{18}{2} \frac{30}{2}$</p> <p>$\pm m \cdot g_y$ $\frac{35}{2} \frac{21}{2} \frac{7}{2} \frac{7}{2} \frac{21}{2} \frac{35}{2}$</p> <p>Typus: $\frac{17}{2} \frac{15}{2} \frac{13}{2} \frac{11}{2} \frac{9}{2} \frac{5}{2} \frac{3}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{9}{2} \frac{11}{2} \frac{13}{2} \frac{15}{2} \frac{17}{2}$</p> 	<p style="text-align: center;">Entstehungsart.</p> <p>a) $\begin{cases} i_x \geq i_y \\ g_x \geq g_y \\ j_y = 0 \end{cases}$ Grenzfall von Gr.T. 1 u. 2. $\pm m \cdot g_x -6 \quad 0 \quad +6$ $\pm m \cdot g_y \quad 0$ Typus: $-6 \quad (0) \quad +6$</p> <p>b) $g_x = g_y$ { Grenzfall von Gr.T. 1, 2, 3, 4, 5, 6.</p> <p>In jeder Komponente des magnetischen Triplets fallen mehrere Komponenten verschiedener Ursprünge zusammen (vgl. Tab. 37); Stufenweite $e=0$.</p> <p>Stufenweite e tritt im Typus nicht auf, da g_y nur mit dem Faktor 0 vorkommt.</p>
Typische Kennzeichen	<p>Symmetrische Intensitätsabnahme in jeder σ-Gruppe von deren Mitte aus; in der π-Gruppe Intensitätsabnahme von außen nach der Mitte. (Bei III ist der Intensitätsverlauf in den σ-Gruppen analog dem in den π-Gruppen von I und II, der in den π-Gruppen von III analog dem in den σ-Gruppen von II.)</p> <p>$e_x = e_y$; Komponentenzahl $\begin{cases} z_\sigma = 2 \cdot z_\pi \text{ für ungeradz. Multiplizitätsklassen,} \\ z_\sigma + 2 = 2 \cdot z_\pi \text{ für geradz. Multiplizitätsklassen.} \end{cases}$</p>	

Tabelle 38. Die Bilder der Grundtypen.

regeln 1 und 2 stärksten σ -Komponenten voneinander; die zu diesen Komponenten Anlaß gebenden Übergänge sind im Term-schema durch die Intensitätsregel 1 und 2 ausgezeichnet und in jedem Termaufspaltungsschema der Tab. 38 durch Pfeile besonders hervorgehoben. Das Plattenbild eines auszuwertenden Typus liefert unmittelbar die Komponentenanzahl z [z_π Anzahl der π - und z_σ Anzahl der σ -Komponenten]; die Messung liefert die Größen e und f in Millimeter, durch Multiplikation mit dem Dispersionsfaktor in $\text{\AA}E$ und schließlich durch weitere Multiplikation mit dem Faktor $\frac{1}{\lambda^2 H}$ in Bruchteilen der RUNGESchen

Zahl a . Aus z , e und f folgen durch Entwicklung der in den Gr.T. enthaltenen Doppelrelationen die Termaufspaltungsgrößen g_x, g_y, j_x, j_y (für j_x schreiben wir n wie in Tab. 37). Tab. 39 gibt diesen Zusammenhang zwischen den durch die Beobachtung gegebenen Größen z, e und f und den Termaufspaltungsgrößen g, j für die einzelnen Gr.T. wieder.

Die Abzählung der Komponentenzahlen z_π und z_σ , die zunächst als die leichteste Aufgabe der Messung erscheint, ist häufig mit größerer Unsicherheit behaftet als die Auswertung von e und f . Es liegt dies daran, daß in jedem komponentenreichen Typus wegen des Abklingens der Intensität überlichtete und schwach belichtete Komponenten gleichzeitig vorkommen, so daß man von vornherein nicht wissen kann, ob nicht noch schwächere Komponenten wegen Unterbelichtung auf der Platte fehlen. Ein Irrtum bezüglich der Komponentenzahl z führt natürlich zu falscher Bestimmung von n , also von j_x, j_y und damit von g_x und g_y . Indessen gibt es gewisse Regeln, die in den meisten Fällen die Komponentenzahl z zu kontrollieren gestatten.

Am einfachsten gestaltet sich diese Kontrolle bei den Gr.T. 3 und 6, in denen die innersten π -Komponenten die schwächsten der π -Gruppe sind. Liegt für einen solchen Typus die Größe von e in Millimeter ungefähr fest, so besteht folgende Möglichkeit einer völlig sicheren Kontrolle von z_π und damit auch von z_σ :

1. Liegt Gr.T. 3 vor, so muß der gegenseitige Abstand der stärksten (äußersten) π -Komponenten durch ein gerades Vielfaches von e teilbar und gleichzeitig der gegenseitige Abstand der innersten, d. h. der schwächsten π -Komponenten $= 2 \cdot e$

Gr.T.	z_π	$\frac{1}{2} \cdot z_\sigma$	$\pm e^1)$	$\pm f$
1	$2n - 1$	$2n - 1$	$g_x - g_y$	$n \cdot g_x - (n - 1)g_y$
2	$2n - 1$	$2n - 1$	$g_x - g_y$	$ng_x - (n - 1)g_y$
3	$2n$	$2n$	$g_x - g_y$	$\begin{cases} f_1 = g_x \\ f_2 = g_y \end{cases}$
4	$2n - 2$	$2n - 2$	$g_x - g_y$	$\frac{2n - 1}{2} g_x - \frac{2n - 3}{2} g_y$
5	$2n - 2$	$2n - 2$	$g_x - g_y$	$\frac{2n - 1}{2} g_x - \frac{2n - 3}{2} g_y$
6	$2n$	$2n - 1$	$g_x - g_y$	$\frac{g_x + g_y}{2}$
7 a	1	1	unbestimmt	g_x
7 b	1	1		$g_x = g_y$

Tabelle 39. Komponentenzahl und -abstände.

sein; ergibt letzterer sich aus dem Plattenbild, z. B. zu $4 \cdot e$, so ist sicher, daß die innersten schwächsten π -Komponenten wegen Unterbelichtung unsichtbar und also zu ergänzen sind;

¹⁾ e ist als e_π und e_σ für die Gr.T. 1 bis 6 definiert durch die Beziehungen:

Ungeradzahlige Multiplizitätsklassen	
e_π	$(n - 1)g_x - (n - 1)g_y - [(n - 2)g_x - (n - 2)g_y] \equiv g_x - g_y$ $(n - 2)g_x - (n - 2)g_y - [(n - 3)g_x - (n - 3)g_y] \equiv g_x - g_y$ usf.
e_σ	$ng_x - (n - 1)g_y - [(n - 1)g_x - (n - 2)g_y] \equiv g_x - g_y$ usf.

Geradzahlige Multiplizitätsklassen	
e_π	$\frac{n - 3}{2} g_x - \frac{n - 3}{2} g_y - \left[\frac{n - 3}{2} g_x - \frac{n - 5}{2} g_y \right] \equiv g_x - g_y$ usf.
e_σ	$\frac{n - 1}{2} g_x - \frac{n - 3}{2} g_y - \left[\frac{n - 3}{2} g_x - \frac{n - 5}{2} g_y \right] \equiv g_x - g_y$ usf.

woraus für Gr.T. 1 bis 6 folgt: $e = e_\pi = e_\sigma = g_x - g_y$.

z_π würde also in einem solchen Falle gegenüber dem Plattenbild um 2 zu erhöhen sein.

2. Liegt Gr.T. 6 vor, so muß der gegenseitige Abstand der stärksten (äußersten) π -Komponenten durch ein ungerades Vielfaches von e teilbar und gleichzeitig der gegenseitige Abstand der innersten, d. h. schwächsten π -Komponenten $= 1 \cdot e$ sein; ergibt sich letzterer aus dem Plattenbild beispielsweise zu $3 \cdot e$, so gilt Entsprechendes wie unter 1., und z_π würde gegenüber dem Plattenbild um 2 zu erhöhen sein.

Durch diese Rechnung wird zugleich der Wert von e korrigiert.

Weniger einfach und sicher ist die Kontrolle von z für die Gr.T. 1, 2, 4 und 5. Hier hilft der Umstand, daß die schwächsten π -Komponenten merklich stärker als die schwächsten σ -Komponenten sind. Die Vergleichung entsprechender Plattenbilder derselben Aufnahme in erster und in höherer Gitterordnung (also stärker und schwächer belichteter Bilder desselben Typus) muß dann entweder zeigen, daß z_σ und z_π in allen Ordnungen gleich sind — dann ist damit z sicher richtig bestimmt — oder daß z_π und z_σ bzw. z_σ allein in niederer Ordnung größer ist als in höherer — im letzten Falle ist z_π vollständig auf der Platte. Eine weitere Prüfung besteht darin, daß die Gr.T. 1 bis 6 nur in Multipletts auftreten, also die Gr.T. 1, 2, 4, 5 immer abwechselnd mit Gr.T. 3 und 6 vorkommen; dadurch werden die Komponentenzahlen der Gr.T. 1, 2, 4, 5 stets auch zugleich durch die der Gr.T. 3 und 6 kontrolliert.

Nach Ermittlung von z und Auswertung von e und f in Einheiten von $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H}$ kann der beobachtete Zeemantypus in Form einer symmetrischen RUNGESCHEN Bruchreihe angegeben werden. Es ist nun zweckmäßig, dafür nicht, wie meist üblich, gemeine Brüche zu benutzen, sondern zunächst die Dezimalbrüche, welche die logarithmisch durchgeführte Rechnung unmittelbar liefert, beizubehalten und erst später die durch die Termanalyse abgeleiteten Dezimalbruchwerte der g_x , g_y der aufgespaltenen Terme in gemeine Brüche zu verwandeln. Wir begründen dies durch ein Beispiel: Es liege vor der Typus der Linie 3608,484 des Mn. Das Plattenbild ist dieses (Abb. 17), also liegt Gr.T. 6 vor. Die ausgeglichene Messung ergibt

$e = 0,2293 \cdot a$ und $f = 1,779 \cdot a$. Wollen wir hierfür gemeine Brüche einführen, so liegt am nächsten die Deutung:

$$f = \frac{16}{9} (=1,778), \quad e = \frac{2}{9} (=0,222).$$

In Form einer gemeinen Bruchreihe ergibt sich somit der Typus:

$$\frac{\pm (1) (3) (5) 12 14 16 18 20}{9}.$$

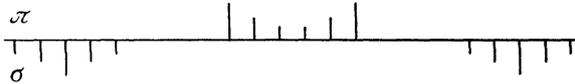


Abb. 17. 3608 Mn, Grundtypus 6.

Die Termaufspaltungsgrößen folgen aus dieser Reihe nach Tab. 38 und 39 für Gr.T. 6:

$$z_x = 6, \quad \text{also} \quad n = j_x = j_y = 3,$$

$$f = \frac{16}{9} = \frac{g_x + g_y}{2}, \quad e = g_x - g_y = -\frac{2}{9}.$$

Demnach:

$$g_x = \frac{15^3}{9}, \quad g_y = \frac{17^3}{9} \quad (\text{der Exponent gibt das zugehörige } j \text{ an}).$$

Dem soeben eingeschlagenen Verfahren ist vorzuziehen, den Typus in Form einer Dezimalbruchreihe darzustellen, die aus den für e und f gefundenen ausgeglichenen Werten entwickelt wird, also:

$$(1) \text{ Typus beob.: } \pm (0,1146) (0,3438) (0,5730) 1,320 1,550 1,779 2,008 2,238.$$

Hieraus leiten wir in gleicher Weise die Termaufspaltung ab:

$$g_x = 1,6643^3 \left(\frac{15}{9} = 1,667 \right), \quad g_y = 1,8936^3 \left(\frac{17}{9} = 1,889 \right)$$

und lassen die Frage, ob g_x, g_y mit $\frac{15}{9}$ bzw. $\frac{17}{9}$ zu identifizieren ist, trotz der guten Übereinstimmung vorläufig offen. Wenn wir die Werte $g_x = \frac{15^3}{9}, g_y = \frac{17^3}{9}$ nach Gr.T. 6 in eine Dezimalbruchreihe entwickeln:

$$(2) \quad \pm (0,111) (0,333) (0,555) 1,333 1,555 1,770 1,999 2,221,$$

so erkennen wir leicht, daß die Übereinstimmung nur scheinbar gut ist. Die systematischen Abweichungen gegenüber

der Reihe (1) fallen sofort in die Augen und zeigen, daß das zuerst eingeschlagene Verfahren offenbar zu falschem Resultat geführt hat.

Man könnte nun versuchen, die gemeinen Brüche für g_y und g_x dadurch richtiger zu bestimmen, daß man durch Ausprobieren g -Werte sucht, die sich der beobachteten Dezimalbruchreihe (1) besser anschließen, als $\frac{15}{9}$ und $\frac{17}{9}$. Auch dies Verfahren ist nicht frei von Willkür. Besser ist es, für die genauere Bestimmung von g_x und g_y den Umstand zu benutzen, daß die untersuchte Linie 3608,484 Mn zu einem Multiplett gehört, in welchem also die ihr zugrunde liegenden Term-aufspaltungsgrößen g mehrfach auftreten. In der Tat finden wir beim Durchmessen des Multipletts folgende Linien, die den offenbar gleichen Term-aufspaltungsfaktor g_x aufweisen:

λ	g_x
4082,947	$1,643^3$
4063,553	$1,652^3$
4048,760	$1,653^3$
3595,112	$1,669^3$
3608,484	$1,664^3$
Mittelwert:	$1,656^3$

Mit dem so bestimmten Mittelwert $\bar{g}_x = 1,656^3$ gehen wir ein in Tab. Anhang B, welche die g -Brüche der Tab. 13 in Dezimalbrüche umgerechnet, nach ihrer Größe geordnet, enthält, und finden dort als nächstbenachbarten Wert $1,657^3 = \frac{58}{35} = n_{3,3}^6$, der in der Tat der richtige Wert ist. Die Abweichung unseres Mittelwertes vom Tabellenwert ist kleiner als $1^0/_{00}$! Entsprechend verfährt man zur genauen Auswertung von g_y und findet als Mittelwert $\bar{g}_y = 1,881^3$, den man zweifelsfrei nun mit $1,886^3 = \frac{66}{35} = n_{2,3}^6$ identifiziert.

Der Vorteil, den man durch das Dezimalbruchverfahren erreicht, ist doppelter Art: Man erhöht die Genauigkeit der Termanalyse durch Mittelwertbildung über die aus verschiedenen Termkombinationen (Linien) abgeleiteten Einzelwerte, ferner aber ermöglicht man dadurch erst die Aufdeckung gesetzmäßiger Termzusammenhänge in serientheoretisch noch nicht geordneten Spektren, indem man nahezu gleiche Dezimalbruchwerte mit gleichem j -Wert, die aus verschiedenen Linien abgeleitet sind, gleichen Termen zuschreiben wird und so eine Ordnung der Terme gewinnen kann. Die Darstellung der g -Werte in gemeinen Brüchen ist zu solcher Vergleichung weit weniger geeignet, weil sie durch die Wahl des Nenners eine gewisse Willkür in das Ergebnis bringt und die Erkennung annähernder

Gleichheit von Brüchen mit verschiedenen Nennern erschwert. Besondere Bedeutung hat das Dezimalbruchverfahren bei Multi-pletts höherer Stufe, bei denen überwiegend keine ohne weiteres als rational erkennbaren Werte für die RUNGESchen Brüche vorkommen (vgl. § 13).

In dem behandelten Beispiel der Mn-Linie 3608,484 war die Zuordnung zum Gr.T. 6 besonders leicht, weil das Bild der magnetischen Linie vollkommen mit dem des Gr.T. 6 übereinstimmt. Häufig haben indes beobachtete Typen ein Aussehen, das von allen Gr.T.-Bildern erheblich abweicht, so daß die Zuordnung eines Gr.T. unsicher zu sein scheint. Bei näherer Prüfung verschwindet die Unsicherheit jedoch immer, wenn man die Abhängigkeit der in Tab. 38 gezeichneten Gr.T.-Bilder von den ihnen zugrunde liegenden speziellen Zahlen für g_x , g_y , j_x , j_y in Betracht zieht. Am leichtesten übersieht man den Einfluß, den die Änderung von j_x allein auf die Gestalt der Gr.T.-Bilder übt. Beim Übergang von j_x auf $j_x \pm 1$ ändert sich e nicht, dagegen

$\frac{\text{wächst}}{\text{sinkt}}$	z_x	in den Gr.T. 1 bis 6 um 1,	$\frac{\text{sinkt}}{\text{wächst}}$	f	um 1 e in Gr.T. 1
$\frac{\text{sinkt}}{\text{wächst}}$	f	um 1 e in Gr.T. 2 und 5	f	konstant	in

Gr.T. 3 und 6. Das äußere Bild der Gr.T. ändert sich dabei insofern grundsätzlich, als von einem bestimmten Wert j_x an mit wachsendem j_x ein Zusammenfallen der inneren σ - mit den äußeren π -Komponenten eintritt. Z. B. würde das Bild von Gr.T. 1 in Tab. 38 für $j_x = 5$ ein Zusammenfallen von je $2 \cdot 2\pi$ - und σ -Komponenten zeigen, nämlich den Typus $\pm(0) (1) (2) (3) 2 3 4 5 6 7 8 9 10$. Die Beobachtung würde also für die Komponenten $\pm 2, 3$ scheinbar einen unpolarisierten Zustand ergeben, weil diese Komponenten auf dem Plattenbild sowohl der π - wie auch der σ -Polarisation vorhanden sind; indessen müssen bei exakt ausgeführter Polarisationsanalyse die Intensitäten der Komponenten $\pm 2, 3$ einwandfrei sich in der π -Polarisation dem typischen Intensitätsverlauf der π -Gruppe, in der σ -Polarisation dem der σ -Gruppe des Gr.T. 1 einfügen. Ferner müssen die Komponenten $\pm(2) (3)$ bei π -Polarisation die schwächsten, $\pm 2, 3$ bei σ -Polarisation die stärksten ihrer Gruppe sein, wodurch sie sich als Überlagerung voneinander unabhängiger π - und σ -Komponenten im Gegensatz zu unpolarisierten Komponenten erweisen.

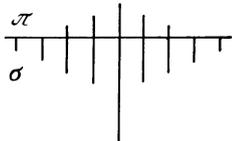
§ 34. Grenzfälle der Typenformen.

Offenbar gibt es bei zunehmendem j_x einen Grenzfall, in dem $f = 0$ geworden ist, d. h. die stärksten σ -Komponenten der rechten und linken Bildhälfte in der Nullage zusammenstoßen. Dieser Grenzfall ist für Gr.T. 1 bestimmt durch die Gleichung

$$(54) \quad f = 0 = n \cdot g_x - (n - 1) g_y, \quad \text{also} \quad \frac{g_x}{g_y} = \frac{n - 1}{n}.$$

So würde beispielsweise ein Typus wie Abb. 18 der Term-
aufspaltung:

$$\begin{array}{r} \left\{ \begin{array}{cccc} mg_x \pm 0 & 4 & 8 & 12 \\ mg_y \pm 0 & 6 & 12 & \swarrow \end{array} \right. \\ \hline \pm (0) \quad (2) \quad (4) \quad 0 \quad 2 \quad 4 \quad 6 \quad 8 \end{array}$$



ebenfalls als Gr.T. 1 anzusehen sein, und zwar mit der besonderen Eigenheit: $f = 0$. Die Wiedererkennung des Gr.T. 1 ist in diesem Bild schon merklich erschwert.

Abb. 18. Grenzfall des Grundtypus 1.

An die Stelle des Zusammenfallens von π - und σ -Komponenten tritt in Gr.T. 1 Zwischeneinanderfallen („Verschränkung“ der π - und σ -Komponenten) auf, wenn gleichzeitig f nicht durch e ohne Rest teilbar ist, so daß

$$\frac{ng_x - (n - 1) g_y}{g_x - g_y} \neq \text{ganze Zahl}$$

wird, was gleichbedeutend ist mit: „ g_x ist nicht durch $g_x - g_y$ ohne Rest teilbar“. Z. B.:

$$\begin{array}{r} mg_x = \pm 0 \quad 8 \quad 16 \quad 24 \\ mg_y = \pm 0 \quad 11 \quad 22 \\ \hline \text{Typus} = \pm (0) \quad 2 \quad (3) \quad 5 \quad (6) \quad 8 \quad 11 \quad 14 \end{array}$$

Gehen wir in der Bestimmungsgleichung (54) für f in Gr.T. 1 zu Werten $f = n g_x - (n - 1) g_y < 0$, $j_x > j_y$ über, also zu $\frac{g_x}{g_y} < \frac{n - 1}{n}$, so tritt an Stelle des Zusammenfallens von π - und σ -Gruppen ein Übergreifen der zur rechten und linken Symmetriehälfte des Typus gehörigen σ -Komponenten über die Mitte. So kommt beispielsweise für die Term-
aufspaltung $g_x = \frac{2}{5}$,

$j_x = 3$; $g_y = \frac{7}{10}$, $j_y = 2$ (wofür wir, da für das Typenbild der Maßstab gleichgültig ist, auch schreiben können: $g_x = 4$, $g_y = 7$) als Typus das Bild der Abb. 19 zustande:

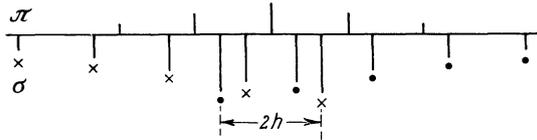


Abb. 19. Grenzfälle des Grundtypus 1.

Dieses Bild kann man scheinbar keiner der Gr.T. zuordnen, weil die Symmetrieverhältnisse der σ -Gruppe von ganz anderer Art scheinen als bei den Gr.T., und darin sogar die Grundregel, daß der Stufenabstand e in π - und σ -Gruppen durchlaufend gleich sein muß, in der σ -Gruppe dieses Bildes verletzt zu sein scheint. Der Widerspruch schwindet, wenn wir die rechte und linke σ -Gruppe so zusammenfassen, wie es die unter den σ -Komponenten stehenden Zeichen \cdot und \times andeuten; dann erkennen wir in dem Bild sofort Gr.T. 1, und zwar in der Form des Übergreifens. Für die Termanalyse ist also der Abstand $2h$ als $-2f$ zu setzen, dann ist das Bild entwirrt. Das Termaufspaltungsschema läßt dies erkennen:

$$\begin{array}{cccccccc}
 mg_x \pm 0 & 4 & 8 & 12 & & & & \\
 mg_y \pm 0 & 7 & 14 & & & & & \\
 \hline
 \text{Typus } \pm (0) & (3) & (6) & -2 & +1 & +4 & +7 & +10.
 \end{array}$$

Die Konstanz von e in den π - und σ -Gruppen ist natürlich bei dieser allein richtigen Betrachtungsweise vollkommen erfüllt. Man könnte die Frage stellen, ob ein Typus von der Form der Abb. 19 mit übergreifenden Symmetriehälften nicht widersinnig und daher unmöglich sei. Die Antwort liegt darin, daß jede Typenform möglich ist, also in der Beobachtung erwartet werden kann, wenn die ihr zugrunde liegenden Termaufspaltungsgrößen g und j keine von den bisherigen Erfahrungen weit abliegenden Verhältnisse zeigen. Dies ist für die der Abb. 19 zugrunde gelegten Werte $g_x = 0,4 = \frac{2}{5}$, $j_x = 3$; $g_y = 0,7 = \frac{7}{10}$, $j_y = 2$ ganz gewiß nicht der Fall. Publiziert scheinen Typen dieser Form bisher allerdings noch nicht zu sein, was indes bei der sehr geringen Zahl

der unter diesen Gesichtspunkten kritisch behandelten Typen wenig bedeutet.

Es ist sehr leicht, die gleichen Gesichtspunkte auf alle Gr.T. der Tab. 38 anzuwenden, womit man dann die Gr.T. im vollen Umfang beherrscht. Wir verzichten auf die weitläufige Darstellung dieser in jedem konkreten Fall leicht übersehbaren Einzelheiten, da sie von dem behandelten Fall nicht typisch verschieden sind. Statt dessen führen wir ein der Beobachtung entnommenes Beispiel an:

Abb. 20 zeigt den Typus der Linie 3128,82 Å des Cr⁺, für den die Messung liefert:

$$\pm 0 \quad (0,4) \quad 0,8 \quad (1,2) \quad 1,6.$$

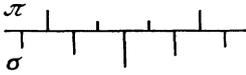


Abb. 20. Grenzfall des Grundtypus 6.

Auch hier scheint das Bild auf den ersten Blick keinem der Gr.T. 1 bis 6 zu entsprechen. Offenbar entscheidet die π -Gruppe für sich betrachtet für Gr.T. 6. In der Tat ist auch in den σ -Gruppen Gr.T. 6

leicht erkennbar, wenn man die stärkste σ -Komponente 0 als zweizählig auffaßt, entstanden durch Zusammenfallen der σ -Komponenten $+0$ und -0 der rechten und linken Symmetriehälfte; dann erkennt man auch, daß die Intensität jeder dieser σ -Komponenten $\pm 0,8$ nur halb so groß ist, wie die beobachtete Summe beider Intensitäten, mithin in Wirklichkeit die Komponenten $\pm 0,8$ die stärksten σ -Komponenten sind, genau wie es Gr.T. 6 verlangt. Daraus ergibt sich für die Termanalyse:

$$e = -0,8 = g_x - g_y, \quad f = +0,8 = \frac{g_x + g_y}{2},$$

$$z_\pi = 4, \quad \text{also} \quad n = 2.$$

Also ist:

$$g_x = 0,4 = \frac{2}{5}, \quad j_x = 2,$$

$$g_y = 1,2 = \frac{6}{5}, \quad j_y = 2,$$

woraus sich das Term aufspaltungsschema ergibt:

$$\begin{array}{r} mg_x = \pm 0,2 \quad 0,6 \\ mg_y = \pm 0,6 \quad 1,8 \\ \hline \text{Typus} = \pm(0,4) \quad (1,2) \quad 0 \quad 0,8 \quad 1,6 \end{array}$$

in Übereinstimmung mit der Beobachtung. In Tab. Anhang B und Tab. 13 finden wir (der Exponent gibt das zugehörige j an):

$$g = \begin{cases} 0,4^2 = \frac{2^2}{5} = n_{4,2}^4 \\ 1,2^2 = \frac{6^2}{5} = n_{3,2}^4, \end{cases}$$

womit die Linie des Cr^+ 3128,82 ÅE als die Termkombination $d_3 f_4$ (Bergmannserie) der Quartetts erkannt ist.

Bei der bisherigen Betrachtung der Gr.T. ist Gr.T. 7, das magnetische Triplett (aus zwei σ - und einer π -Komponente bestehend mit im allgemeinen anomalem Abstand) nicht berücksichtigt worden. Es ist dies strenggenommen auch nicht nötig, da Gr.T. 7 in den Gr.T. 1 bis 6 als Grenzfall mitenthalten ist, und zwar in mehrfacher Weise. Bei den ungeradzahligen Multiplizitätsklassen tritt dieser Grenzfall ein, wenn

1. die Beziehung $e = g_x - g_y = 0$ (Gr.T. 7 in Tab. 38, Bemerkung b) erfüllt ist; dann wird nämlich in den Gr.T. 1 bis 3 ein Zusammenfallen aller Komponenten der π -Gruppe in eine einzige und aller Komponenten der beiden $\pm\sigma$ -Gruppen in je eine einzige auftreten;

2. bei den Gr.T. 1 und 2 entsteht ein magnetisches Triplett bereits dann, wenn $j_y = 0$ ist. Ist j_x gleichzeitig auch $= 0$, so ist $j_x = j_y$, also liegt Gr.T. 3 vor, und es entsteht als Grenzfall vom Gr.T. 3 eine einzige magnetisch unbeeinflusste Linie am Orte der Nullage, also scheinbar überhaupt kein Zeemaneffekt. Das gleiche gilt, wenn $g_x = 0$, $j_x \neq 0$ und zugleich $j_y = 0$. So ergibt die Termkombination $f_5 d_5$ der Quintetts:

$$\begin{array}{c} m g_x \pm 0 \quad 0 \\ m g_y \pm 0 \\ \hline \text{Typus } \pm(0) \quad 0, \end{array}$$

also eine magnetisch unbeeinflusste Linie. Es würde von Interesse sein zu untersuchen — was, soweit wir sehen, noch nicht geschehen ist —, ob auch in solchen magnetisch nicht beeinflussten Linien der bei magnetischen Triplets festgestellte Befund erhalten bleibt, daß die Summe der Intensitäten der σ -Komponenten größer ist als die der π -Komponente; dann würde sich in diesem Intensitätsunterschiede eine magnetische Beeinflussung, also ein Zeemaneffekt, dennoch zu erkennen geben.

Für die geradzahligen Multiplizitätsklassen ergeben sich entsprechende Grenzfälle:

1. Die Beziehung $e = g_x - g_y = 0$ ergibt für die Gr.T. 4 bis 6 wieder ein magnetisches Triplett.

2. Die Beziehung j_x oder $j_y = 0$ hat hier keinen Sinn, da die j -Reihe mit $\frac{1}{2}$ und nicht mit 0 beginnt. Wohl aber kommt der Fall $g = 0$ vor. Dies ergibt als Grenzfall für Gr.T. 5 ein Quartett:

$$\begin{aligned}
 m g_x &= \pm \frac{1}{2} g && \frac{3}{2} g \\
 m g_y &= \pm \frac{1}{2} \cdot 0 && \swarrow \\
 & \pm (\frac{1}{2} g) \quad \frac{1}{2} g \quad \frac{3}{2} g.
 \end{aligned}$$

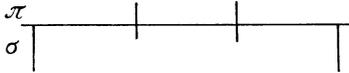


Abb. 21. Grundtypus 5.

Für Gr.T. 6 folgt im gleichen Fall ein Quartett mit identischer Lage der π - und σ -Komponenten, wie z. B. die Linie Mn 4257,65 ÅE zeigt:

$$\begin{aligned}
 g_x &= \frac{8}{3} = n_{21}^4 && g_y = 0 = n_{31}^4 \\
 & \pm \frac{4}{3} && \\
 & \pm 0 && \\
 \text{Typus} & \pm (\frac{4}{3}) \quad \frac{4}{3}.
 \end{aligned}$$

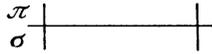


Abb. 22. Grundtypus 6.

Ein anderer Grenzfall des Gr.T. 6 ist wieder wie bei Gr.T. 3 eine magnetisch nicht beeinflusste Linie:

$$\begin{aligned}
 m g_x &= \pm \frac{1}{2} 0 \\
 m g_y &= \pm \frac{1}{2} \cdot 0 \\
 \text{Typus} & \pm (0) 0.
 \end{aligned}$$

Die Betrachtung dieser Grenzfälle führt dazu, nicht nur auf die Grenzlagen selbst, sondern auch auf den kontinuierlichen Übergang zur Grenze das Augenmerk zu richten. Wenn wir vorhin die Fälle „ $e = 0$ “ diskutierten, so fragen wir nun nach der Wirkung der Bedingung „ $e \sim 0$ “. Es ist klar, daß für die Gr.T. I, 2, 4, 5 sich nun zwar nicht magnetische Triplets, wohl aber triplettähnliche Typen ergeben müssen mit um so größerer

Tripletähnlichkeit, je kleiner e ist; wir bezeichnen sie als Pseudotriplets. Wenn in solchen Typen der Nachweis diskreter Komponenten in den π - und σ -Gruppen im Plattenbild nicht mehr möglich ist, so bleibt doch der Intensitätsverlauf der zugeordneten Gr.T. darin erhalten. Die Pseudotriplets der Abb. 23 (1 und 2 von oben) lassen eine magnetische Feinstruktur entsprechend der Gr.T. 1 und 4 bzw. 2 und 5 nach der Intensitätsverteilung in den unaufgelösten σ -Komponenten voraussehen. Auf Fälle solcher Art bezog sich der Hinweis gelegentlich der „Kritik des Plattenbildes“ (S. 153), daß die aus der Termanalyse für die Praxis sich ergebenden Regeln in dem unaufgelösten Typus der Linie 3519 ÅE des Te (Bild der Tafel) unzweifelhaft das Vorhandensein einer Feinstruktur von der Art des Gr.T. 4 anzeigen.

Für den Gr.T. 3 führt die Bedingung $e \sim 0$, wenn der Komponentenabstand e nicht mehr getrennt wird, zu einem Pseudoquartett oder -triplett, je nachdem, ob der Abstand $2 \cdot e$ noch nachweisbar ist oder nicht. Entsprechendes gilt für Gr.T. 6. (Abb. 24 unten und Bild 14 und 17 Tafel I).

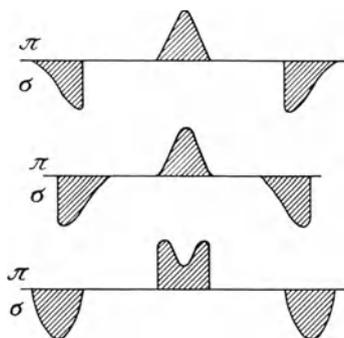


Abb. 23. Pseudotypen.

Daß diese Pseudotypen (Pseudoquartetts und -triplets) mit Hilfe der durch die Termanalyse gelieferten Regeln als Täuschung infolge ungenügender Beobachtungsmittel erkannt werden, hat weittragende Bedeutung: Man hat sich vielfach bemüht, in der auffälligen Häufigkeit von Quartett- und Triplettypen gegenüber den komplizierteren Strukturen ein verborgenes Gesetz zu finden, dem man auf die Spur zu kommen hoffte durch Aufstellung von „Häufigkeitskurven“ dieser Typenformen für die Perioden des Systems der Elemente. Diese Versuche dürften gegenstandslos geworden sein durch die kritische Bewertung, die man den von der Beobachtung gelieferten Triplet- und Quartetttypen entgegenbringen muß, weil gerade die Quartett- und Tripletform als Pseudotypus für den besonders häufigen Fall $e \sim 0$ herauskommt.

Die Diskussion des Gr.T. wird erst vollständig, wenn man die Beziehung g_x oder $g_y < 0$ gleichfalls in Betracht zieht (g_x und $g_y < 0$ ist natürlich identisch mit dem behandelten Fall g_x und $g_y > 0$). Der Fall kommt in der Beobachtung tatsächlich vor; z. B. zeigt die Linie Mn 3839,777 ÅE den Typus der Aufspaltung $\pm \frac{4}{3} (\frac{6}{3})$ (Gr.T. 6), Bild 21, Taf. I:

$$z_\pi = 2 = 2n, \quad j_x = j_y = 1,$$

$$f = \frac{g_x + g_y}{2} = \frac{4}{3},$$

$$e = g_x - g_y = \frac{12}{3},$$

demnach:

$$g_x = \frac{10}{3},$$

$$g_y = -\frac{2}{3}.$$

Hieraus ergibt sich als Termaufspaltungsschema:

$$(a) \quad \left\{ \begin{array}{l} m g_x = -\frac{5}{3} \quad +\frac{5}{3} \\ m g_y = +\frac{1}{3} \quad -\frac{1}{3} \\ \hline \text{Typus} \quad -\frac{4}{3} (-\frac{6}{3}) \quad (+\frac{6}{3}) \quad +\frac{4}{3}. \end{array} \right.$$

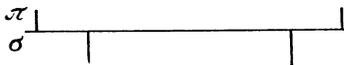
π |  Dasselbe Termaufspaltungsschema, jedoch mit dem Wert $g_y = +\frac{2}{3}$ würde liefern:

Abb. 24. Invertierter Typus.

$$(b) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{5}{3} \quad -\frac{5}{3} \\ -\frac{1}{3} \quad +\frac{1}{3} \\ \hline \text{Typus} \quad -\frac{6}{3} (-\frac{4}{3}) \quad (+\frac{4}{3}) \quad +\frac{6}{3}. \end{array} \right.$$

In (a) ist die Lage der π - und σ -Komponenten gegenüber (b) vertauscht; Typus (a) ist die Inversion von (b), wir könnten solche Typen also invertierte nennen. Das Beispiel zeigt, daß unsere aus den Gr.T. 1 bis 6 abgeleiteten Rechenregeln ohne jede Abänderung auch die Termanalyse invertierter Typen mit einschließen.

Wollte man sich ein Bild der invertierten Grundtypen analog der Tab. 38 verschaffen, so müßte man die den Gr.T. beigefügten Termaufspaltungsschemata für den Fall $g_y < 0$ entwickeln. Wir können darauf um so eher verzichten, als die

Rechenregeln für die Termanalyse (Tab. 39) dadurch keine Änderung erfahren und überdies die invertierten Typen gegenüber den regulären sehr selten sind. In den betrachteten Grenzfällen kann die Unterscheidung regulärer und invertierter Typen ausnahmsweise versagen, wie das Beispiel der Termkombination $f_7 d_7$ der Septetts zeigt:

$$\begin{array}{r} m \cdot g_x = +\frac{1}{2} \quad 0 \quad -\frac{1}{2} \\ m \cdot g_y = \quad \quad \quad 0 \\ \hline \text{Typus} \quad +\frac{1}{2} \quad (0) \quad -\frac{1}{2}. \end{array}$$

Dieser Typus ist natürlich als invertierter vom regulären Typus $-\frac{1}{2} \ 0 \ +\frac{1}{2}$ nicht unterscheidbar, und nur der Zusammenhang der Termkombination $f_7 d_7$ mit der Termkombination $f_7 d_6$ kann den Beweis erbringen, daß der Wert von g_x $-\frac{1}{2}$ und nicht $+\frac{1}{2}$ ist:

Der Typus von $f_7 g_6$ ist (Abb. 25) mit der Aufspaltung $\pm \frac{1}{2} \ \frac{3}{2} \ (\frac{4}{2})$ (Gr.T. 3), woraus nach Tab. 39 folgt:

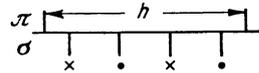


Abb. 25.
Invertierter Typus.

$$\begin{aligned} z_\pi &= 2n, \quad n = j_x = j_y, \\ f_1 &= g_x = -\frac{1}{2}, \\ f_2 &= g_y = +\frac{3}{2}. \end{aligned}$$

Daß der Wert von g_x mit dem --Zeichen versehen werden muß, erkennen wir unschwer aus Abb. 25, die so gedeutet werden muß, daß die Grundregel $e_\pi = e_\sigma$ erhalten bleibt. Der mit h bezeichnete π -Komponentenabstand $\frac{8}{3}$ in Abb. 25 ist nach Gr.T. 3 $= 2e$, woraus folgt: $e_\pi = \frac{4}{3}$. Für e_σ ergibt die Abb. 25 offenbar nur dann gleichfalls $\frac{4}{3}$, wenn sie als Übergreifen der σ -Gruppen verstanden wird, indem man die rechte und linke σ -Gruppe so zusammenfaßt, wie die Zeichen \cdot und \times in Abb. 25 andeuten. Dann läßt sich unter Zugrundelegung von Gr.T. 3 unmittelbar aus Abb. 25 ablesen: $f_2 = \frac{3}{2}$, $f_1 = -\frac{1}{2}$.

Im vorangehenden Abschnitt, der die experimentellen Methoden des Zeemaneffekts behandelt, haben wir gesehen, welche

Bedeutung die empirischen Fortschritte für den theoretischen Einblick in dieses Gebiet der magnetooptischen Erscheinungen haben. In der Tat war es die Verfeinerung der experimentellen Hilfsmittel, die zuerst eine reichere und vertiefte Kenntnis der Tatsachen gebracht und damit den Boden bereitet hat, auf dem eine umfassende theoretische Behandlung des Gegenstandes erwachsen konnte. Andererseits zeigt gerade der letzte Abschnitt wie umgekehrt aus der durch das Experiment befruchteten Theorie dauernd reiche Kräfte zurückströmen, welche die empirische Forschung in neue und gesicherte Bahnen leiten und ihr ein erweitertes Wirkungsfeld eröffnen.

§ 35. Anwendung der Termanalyse auf ein Multiplett erster und zweiter Stufe.

Um die im vorigen gegebene allgemein gehaltene Darstellung zu illustrieren, dient folgende Tab. 40 für die Liniengruppe 4235 ÅE des Mangans. Die ersten beiden Kolonnen geben die Schwingungszahlen und Wellenlängen der acht Linien der Gruppe. Jede Linie gab bei der Termanalyse die g -Werte ihres Anfangs- und ihres Endterms (diese sind rechts von ihrem λ -Wert in der Tabelle angegeben) und gleichzeitig auch die zugehörigen j -Werte (in der obersten Zeile vermerkt). Jeder g -Wert kommt in der ganzen Tabelle so oft vor wie der zugehörige Term. Offensichtlich gleiche g -Werte mit gleichem j sind in der Tabelle untereinander angeordnet. Von den mehrfach vorkommenden g -Werten ist jeweils das arithmetische Mittel in einer Zeile darunter angegeben. Durch Aufschlagen der Anhangstabelle B findet man die Bruchdarstellung dieser g ; sie ist in den folgenden Zeilen angeschrieben. Die betreffenden g -Brüche sucht man dann in Tab. 13, S. 42 auf, und gewinnt dadurch die Deutung der kombinierenden Terme (letzte Spalte rechts). Die Deutung ist noch einmal übersichtlich zusammengestellt in Form eines Kombinationsschemas (Tab. 41) mit in Kursivschrift angegebenen Schwingungszahlenintervallen. Die Intervalle befolgen angenähert die Intervallregel, welche in § 9, S. 38 besprochen war.

	Wellenzahl cm ⁻¹	$j =$		1	2	2	3	3	4	Termincombination erschlossen aus Zeile Nr. 9, 10, 11
		λ_{AE}								
a	23181,66	4312,55			1,180		1,591			$n_{33}^4 - n_{32}^4$
b	335,68	4284,08	0			1,714				$n_{22}^4 - n_{31}^4$
c	351,95	4281,10					1,370	1,595		$n_{23}^4 - n_{33}^4$
d	435,03	4265,92			1,192	1,721				$n_{22}^4 - n_{32}^4$
e	480,53	4257,65	0	2,664						$n_{21}^4 - n_{31}^4$
f	579,83	4239,72		2,669	1,198					$n_{21}^4 - n_{32}^4$
g	604,41	4235,31						1,600	1,427	$n_{23}^4 - n_{34}^4$
h	605,43	4235,12				1,705		1,379		$n_{22}^4 - n_{33}^4$
Mittelwert der beobachteten g :			0	2,667	1,195	1,713	1,375	1,596	1,427	
Passende g -Werte der Tabelle 13		n_{2j}^4		$\frac{8}{3}$		$\frac{26}{15}$		$\frac{8}{5}$		
		n_{3j}^4	0		$\frac{6}{5}$		$\frac{48}{85}$		$\frac{10}{7}$	
Dessgl. in Dezimalbruch:			0	2,667	1,200	1,733	1,371	1,600	1,429	

Tabelle 40. Deutung der Liniengruppe 4235 ÅE ff. des Mn aus der Termanalyse.

n_{31}^4	$\Delta\nu$	n_{32}^4	$\Delta\nu$	n_{33}^4	
				23 604,41	n_{34}^4
				252,46	$\Delta\nu$
		23 605,43	253,48	23 351,95	n_{33}^4
		170,40		170,29	$\Delta\nu$
23 579,83	144,80	23 435,03	253,37	23 181,66	n_{32}^4
99,30		99,35			$\Delta\nu$
23 480,53	144,85	23 335,68			n_{31}^4
Intervallverhältnis : $253,42 : 144,83 = \frac{5 : 2,9 \text{ beob.}}{5 : 3 \text{ theor.}}$					
$252,46 : 170,35 : 99,33 = \frac{7 : 4,8 : 2,8 \text{ beob.}}{7 : 5 : 3 \text{ theor.}}$					

Tab. 41. Kombinationsschema und Schwingungsdifferenzen der Linien-
gruppe von Tab. 40.

Als zweites Beispiel (Tab. 42, S. 187) ist das Neonspektrum genommen, und zwar die Kombinationen $1s - 2p_i$. Die Anordnung ist ähnlich wie bei der Mangantabelle. Hier sind im Gegensatz zur Mn-Gruppe die Termkombinationen durch PASCHENS Untersuchung bekannt, dagegen die ermittelten g -Werte¹⁾ hier nicht in Tab. 13 enthalten, denn das Neon gibt ein Spektrum zweiter Stufe (vgl. § 12 und § 13). Die letzte Zeile versucht die erhaltenen g -Werte rational in Form RUNGERScher Brüche darzustellen. Die g -Werte sind nochmals zusammengestellt in Tab. 43, geordnet nach ihren j . Darunter sind die g -Summen angegeben. Diese folgen den in § 13 behandelten Gesetzmäßigkeiten.

¹⁾ Die mit \times bezeichneten Linien sind, weil schwach, nur in der ersten Gitterordnung gemessen, daher weniger genau als die übrigen.

Neon *s*-Terme.

<i>j</i>	0	1	2
<i>g</i>	$s_3 \quad \frac{0}{0}$	$s_2 \quad 1,034 \approx \frac{31}{30}$ $s_4 \quad 1,464 \approx \frac{44}{30}$	$s_5 \quad 1,503 \approx \frac{3}{2}$
$\sum g_{\text{beob.}}$	$\frac{0}{0}$	$2,498 \approx \frac{75}{30}$	$1,503 \approx \frac{3}{2}$
$\sum g_{\text{theor.}}$	$\frac{0}{0}$	$2,500 = \frac{75}{30}$	$1,500 = \frac{3}{2}$

Neon *p*-Terme.

<i>j</i>	0	1	2	3
<i>g</i>	$p_1 \quad \frac{0}{0}$ $p_3 \quad \frac{0}{0}$	$p_2 \quad 1,340 \approx \frac{4}{3}$ $p_5 \quad 0,999 \approx 1$ $p_7 \quad 0,669 \approx \frac{2}{3}$ $p_{10} \quad 1,984 \approx 2$	$p_4 \quad 1,301 \approx \frac{39}{30}$ $p_6 \quad 1,229 \approx \frac{37}{30}$ $p_8 \quad 1,137 \approx \frac{34}{30}$	$p_9 \quad 1,329 \approx \frac{4}{3}$
$\sum g_{\text{beob.}}$	$\frac{0}{0}$	$4,992 \approx 5$	$3,667 \approx \frac{110}{30}$	$1,329 \approx \frac{4}{3}$
$\sum g_{\text{theor.}}$	$\frac{0}{0}$	$5,000 = 5$	$3,667 = \frac{11}{3}$	$1,333 = \frac{4}{3}$

Tabelle 43. *g*-Werte und *g*-Summen bei Neon.

§ 36. (Nachtrag.) Die rationalen Intensitätsverhältnisse der Zeemankomponenten.

§ 10 handelte von den ganzzahligen Verhältnissen, in denen die Intensitäten der einzelnen Linien eines Multipletts nach den Untersuchungen von BURGER und DORGELO zueinander stehen. Diese rationalen Beziehungen lassen sich zwar durch ein einfaches Zahlenschema aus den Quantenzahlen *J* der beteiligten Terme vorausberechnen (vgl. Tab. 14, S. 46); jedoch ist der theoretische Sinn dieses Schemas auf Grund des Korrespondenzprinzips bisher nicht faßbar, wie sich in § 11 zeigte: Das Korrespondenzprinzip in seiner zur Zeit üblichen Form seiner Handhabung gibt nach

SOMMERFELD und HEISENBERG Intensitätsverhältnisse, welche keine ganzzahligen Gesetzmäßigkeiten bemerken lassen.

Ganz Entsprechendes gilt nun, wie neuerdings ORNSTEIN und BURGER mitteilten, auch für die Zeemankomponenten der Multiplettlinien; auch diese besitzen ganzzahlige Intensitätsverhältnisse, die sich durch ein gleich zu besprechendes Zahlenschema vorausberechnen lassen. Der theoretische Sinn dieses Schemas ist aber bisher noch nicht geklärt, vielmehr führt das Korrespondenzprinzip auf Intensitätsverhältnisse der Zeemankomponenten (§ 11), denen keine ganzzahligen Züge anhaften. Das spricht natürlich nicht etwa gegen das Prinzip von der Korrespondenz der klassischen und Quantenvorgänge als solches, sondern nur gegen die bisher übliche Form seiner Benutzung.

Wesentlich ist, daß die rationale Intensitätsregel nicht die Zeemankomponenten einer einzelnen Multiplettlinie, sondern die sämtlichen Zeemankomponenten aller Linien eines ganzen Multipletts hinsichtlich ihrer Intensitäten zueinander in Beziehung setzt; auch beim Paschen-Back-Effekt zeigte sich ja die enge Zusammengehörigkeit aller dieser Aufspaltungskomponenten eines ganzen Multipletts.

Als Beispiel einer Intensitätsberechnung betrachten wir nach ORNSTEIN und BURGER das aus drei Linien $(p_1 s)$, $(p_2 s)$, $(p_3 s)$ bestehende Multiplett $(p_i s)$ des Triplettsystems, dessen Aufspaltungen durch Pfeilschemata in Tab. 4, S. 24 berechnet waren. Nach Tab. 4 zerfällt $(p_1 s) + (p_2 s) + (p_3 s)$ im Magnetfeld in $5 + 4 + 2$ positiv verschobene π - und σ -Komponenten einschließlich der unverschobenen π -Komponente von $(p_2 s)$, deren Intensität Null erst als Folge sich ergeben soll (die negativen π - und σ -Komponenten brauchen wir nicht gesondert zu zählen, da sie nach Symmetrie die gleichen Intensitäten besitzen wie ihre positiven Spiegelbilder). Es sind also 11 unbekannte Intensitäten, d. h. 10 unbekannte Intensitätsverhältnisse zu bestimmen, und zwar aus ebenso vielen Bestimmungsgleichungen. 2 Gleichungen sind dadurch gegeben, daß das Intensitätsverhältnis $(s p_1) : (s p_2) : (s p_3) = 5 : 3 : 1$ ist (vgl. § 10), also auch die Intensitätssumme der Komponenten von $(s p_1)$ zu der von $(s p_2)$ zu der von $(s p_3)$ in diesem Verhältnis stehen muß. 3 weitere Gleichungen sind dadurch gegeben, daß bei jeder der drei Multiplettlinien für sich die Summe der π -Komponenten

gleich der Summe der σ -Komponenten sein muß, damit die Linie als Ganzes bei verschwindendem Feld unpolarisiert bleibt. Das sind im ganzen bisher 5 Gleichungen für die 10 unbekanntem Intensitätsverhältnisse. ORNSTERN und BURGER zeigen nun durch natürliche Verallgemeinerung ihrer Regeln von § 10 den Weg zu neuen Gleichungen: In Tab. 4 ist jeder Zeemanterm von p_1 der Ausgangspunkt eines aus 1, 2 oder 3 Pfeilen bestehenden Bündels von Übergängen nach s . Und jeder Zeemanterm von s der Ausgangspunkt eines Pfeilbündels nach p_1 . Die neue Regel heißt nun:

Die Gesamtausstrahlung eines Pfeilbündels von p_1 nach s ist ebenso groß wie die jedes andern Pfeilbündels von p_1 nach s . Und die Gesamtintensität eines Pfeilbündels von s nach p_1 ist ebenso groß wie die jedes andern Pfeilbündels von s nach p_1 . Entsprechendes gilt für $(s p_2)$ und $(s p_3)$.

Im ganzen erhält man bei $p_1 s, p_2 s, p_3 s$ durch die neue Regel $3 + 2 + 0 = 5$ neue Gleichungen. Dabei ist zu beachten, daß jede σ -Komponente auch longitudinal als Zirkularkomponente ausgestrahlt wird, daher in der Gesamtintensität doppelt gezählt werden muß.

Im ganzen haben wir so 10 Bestimmungsgleichungen für die 10 unbekanntem Intensitätsverhältnisse der 11 positiven Zeeman-komponenten gewonnen, deren rechnerische Auflösung sehr einfach ist und zu folgendem Resultat führt, wenn noch in willkürlicher Weise die Intensität der schwächsten Komponente gleich 1 gesetzt wird:

Komponente	(0)	$\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{4}{2}$	(0)	$\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{3}{2}$	$\frac{4}{2}$	(0)	2
Intensität	8	6	6	3	1	0	6	3	3	4	2

Tabelle 44. π - und σ -Intensitäten bei $(s p_1) (s p_2) (s p_3)$.

Das entsprechende Verfahren auf die Dubletlinien $(s p_1)$ und $(s p_2)$ angewandt, gibt für die 4 Intensitätsverhältnisse der 5 positiven π - und σ -Komponenten (vgl. Tab. 4, S. 24 oben) des Multipletts $(s p_i)$ 4 Gleichungen, nämlich eine Gleichung aus dem Intensitätsverhältnis 2 : 1 von $(s p_1) : (s p_2)$, zwei Gleichungen aus der Bedingung, daß $(s p_1)$ und $(s p_2)$ für sich unpolarisiert sein sollen, eine Gleichung aus der Intensitätssummenregel. Setzt man

wieder die Intensität der schwächsten Komponente gleich 1, so geben die Gleichungen als Auflösung folgendes Resultat:

Komponente	$\begin{pmatrix} 1 \\ 3 \end{pmatrix}$	$\frac{3}{3}$	$\frac{5}{3}$	$\begin{pmatrix} 2 \\ 3 \end{pmatrix}$	$\frac{4}{3}$
Intensität	4	3	1	2	2

Tabelle 45. π - und σ -Intensitäten bei $(s p_1)$ und $(s p_2)$.

Es ist sehr bemerkenswert, daß dieselben Intensitäten schon von SOMMERFELD vorausgesagt wurden, als er die klassische Theorie des $(s p_i)$ -Dubletts von VOIGT in die Sprache der Quantentheorie übersetzte.

Wendet man das obige Verfahren auch auf „zusammengesetzte Multipletts“ an, z. B. auf die sechs Kombinationslinien aus den Triplettermen $p_1 p_2 p_3$ mit $d_1 d_2 d_3$, welche nach Tab. 4, S. 24 in 29 positive π - und σ -Komponenten zerfallen, so reichen die zur Verfügung stehenden Gleichungen nicht zur Bestimmung der Intensitätsverhältnisse aus, und es erhebt sich die bisher nicht allgemein gelöste Frage nach weiteren Zusatzbedingungen. Ähnlich war es in § 10 bei der relativen Intensität der feldlosen Linien eines zusammengesetzten Multipletts; als Zusatzbedingung war dort die Eintragung des Wertes $1:(2 R K \cdot 2 R' K')$ genommen bei Kombinationen, bei denen K und J in entgegengesetzter Richtung springen.

Jedenfalls zeigen die rationalen Zahlengesetze der Intensität bei den Multiplettlinien und ihren Aufspaltungen in schwachem Magnetfeld von neuem, wieviel einfacher die Erfahrung hier ist als die Theorie, die den ganzzahligen Gesetzmäßigkeiten der Multipletts trotz Hinzuziehung der Quantentheorie noch nicht in befriedigender Weise zu folgen vermag.

Ein ersten Schritt, wenigstens der g - und γ -Formel in starkem und schwachem Feld und dem Verzweigungsprinzip (§ 12) theoretisch näher zu kommen, hat HEISENBERG unternommen, indem er die formalen Regeln der Quantentheorie, besonders die BOHRsche These „Term gleich klassische Energie : h “ abzuändern suchte. Ein besonderer Vorteil der formalen Ansätze von HEISENBERG ist, daß sie weder die Neigungstheorie der Multipletts (Impulsgerüst R, K, J vgl. § 7) noch die relativistische Auffassung (§ 23) bevorzugen. Denn nach dem heutigen Stande

der Theorie lassen sich gleich gute Argumente für und gegen beide Grundvorstellungen anführen. Aufgabe einer künftigen Theorie wird es sein, hier eine Entscheidung zu treffen oder vielleicht auch eine Versöhnung zwischen Neigungs- und relativistischer Auffassung der Multipletts herbeizuführen.

Anhang.

A. Literaturübersicht seit 1914¹⁾.

I. Monographien und Lehrbücher.

- (1) ZEEMAN, P.: Magnetooptische Untersuchungen. Leipzig 1914.
- (2) KAYSER, H.: Handbuch der Spektroskopie. Leipzig 1900—1924.
- (3) KONEN, H.: Das Leuchten der Gase und Dämpfe. Braunschweig 1913.
- (4) PASCHEN-GÖTZE: Seriengesetze der Linienspektren. Berlin: Julius Springer 1922.
- (5) FOWLER, A.: Report on series and line spectra. London 1922.
- (6) BOHR, H.: Abhandlungen über Atombau. Braunschweig 1921.
- (7) BOHR, H.: Die Quantentheorie der Linienspektren. Braunschweig 1922.
- (8) BOHR, H.: Drei Aufsätze über Spektren und Atombau. Braunschweig 1922.
- (9) SOMMERFELD, A.: Atombau und Spektrallinien. 4. Aufl. Braunschweig 1924.
- (10) Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften Bd. 1, 2, 3. Berlin: Julius Springer 1922, 1923, 1924.
- (11) Planck - Heft der „Naturwissenschaften“. Berlin: Julius Springer 1918.
- (12) Zeeman - Heft der „Naturwissenschaften“. Berlin: Julius Springer 1921.
- (13) Bohr - Heft der „Naturwissenschaften“. Berlin: Julius Springer 1923.

II. Theoretische Abhandlungen zu Zeemaneffekt und Multiplettstruktur.

- (14) BOHR, N.: Philosoph. mag. Bd. 27, S. 506. 1914. (Einfluß elektrischer und magnetischer Felder auf Spektrallinien.)
- (15) BOHR, N.: Philosoph. mag. Bd. 30, S. 394. 1915. (Quantentheorie der Strahlung und Atomstruktur.)

¹⁾ Für die Literatur vor 1914 wird auf die zusammenfassenden Darstellungen (1) und (2) verwiesen.

- (16) SOMMERFELD, A.: Ann. d. Physik Bd. 51, S. 1. 1916. Münchener Akad. 1915, S. 425 und 459; 1916, S. 131. (Radialer und azimuthaler Impuls; relativistische Keplerellipsen; s -, p -, d -Terme mit $k = 1, 2, 3$; räumliche Quantelung. Feinstruktur bei optischen und Röntgen-terminen. Quantelungsmethoden.)
- (17) DEBYE, P.: Göttinger Nachr. 3. Juni 1916. (Quantentheorie des normalen Z.E.)
- (18) SOMMERFELD, A.: Physikal. Zeitschr. Bd. 17, S. 491. 1916. (Quantentheorie des normalen Z.E.)
- (19) RUBINOWICZ, A.: Physikal. Zeitschr. Bd. 19, S. 441, 465. 1918. (Auswahl und Polarisationsregeln ohne und mit äußerem Feld.)
- (20) BOHR, N.: Kopenhagener Akad. 1918, Part I und II. (Quantentheorie der Linienspektren, Störungsmethoden, Korrespondenzprinzip.)
- (21) BORN, M.: Verhandl. d. dtsh. physikal. Ges. Bd. 20, S. 230. 1918. (Kubische Atome.)
- (22) KOSSEL und SOMMERFELD: Verhandl. d. dtsh. physikal. Ges. 1919, S. 240. (Vergleich von Funken- und Bogenspektren: Die Bohrsche Theorie fordert den „Verschiebungssatz“.)
- (23) VAN LOHUIZEN, T.: Amsterdamer Akad., Mai 1919. (Forderung des Kombinationsprinzips beim anomalen Zeemaneffekt.)
- (24) LANDÉ, A.: Berliner Akad. 1919, S. 101. (Impulslos abgeschlossene raumsymmetrische Elektronbahnschalen.)
- (25) LANDÉ, A.: Physikal. Zeitschr. Bd. 20, S. 228. 1919. (Heliumterme; gekreuztes und komplanares He.)
- (26) LANDÉ, A.: Verhandl. d. dtsh. physikal. Ges. Bd. 21, S. 585. 1919. (Vektorielle Zusammensetzung des Gesamtatomimpulses J aus Einzelimpulsen K ; Komplextermstruktur aus Neigungsunterschieden.)
- (27) SOMMERFELD, A.: Naturwissenschaften 1920, Heft 4. (Zahlenmysterium beim Z.E.)
- (28) SOMMERFELD, A.: Ann. d. Physik Bd. 63, S. 221. 1920. (Einführung der inneren Quantenzahlen j ; Auswahlregel der j . Magnetooptischer Zerlegungssatz; partieller Paschen-Back-Effekt.)
- (29) BOHR, N.: Zeitschr. f. Physik Bd. 2, S. 423. 1920. (Serienspektren der Elemente.)
- (30) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 5, S. 231. 1921. (Terminanalyse der anomalen Zeemantypen; Aufspaltungsfaktor g ; halbe Quanten m ; innere Quantenzahlen j als Gesamtimpulsquanten; korrespondenzmäßige Begründung der relativen Intensität beim Zeemaneffekt; Zusammenhang mit magnetomechanischem Effekt.)
- (31) LANDÉ, A.: Physikal. Zeitschr. Bd. 22, S. 417. 1921. (Gesamtquanten j bei Ne und Hg; $0 \rightarrow 0$ -Verbot beim j -Sprung; Zeemaneffekt bei Ne und Hg.)
- (32) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 7, S. 398. 1921. (Kinematische Bedeutung der Aufspaltungsfaktoren g ; anomale Larmorpräzession auch bei magnetomechanischem Effekt; Begründung des $0 \rightarrow 0$ -Verbots für j .)
- (33) BOHR, N.: Zeitschr. f. Physik Bd. 9, S. 1. 1921. (Schalenbau der Atome mit Tauchbahnen, abgeleitet aus physikalischen und chemischen Eigenschaften.)

- (34) HEISENBERG, W.: Zeitschr. f. Physik Bd. 8, S. 273. 1922. (Halbe Quanten k ; Intervalle der Tripletterme aus $\cos(rk)$.)
- (35) GOUDSMIT, V.: Arch. néerland. Bd. 6, S. 116. 1922. (Anzeichen für die relativistische Natur der optischen Dubletts.)
- (36) SOMMERFELD und HEISENBERG: Zeitschr. f. Physik Bd. 11, S. 131. 1922. (Intensität der Mehrfachlinien [siehe jedoch (42)]; Intensität der Zeemankomponenten [vgl. (30)].)
- (37) BOHR, N.: Ann. d. Physik Bd. 71, S. 228. 1923. Kayser-Heft. (Linienpektren und Atombau.)
- (38) SOMMERFELD, A.: Ann. d. Physik Bd. 70, S. 32. 1923. (Versuch, die Termstruktur höherer Multipletts vorauszusagen. Bezifferung der von CATALÁN geordneten Mg-Terme mit j -Werten, vgl. (31).)
- (39) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 15, S. 189. 1923. (Termstruktur der Multipletts, beherrscht durch R, K, J -Impulse; allgemeine Strukturregel. Intervallregel aus $\cos(RK)$. Allgemeine g -Formel. Impulsvektorergerüst.)
- (40) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 17, S. 292. 1923. (Struktur des Ne-Spektrums als Singulett-Triplett-Quintettsystem; charakteristisch hierfür, daß im Rumpf kein $k > 1$ ist.)
- (41) LANDÉ, A.: Physikal. Zeitschr. Bd. 24, S. 441. 1923. (Schwierigkeiten in der Quantentheorie des Atombaus, besonders magnetischer Art.)
- (42) BURGER und DORGELO: Zeitschr. f. Physik Bd. 23, S. 258. 1924. (Beziehung zwischen inneren Quantenzahlen und Intensitäten der Mehrfachlinien.)
- (43) ORNSTEIN und BURGER: Zeitschr. f. Physik Bd. 24, S. 41. 1924. (Strahlungsgesetz und Intensität der Mehrfachlinien.)
- (44) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 25, S. 46. 1924. (Relativistisches Gesetz der p -Termintervale von Li bis Ra; Schwierigkeiten für die Quantentheorie der Spektren.)

III. Paschen-Back-Effekt.

- (45) PASCHEN und BACK: Ann. d. Physik Bd. 39, S. 897. 1912 und Bd. 40, S. 960. 1913. (Magnetische Umwandlungen.)
- (46) VOIGT, W.: Ann. d. Physik Bd. 41, S. 403. 1913 und Bd. 42, S. 210. 1913. (Kopplungstheorie beim Zeeman- und Paschen-Back-Effekt.)
- (47) SOMMERFELD, A.: Göttinger Nachr., März 1914. (Formale Vereinfachung der Voigtschen Theorie.)
- (48) SOMMERFELD, A.: Ann. d. Physik Bd. 63, S. 221. 1920. (Partieller P.-B.-Effekt.)
- (49) SOMMERFELD, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 8, S. 257. 1922. (Termzerlegung der Dublettaufspaltung in mittlerem und starkem Feld.)
- (50) HEISENBERG, W.: Zeitschr. f. Physik Bd. 8, S. 273. 1922. (Permanenz der g -Summe beim Übergang zu starkem Feld.)
- (51) PAULI, W.: Zeitschr. f. Physik Bd. 16, S. 155. 1923. (Permanenz der g -Summen verallgemeinert; Paschen-Back-Terme der Multipletts.)

- (52) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 19, S. 112. 1923. (Intervallfaktoren γ bei den Multipletts in schwachem und starkem Feld.)
- (53) PAULI, W.: Zeitschr. f. Physik Bd. 20, S. 371. 1924. (Modellmäßige Begründung der Komplextermzuordnung von starkem zu schwachem Feld.)
- (54) KAPITZA und SKINNER: Nature 2860, Bd. 114, S. 273. 1924. The Zeeman Effect in Strong Magnetic Fields. (Erzeugung starker Magnetfelder in einem eisenlosen Solenoid. Beobachtung des Longitudinal-effekts von Al-, Ca- und Be-Linien.)

IV. Spektroskopische Untersuchungen über Multipletts und Zeemaneffekt seit 1914.

- (55) TAKAMINE und YAMADA: Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. Bd. 7, S. 277. 1913/14. (Zeemaneffekt von Neon.)
- (56) VAN DER HARST, P. A.: Dissert. Amsterdam 1919. Warnemingen over de Spectra van Tin, Lood, Antimoon en Bismuth in de magnetisch veld. (Zeemaneffekt von Sn, Pb, Sb, Bi im Vakuumfunken. Enthält S. 64ff. eine nach Elementen chronologisch geordnete Literaturübersicht des Zeemaneffekts bis 1918.)
- (57) PASCHEN, F.: Ann. d. Physik Bd. 60, S. 405. 1919 und Bd. 63, S. 201. 1920. (Neonspektrum. Zwei gegeneinander verschobene Systeme.)
- (58) BACK, E.: Tübinger Dissertation 1921. (Zur Prestonschen Regel.)
- (59) PASCHEN und BACK: Physika Bd. 1, S. 261. 1921. (Durchbrechung der j -Auswahlregeln in starkem Feld.)
- (60) GÖTZE, R.: Ann. d. Physik Bd. 66, S. 285. 1921. („Gestrichene“ Terme bei Erdalkalien; Kombinationsregeln $k \rightarrow k$.)
- (61) HANSEN und JAKOBSEN: Kopenhag. Akad. Bd. 3, Nr. 11. 1921. (Magnetische Feinzerlegung der He⁺-Linien. Beschreibung einer Zelle für Gasentladung im Magnetfeld.)
- (62) CATALÁN, M. A.: Phil. Trans. London (A) Bd. 223, S. 127. 1922. (Mn-Multipletts.)
- (63) GIESELER, H.: Ann. d. Physik Bd. 69, S. 147. 1922. (Chromquintetts mit Zeemaneffekt.)
- (64) KIESS, C. C., und H. K. KIESS: Science Bd. 56, S. 666. 1922. (Gruppen im Cr.)
- (65) KIESS, C. C.: Journ. Wash. Acad. Bd. 13, S. 270. 1923 und Journ. Opt. Soc. America. (Analyse des Titanspektrums; Kombinations-terme.)
- (66) BACK, E.: Ann. d. Physik Bd. 70, S. 333. 1923. (Zur Kenntnis des Zeemaneffekts; Festlegung der Grundtypen bei Dubletts und Tripletts; magnetische Verwandlungen.)
- (67) CATALÁN, M. A.: Anales Soc. Espan. Fis. y Quim. Bd. 21, S. 84. 1923. (Chromgruppen.)
- (68) CATALÁN, M. A.: ebenda Bd. 21, S. 213. 1923. (Multipletts in Mo, Cl, Se.)

- (69) CATALÁN, M. A.: ebenda Bd. 21, S. 464. 1923. (Multipletts in Sc.)
 (70) CATALÁN, M. A.: ebenda Bd. 21, S. 527. 1923. (Zeemaneffekt von Mo.)
 (71) GROTRIAN, W.: Zeitschr. f. Physik Bd. 12, S. 218. 1923. (Absorption; Grundterme bei Al, In, Tl, Pb sind p -Terme.)
 (72) BACK, E.: Zeitschr. f. Physik Bd. 15, S. 206. 1923. (Zeemaneffekt von Mn und Mn^+ ; allgemeine Methoden zur Auswertung; Grundtypen.)
 (73) WALTERS, F. M.: Journ. Wash. Acad. Bd. 13, S. 243. 1923. (Eisengruppen.)
 (74) MEGGERS, W. F.: Journ. Wash. Acad. Bd. 13, S. 317. 1923. (Vanadiumgruppen.)
 (75) LAPORTE, O.: Physikal. Zeitschr. Bd. 24, S. 510. 1923. (Termordnung der Vanadiumgruppen.)
 (76) GIESELER, H.: Zeitschr. f. Physik Bd. 22, S. 228. 1924. (Septetts und Quintetts im Cr; gestrichene Terme.)
 (77) GIESELER und GROTRIAN: Zeitschr. f. Physik Bd. 22, S. 245. 1924. (Cr und Fe, Multipletts und gestrichene Terme; Intervalle; Grundterm des Fe ist d -Term.)
 (78) LAPORTE, O.: Zeitschr. f. Physik Bd. 23, S. 135. 1924. (Ordnung von 15% der Eisenlinien.)
 (79) DORGELO, H. B.: Dissert. Utrecht 1924. (Intensität der Mehrfachlinien.)

V. Nachbargebiete des Zeemaneffekts.

Atomstrahlen - Ablenkung.

- (80) STERN, O.: Zeitschr. f. Physik Bd. 7, S. 249. 1921. (Atomstrahlen im inhomogenen Feld.)
 (81) GERLACH, W., und O. STERN: Zeitschr. f. Physik Bd. 8, S. 110. 1921 und Bd. 9, S. 349. 1922. (Nachweis der räumlichen Quantelung des Ag-Atoms.)
 (82) EINSTEIN und EHRENFEST: Zeitschr. f. Physik Bd. 11, S. 31. 1922. (Bemerkungen zu STERN-GERLACH.)

Paramagnetische Magnetonzahlen.

- (83) WEISS, P.: Physikal. Zeitschr. Bd. 12, S. 935. 1911. (Paramagnetische Versuche; Langevin-Weißsches Magneton.)
 (84) PAULI, W.: Physikal. Zeitschr. Bd. 21, S. 615. 1920. (Räumliche Quantelung und Bohrsches Magneton.)
 (85) SONÉ, T.: Philosoph. mag. Bd. 39, S. 305. 1920. (Magnetische Suszeptibilität von Gasen.)
 (86) LADENBURG, R.: Naturwissenschaften Bd. 8, S. 5. 1920. (Paramagnetismus und Atombau.)
 (87) STERN, O.: Zeitschr. f. Physik Bd. 1, S. 147. 1920. (Theorie des Paramagnetismus.)

- (88) CABRÉRA, B.: Journ de phys. Bd. 3, S. 443. 1922. (Magnetische Momente von Ionen.)
- (89) GERLACH, W.: Physikal. Zeitschr. Bd. 24, S. 275. 1923. (Bohrsches Magneton bei Ionen.)
- (90) EPSTEIN, P.: Science Bd. 57, Mai 1923. (Bohrsches Magneton bei Ionen.)

Magnetomechanische Effekte.

- (91) RICHARDSON: Physic. Rev. Bd. 26, S. 248. 1908.
- (92) EINSTEIN und DE HAAS: Verhandl. d. dtsh. physikal. Ges. Bd. 17, S. 152. 1915 und Bd. 18, S. 173. 1916.
- (93) BACK, E.: Ann. d. Physik Bd. 60, S. 109. 1915.
- (94) BARNETT, J. S.: Physic. Rev. Bd. 6, S. 239. 1915 und Bd. 10, S. 7. 1917. Physikal. Zeitschr. Bd. 24, S. 14. 1923.
- (95) STEWART, J. G.: Physic. Rev. Bd. 11, S. 100. 1918.
- (96) ARVIDSON, H.: Physikal. Zeitschr. Bd. 21, S. 88. 1920.
- (97) LANDÉ, A.: Zeitschr. f. Physik Bd. 7, S. 398. 1921.
- (98) CHATCOCK und BATES: Phil. Trans. London (A) Bd. 311, S. 257. 1922.
- (99) SUCSMITH und BATES: Proc. Roy. Soc. Bd. 104, S. 499. 1923.

B. Die Aufspaltungsfaktoren g der Multipletts erster Stufe (Tab. 13, S. 42) nach wachsenden Zahlenwerten geordnet.

Ungeradzahlige Multiplizitätsklassen		Ungeradzahlige Multiplizitätsklassen		Geradzahlige Multiplizitätsklassen		Geradzahlige Multiplizitätsklassen		Geradzahlige Multiplizitätsklassen	
Dezimalbruch	Termbuch der Tab. 13	Dezimalbruch	Termbuch der Tab. 13	Dezimalbruch	Termbuch der Tab. 13	Dezimalbruch	Termbuch der Tab. 13	Dezimalbruch	Termbuch der Tab. 13
0,3333	$= \frac{1}{3}$	1,375	$= \frac{11}{8}$	0,2857	$= \frac{2}{7}$	1,282	$= \frac{50}{39}$	1,600	$= \frac{8}{5}$
0,5000	$= \frac{1}{2}$	1,400	$= \frac{7}{5}$	0,4000	$= \frac{2}{5}$			1,619	$= \frac{34}{21}$
0,6667	$= \frac{2}{3}$	1,405	$= \frac{59}{42}$	0,5714	$= \frac{4}{7}$	1,3007	$= \frac{186}{143}$	1,636	$= \frac{18}{11}$
0,7500	$= \frac{3}{4}$	1,428	$= \frac{10}{7}$	0,6667	$= \frac{2}{3}$	1,314	$= \frac{46}{35}$	1,657	$= \frac{58}{35}$
0,8333	$= \frac{5}{6}$	1,500	$= \frac{3}{2}$	0,6857	$= \frac{24}{35}$	1,333	$= \frac{4}{3}$	1,697	$= \frac{56}{33}$
0,9000	$= \frac{9}{10}$	1,600	$= \frac{8}{5}$	0,8000	$= \frac{4}{5}$	1,343	$= \frac{192}{143}$	1,714	$= \frac{12}{7}$
0,9167	$= \frac{11}{12}$	1,650	$= \frac{33}{20}$	0,8254	$= \frac{52}{63}$	1,354	$= \frac{88}{65}$	1,733	$= \frac{26}{15}$
1,000	$= 1$	1,667	$= \frac{5}{3}$	0,8571	$= \frac{6}{7}$	1,365	$= \frac{86}{63}$	1,778	$= \frac{16}{9}$
1,050	$= \frac{21}{20}$	1,750	$= \frac{7}{4}$	0,8889	$= \frac{8}{9}$	1,371	$= \frac{48}{35}$	1,809	$= \frac{38}{21}$
1,083	$= \frac{13}{12}$	1,833	$= \frac{11}{6}$	0,9333	$= \frac{14}{15}$	1,385	$= \frac{18}{13}$	1,867	$= \frac{28}{15}$
1,100	$= \frac{11}{10}$	1,917	$= \frac{23}{12}$	0,9841	$= \frac{62}{63}$	1,388	$= \frac{118}{85}$	1,886	$= \frac{66}{35}$
1,150	$= \frac{23}{20}$	2,000	$= 2$	1,029	$= \frac{36}{35}$	1,412	$= \frac{24}{17}$	1,936	$= \frac{122}{63}$
1,167	$= \frac{7}{6}$	2,057	$= \frac{72}{35}$	1,047	$= \frac{22}{21}$	1,414	$= \frac{140}{99}$	2,000	$= 2$
1,200	$= \frac{6}{5}$	2,286	$= \frac{16}{7}$	1,067	$= \frac{16}{15}$	1,429	$= \frac{10}{7}$	2,057	$= \frac{72}{35}$
1,214	$= \frac{17}{14}$	2,333	$= \frac{7}{3}$	1,071	$= \frac{106}{99}$	1,434	$= \frac{142}{99}$	2,286	$= \frac{16}{7}$
1,214	$= \frac{17}{14}$	2,500	$= \frac{5}{2}$	1		1,440	$= \frac{206}{143}$	2,400	$= \frac{12}{5}$
1,250	$= \frac{5}{4}$	3,000	$= 3$	1,111	$= \frac{10}{9}$	1,454	$= \frac{16}{11}$	2,467	$= \frac{8}{3}$
1,267	$= \frac{19}{15}$			1,143	$= \frac{8}{7}$	1,456	$= \frac{284}{195}$	2,800	$= \frac{14}{5}$
1,286	$= \frac{9}{7}$			1,172	$= \frac{116}{99}$	1,467	$= \frac{22}{15}$	3,333	$= \frac{10}{3}$
1,300	$= \frac{13}{10}$			1,200	$= \frac{6}{5}$	1,538	$= \frac{20}{13}$	4,000	$= 4$
1,333	$= \frac{4}{3}$			1,203	$= \frac{172}{143}$	1,552	$= \frac{222}{143}$		
1,339	$= \frac{75}{56}$			1,212	$= \frac{40}{33}$	1,555	$= \frac{14}{9}$		
1,350	$= \frac{27}{20}$			1,238	$= \frac{78}{63}$	1,576	$= \frac{52}{33}$		
1,367	$= \frac{41}{30}$			1,257	$= \frac{44}{35}$	1,587	$= \frac{100}{63}$		
				1,273	$= \frac{14}{11}$				

C. Zeemantypen von Doublets bis Septetts.

$n_{k,j}^r(g)$	$n_{11}^2(2)$	$n_{k,j}^r(g)$	$n_{21}^2\left(\frac{2}{3}\right)$	$n_{22}^2\left(\frac{4}{3}\right)$
$n_{22}^2\left(\frac{4}{3}\right)$	$\frac{(1) 3, 5}{3}$	$n_{33}^2\left(\frac{6}{5}\right)$	$\frac{(1) (3) \mathbf{15}, 17, 19, 21}{15}$	
$n_{21}^2\left(\frac{2}{3}\right)$	$\frac{(2) 4}{3}$	$n_{32}^2\left(\frac{4}{5}\right)$	$\frac{(1) 11, \mathbf{13}}{15}$	$\frac{(4) (\mathbf{12}) 8, \mathbf{16}, 24}{15}$
Dublett (sp_i)		Dublett ($p_i d_j$)		

$n_{k,j}^r(g)$	$n_{32}^2\left(\frac{4}{5}\right)$	$n_{33}^2\left(\frac{6}{5}\right)$
$n_{44}^2\left(\frac{8}{7}\right)$	$\frac{(1) (3) (5) \mathbf{35}, 37, 39, 41, 43, 45}{35}$	
$n_{43}^2\left(\frac{6}{7}\right)$	$\frac{(1) (3) 27, 29, 31, \mathbf{33}}{35}$	$\frac{(6) (\mathbf{18}) 12, 24, \mathbf{36}, 48, 60}{35}$
Dublett ($d_i f_j$)		

$n_{k,j}^r(g)$	$n_{11}^3(2)$	$n_{k,j}^r(g)$	$n_{20}^3\left(\frac{0}{0}\right)$ ¹	$n_{21}^3\left(\frac{3}{2}\right)$ ²	$n_{22}^3\left(\frac{3}{2}\right)$
$n_{22}^3\left(\frac{3}{2}\right)$	$\frac{(\mathbf{0}) (1) \mathbf{2}, 3, 4}{2}$	$n_{33}^3\left(\frac{4}{3}\right)$	$\frac{(\mathbf{0}) (1) (2) \mathbf{6}, 7, 8, 9, 10}{6}$		
$n_{21}^3\left(\frac{3}{2}\right)$	$\frac{(1) 3, 4}{2}$	$n_{32}^3\left(\frac{7}{6}\right)$	$\frac{(\mathbf{0}) (2) \mathbf{5}, 7, 9}{6}$	$\frac{(2) (4) \mathbf{5}, \mathbf{7}, \mathbf{9}, 11}{6}$	
$n_{20}^3\left(\frac{0}{0}\right)$	$\frac{(0) 2}{1}$	$n_{31}^3\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{(0) 1}{2}$	$\frac{(2) 1, 3}{2}$	$\frac{(\mathbf{0}) (2) 1, \mathbf{3}, \mathbf{5}}{2}$
Triplet (sp_i)		Triplet ($p_i d_j$)			

$n_{k,j}^r(g)$	$n_{31}^3\left(\frac{1}{2}\right)$ ²	$n_{32}^3\left(\frac{7}{6}\right)$ ³	$n_{33}^3\left(\frac{4}{3}\right)$
$n_{44}^3\left(\frac{5}{4}\right)$	$\frac{(\mathbf{0}) (1) (2) (3) \mathbf{12}, 13, 14, 15, 16, 17, 18}{12}$		
$n_{43}^3\left(\frac{13}{12}\right)$	$\frac{(\mathbf{0}) (1) (2) \mathbf{11}, 12, 13, 14, 15}{12}$	$\frac{(3) (6) (\mathbf{9}) 7, 10, \mathbf{13}, \mathbf{16}, 19, 22}{12}$	
$n_{42}^3\left(\frac{2}{3}\right)$	$\frac{(\mathbf{0}) (1) \mathbf{3}, \mathbf{4}, \mathbf{5}}{6}$	$\frac{(3) (\mathbf{6}) 1, \mathbf{4}, \mathbf{7}, 10}{6}$	$\frac{(\mathbf{0}) (2) (4) 0, 2, 4, 6, \mathbf{8}}{3}$
Triplet ($d_i f_j$)			

$n_{k,j}^4(g)$	$n_{13}^4(2)$	$n_{21}^4\left(\frac{8}{5}\right)$	3	5	$n_{23}^4\left(\frac{8}{5}\right)$
$n_{23}^4\left(\frac{8}{5}\right)$	$\frac{(1) (3) 5, 7, 9, 11}{5}$	$\frac{(8) (9) (15) 35, 41, 47, 53, 59, 65}{35}$			
5	$n_{23}^4\left(\frac{26}{15}\right)$	$\frac{(19) (57) 87, 125, 163, 201}{105}$			
3	$\frac{(2) (6) 24, 28, 32}{15}$	$\frac{(4) (12) 14, 22, 30}{15}$			
3	$\frac{(1) 5}{3}$	$\frac{(4) 4}{3}$			
	Quartett (sp_i)	$n_{31}^4(0)$			Quartett ($p_i d_j$)

$n_{k,j}^4(g)$	$n_{31}^4(0)$	$n_{33}^4\left(\frac{48}{35}\right)$	7	5	$n_{34}^4\left(\frac{10}{7}\right)$
$n_{45}^4\left(\frac{4}{3}\right)$	$\frac{(1) (3) (5) (7) 21, 23, 25, 27, 29, 31, 33, 35}{21}$	$\frac{(13) 13, 39}{15}$			
9	$\frac{(21) (63) (105) 285, 327, 369, 411, 453, 495}{315}$	$\frac{(6) (18) (30) (42) 48, 60, 72, 84, 96, 108, 120}{63}$			
7	$\frac{(8) (9) 27, 33, 39, 45}{35}$	$\frac{(6) (18) (30) 18, 30, 42, 54, 66}{35}$			
5	$\frac{(1) 1, 3}{5}$	$\frac{(17) (51) -3, 31, 65, 99}{35}$			
	$\frac{(2) (6) 0, 4, 8}{5}$	$n_{31}^4(0)$			Quartett ($d_i f_j$)

$n_{k,f}^5(g)$	$n_{11,2}^5(2)$	$n_{k,f}^5(g)$	$n_{21,2}^5(5)$	$n_{22,6}^5(11)$	$n_{23,6}^5(5)$
$n_{23,3}^5(5)$ 3	$\frac{(0) (1) (2) 3, 4, 5, 6, 7}{3}$ $\frac{(1) (2) 10, 11, 12, 13}{6}$ $\frac{(0) (1) 3, 4, 5}{2}$	$n_{34,2}^5(3)$ 4 $n_{33,2}^5(3)$ 3 $n_{32,2}^5(3)$ 2 $n_{31,2}^5(3)$ 1 $n_{30,0}^5(0)$	$\frac{(0) (2) 1, 3, 5}{2}$ $\frac{(2) 3, 5}{2}$ $\frac{(0) 5}{2}$	$\frac{(0) (2) (4) 5, 7, 9, 11, 13}{6}$ $\frac{(2) (4) 7, 9, 11, 13}{6}$ $\frac{(0) (2) 9, 11, 13}{6}$	$\frac{(0) (1) (2) (3) 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12}{6}$ $\frac{(1) (2) (3) 7, 8, 9, 10, 11, 12}{6}$ $\frac{(0) (1) (2) 8, 9, 10, 11, 12}{6}$
	Quintett (sp_i)				Quintett ($p_i d_i$)

$n_{k,f}^5(g)$	$n_{30,0}^5(0)$	$n_{31,2}^5(3)$	$n_{32,2}^5(3)$	$n_{33,2}^5(3)$	$n_{34,2}^5(3)$
$n_{35,5}^5(7)$ 5 $n_{34,20}^5(27)$ 4 $n_{33,4}^5(5)$ 3 $n_{32,1}^5(1)$ 2 $n_{31,2}^5(2)$	$\frac{(0) (0)}{1}$	$\frac{(0) (1) (2) 3, 4, 5, 6, 7}{4}$ $\frac{(1) (2) 1, 2, 3, 4}{2}$ $\frac{(0) (3) 0, 3}{2}$	$\frac{(0) (1) (2) 3, 4, 5, 6, 7, 8}{4}$ $\frac{(1) (2) (3) 3, 4, 5, 6, 7, 8}{4}$ $\frac{(0) (1) (2) (3) 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9}{4}$	$\frac{(0) (3) (6) (9) 18, 21, 24, 27, 30, 33, 36}{20}$ $\frac{(1) (2) (3) 3, 4, 5, 6, 7, 8}{4}$ $\frac{(0) (1) (2) (3) 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9}{4}$	$\frac{(0) (1) (2) (3) (4) 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18}{10}$ $\frac{(3) (6) (9) (12) 18, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 39}{20}$ $\frac{(0) (1) (2) (3) 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9}{4}$
					Quintett ($d_i f_j$)

$n_{k,j}^6(g)$	$n_{13}^6(2)$
$n_{24}^6\left(\frac{12}{7}\right)$	$\frac{1}{7}$
$n_{23}^6\left(\frac{66}{35}\right)$	$\frac{68}{35}$
$n_{22}^6\left(\frac{12}{5}\right)$	$\frac{5}{5}$
Sextett (sp_i)	

$n_{k,j}^6(g)$	$n_{22}^6\left(\frac{12}{5}\right)$	$n_{23}^6\left(\frac{66}{35}\right)$	$n_{24}^6\left(\frac{12}{7}\right)$
$n_{35}^6\left(\frac{14}{9}\right)$	$n_{34}^6\left(\frac{100}{63}\right)$	$n_{33}^6\left(\frac{58}{35}\right)$	$n_{32}^6\left(\frac{10}{3}\right)$
$n_{34}^6\left(\frac{100}{63}\right)$	$n_{33}^6\left(\frac{58}{35}\right)$	$n_{32}^6\left(\frac{28}{15}\right)$	$n_{31}^6\left(\frac{10}{3}\right)$
$n_{33}^6\left(\frac{58}{35}\right)$	$n_{32}^6\left(\frac{28}{15}\right)$	$n_{31}^6\left(\frac{10}{3}\right)$	
Sextett ($p_i d_j$)			

$n_{k,j}^6(g)$	$n_{32}^6\left(\frac{28}{15}\right)$	$n_{33}^6\left(\frac{58}{35}\right)$	$n_{34}^6\left(\frac{100}{63}\right)$	$n_{35}^6\left(\frac{14}{9}\right)$
$n_{46}^6\left(\frac{16}{11}\right)$	$n_{45}^6\left(\frac{142}{99}\right)$	$n_{44}^6\left(\frac{88}{63}\right)$	$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$
$n_{44}^6\left(\frac{88}{63}\right)$	$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$	$n_{41}^6\left(\frac{2}{3}\right)$	
$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$	$n_{41}^6\left(\frac{2}{3}\right)$		
Sextett ($d_i f_j$)				

$n_{k,j}^6(g)$	$n_{31}^6\left(\frac{10}{3}\right)$	$n_{32}^6\left(\frac{28}{15}\right)$	$n_{33}^6\left(\frac{58}{35}\right)$	$n_{34}^6\left(\frac{100}{63}\right)$	$n_{35}^6\left(\frac{14}{9}\right)$
$n_{46}^6\left(\frac{16}{11}\right)$	$n_{45}^6\left(\frac{142}{99}\right)$	$n_{44}^6\left(\frac{88}{63}\right)$	$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$	$n_{41}^6\left(\frac{2}{3}\right)$
$n_{45}^6\left(\frac{142}{99}\right)$	$n_{44}^6\left(\frac{88}{63}\right)$	$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$	$n_{41}^6\left(\frac{2}{3}\right)$	
$n_{44}^6\left(\frac{88}{63}\right)$	$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$	$n_{41}^6\left(\frac{2}{3}\right)$		
$n_{43}^6\left(\frac{46}{35}\right)$	$n_{42}^6\left(\frac{16}{15}\right)$	$n_{41}^6\left(\frac{2}{3}\right)$			
Sextett ($p_i d_j$)					

$n_{k,f}^i(g)$	$n_{1,3}^7(2)$	$n_{2,2}^7(\frac{7}{3})$	$n_{2,3}^7(\frac{23}{12})$	$n_{2,4}^7(\frac{7}{4})$
$n_{24}^7(\frac{7}{4})$	(0)(1)(2)(3) <u>4, 5, 6, 7, 8, 9, 10</u> 4	(0)(1)(2) <u>7, 14, 21, 28, 35</u> 12	(0)(16)(32)(48) <u>51, 67, 83, 99, 115, 131, 147</u> 60	(0)(3)(6)(9)(12) <u>20, 23, 26, 29, 32, 35, 38, 40, 44</u> 20
$n_{33}^7(\frac{23}{12})$	(1)(2)(3) <u>21, 22, 23, 24, 25, 26</u> 12	(0)(7)(14) <u>7, 14, 21, 28, 35</u> 12	(2)(4)(6) <u>17, 19, 21, 23, 25, 27</u> 12	(2)(4)(6)(8) <u>27, 29, 31, 33, 35, 37, 39, 41</u> 20
$n_{22}^7(\frac{7}{3})$	(0)(1)(2) <u>4, 5, 6, 7, 8</u> 3	(1)(2) <u>5, 6, 7, 8</u> 3	(0)(1)(2) <u>21, 22, 23, 24, 25</u> 12	(0) 7 4
$n_{31}^7(3)$	Septett (sp_i)			
Septett ($p_i d_j$)				

$n_{k,f}^i(g)$	$n_{3,1}^7(3)$	$n_{3,2}^7(2)$	$n_{3,3}^7(\frac{7}{4})$	$n_{3,4}^7(\frac{33}{20})$	$n_{3,5}^7(\frac{8}{5})$
$n_{46}^7(\frac{3}{2})$	(0)(3)(6) <u>3, 6</u> 3	(0)(1)(2) <u>1, 2, 3, 4, 5</u> 2	(1)(2)(3) <u>3, 4, 5, 6, 7, 8, 9</u> 4	(0)(1)(2) <u>15, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 39, 42</u> 20	(0)(1)(2)(3)(4)(5) <u>10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20</u> 10
$n_{45}^7(\frac{3}{2})$	(0)(3) <u>3, 6</u> 2	(1)(2) <u>2, 3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2)(3) <u>4, 5, 6, 7, 8, 9</u> 4	(0)(3)(6)(9)(12) <u>18, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 39, 42</u> 20	(1)(2)(3)(4)(5) <u>11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20</u> 10
$n_{44}^7(\frac{3}{2})$	(0)(3) <u>3, 6</u> 2	(1)(2) <u>2, 3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2) <u>3, 4, 5, 6, 7, 8, 9</u> 4	(0)(6)(9) <u>24, 27, 30, 33, 36, 39, 42</u> 20	(0)(1)(2)(3)(4) <u>12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20</u> 10
$n_{43}^7(\frac{3}{2})$	(0)(3) <u>3, 6</u> 2	(1)(2) <u>2, 3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2) <u>3, 4, 5, 6, 7, 8, 9</u> 4	(0)(3)(6)(9) <u>24, 27, 30, 33, 36, 39, 42</u> 20	(0)(1)(2)(3)(4) <u>12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20</u> 10
$n_{42}^7(\frac{3}{2})$	(0)(3) <u>3, 6</u> 2	(1)(2) <u>2, 3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2) <u>3, 4, 5, 6, 7, 8, 9</u> 4	(0)(3)(6)(9) <u>24, 27, 30, 33, 36, 39, 42</u> 20	(0)(1)(2)(3)(4) <u>12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20</u> 10
$n_{41}^7(\frac{3}{2})$	(0) 3 1	(0)(1) <u>3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2) <u>3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2) <u>3, 4, 5</u> 2	(0)(1)(2) <u>3, 4, 5</u> 2
$n_{40}^7(0)$	(0) 3 1	(0) 3 1	(0) 3 1	(0) 3 1	(0) 3 1
Septett ($d_i f_j$)					

D. Beschreibung der Tafel I und II.

Die Bilder sind durchgängig etwa 5fach vergrößerte Wiedergaben von Aufnahmen, die von Verf. mit der Tübinger Gitteraufstellung gemacht wurden. In jedem Bilde nimmt von links nach rechts die Wellenlänge zu.

Bild Nr.

1. 6438,71 Cd. Kombination $2P-3D$. Typus $\frac{(0)1}{1}$ (normales Triplett).

I. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Unten* senkrecht, *oben* parallel der magnetischen Kraftlinien schwingend (S. 6 und Abb. 3 S. 19 Nr. 1).

2. 5890,19 (D_2) Na. Kombin. $2p_1-1s$ der Dubletts, Typus $\frac{(1)35}{3}$

5895,16 (D_1) „ „ $2p_2-1s$ „ „ „ $\frac{(2)4}{3}$

I. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Unten* ohne Magnetfeld, *oben* magnetisch aufgespalten, beide Polarisationszustände (Abb. 3 S. 19 Nr. 2 u. 3).

3. 4680,38 Zn. Kombin. $2p_3-2s$ der Triplets, Typus $\frac{(0)4}{2}$.

4. 4722,34 „ „ $2p_2-2s$ „ „ „ $\frac{(1)34}{2}$.

5. 4810,71 „ „ $2p_1-2s$ „ „ „ $\frac{(0)1(2)34}{2}$.

IV. Gitterordnung, Vakuumbogen. Beide Polarisationszustände. In Bild 5 sind die schwächsten (äußersten) Komponenten in der Reproduktion verlorengegangen (Abb. 3 S. 19 Nr. 7, 8, 9).

6. 3519,39 Tl. IV. Gitterordnung. Lichtquelle: Funke in Luft (S. 118).

7. 3519,39 Tl. Kombin. $2p_1-3d_1$ der Dubletts, Typus $\frac{(1)(3)15171921}{15}$

V. Gitterordnung, Lichtquelle: Vakuumbogen, beide Polarisationszustände (Abb. 3 S. 19 Nr. 6). In Bild 6 (Luftfunke) ist keine Andeutung einer feineren Struktur der beiden Triplettkomponenten enthalten, in Bild 7 ist die Auflösung in 12 Komponenten vollständig.

8. 3529,58 Tl. Kombin. $2p_1-3d_2$ der Dubletts, Typus $\frac{(4)8(12)1624}{15}$

IV. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* parallel, *unten* senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien schwingend (Abb. 3 S. 19 Nr. 5).

9. 3282,42 Zn. Kombin. $2p_3-3d_3$ der Triplets, Typus $\frac{(0)1}{2}$

IV. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* die unmagnetische, *unten* die magnetisch zerlegte Linie in beiden Polarisationszuständen (Abb. 3 S. 19 Nr. 10). Im unteren Bild ist links (nach kleineren λ) die durch das Magnetfeld erzwungene „verbotene“ Kombination

$2p_3-3d_2$ (Typus $\frac{(0)7}{6}$) deutlich sichtbar, während sie in der oberen

Bildhälfte (ohne Magnetfeld) völlig fehlt (S. 48f.).

Bild Nr.

10. 3466,33 Cd (links) und 3467,76 Cd (rechts) Kombinationen: $2p_2-3d_2$ der Triplets, Typus $\frac{(0)(2)\underline{579}}{6}$ und $2p_2-3d_3$, Typus $\frac{1(2)\underline{3}}{2}$ (Abb. 3 S. 19 Nr. 13 u. 11). IV. Gitterordnung, beide Polarisationszustände, Vakuumbogen. Unsymmetrie der Lage und Intensitätsverteilung („Verzerrung“ S. 62 f. und 156f.).
11. 3610,66 Cd. Kombin. $2p_1-3d_1$ der Triplets, Typus $\frac{(0)(1)(2)\underline{678910}}{6}$
V. Gitterordnung, Vakuumbogen, beide Polarisationszustände (Abb. 3 S. 19 Nr. 15). Gleichfalls Verzerrung (Verzerrung der parallel schwingenden Komponenten gegensinnig zur Verzerrung der senkrecht schwingenden).
12. 5204,67 (links) Cr. Kombin. sp_3 der Quintetts, Typus $\frac{(0)(1)\underline{345}}{2}$
5206,20 (Mitte) „ „ „ sp_2 „ „ „ $\frac{(1)(2)\underline{10111213}}{6}$
5208,58 (rechts) „ „ „ sp_1 „ „ „ $\frac{(0)(1)(2)\underline{34567}}{3}$
I. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* senkrecht, *unten* parallel zu den magnetischen Kraftlinien schwingend. Typus sp_2 in I. Ordn. nicht völlig aufgelöst (die II. Ordn. ist zur Reproduktion zu schwach), deutliche Verzerrung.
13. 4254,49 Cr. Kombin. sp_1 der Septetts, Typus $\frac{(0)(1)(2)(3)\underline{45678910}}{4}$
III. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* senkrecht, *unten* parallel schwingend. Die schwächsten Komponenten $\pm \frac{10}{4}$ sind bei der Reproduktion ausgefallen.
14. 4274,75 Cr. Kombin. sp_2 der Septetts, Typus $\frac{(1)(2)(\underline{3})\underline{212223242526}}{12}$
III. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* senkrecht, *unten* parallel schwingend. Die Auflösung des Komponentenabstands $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = \frac{1}{12} \cdot a$ ist bei dieser Wellenlänge nicht vollkommen, dagegen ist der Abstand $\frac{f_1 + f_2}{z} = \frac{23,5}{2}$ genau meßbar.
15. 4289,92 Cr. Kombin. sp_3 der Septetts, Typus $\frac{(0)(1)(2)\underline{45678}}{3}$
III. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* senkrecht, *unten* parallel schwingend.
16. 4754,05 Mn. Kombin. sp_3 der Oktetts, Typus $\frac{(1)(3)(5)\underline{91113151719}}{7}$
II. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* senkrecht, *unten* parallel schwingend.

Bild Nr.

17. 4783,43 Mn. Kombin.
- $s p_2$
- der Oktetts, Typus

(2) (6) (10) (14) 112 116 120 124 128 132 136

63

Sonst wie 16. Der Komponentenabstand $\frac{\delta \lambda}{\lambda^2 H} = \frac{4}{63} \cdot a$ ist bei dieser Wellenlänge nur andeutungsweise getrennt (vgl. 14).

18. 4823,52 Mn. Kombin.
- $s p_1$
- der Oktetts, Typus

(1) (3) (5) (7) 9 11 13 15 17 19 21 23

9

Sonst wie 16.

19. 3823,51 Mn. Kombin.
- $d_2 f_2$
- der Sextetts, Typus

(53) (159) (265) (371) 623 729 835 941 1047 1153 1259 1365

693

(vgl. zu dieser Messung die Diskussion des Verf.: Zeitschr. f. Physik Bd. 15, S. 224f. 1923).

III. Gitterordnung, sonst wie 16 (Lupe!).

Zwischen den senkrecht schwingenden Komponenten von 3823,51 liegen die kurzwelligen senkrecht schwingenden von 3823,90 Mn.

Kombin. $p_2 d_3$ der Sextetts, Typus (6) (18) (30) 28 40 52 64 76

35

Entwerrung dieser Überlagerung ist im Gitterbild unschwer, da unmittelbar anschaulich (S. 145). Das von Interferenzapparaten gelieferte Bild kann in ähnlichen Fällen der Deutung Schwierigkeiten machen. Die weißen Punkte in Bild 19 (untere Bildhälfte) sollen die zu 3823,90 gehörigen leicht erkennbaren parallel schwingenden Komponenten besonders herausheben.

20. 3834,36 Mn. Kombin.
- $d_3 f_3$
- der Sextetts, Typus

(287) (861) (1435) 1645 2219 2793 3367 3941 4515

2205

Sonst wie 16. Teilweise Überlagerung von 3833,86 Mn. Kombin.

$d_4 f_5$ der Sextetts, Typus (6) 10 (18) 22 34

15

(vgl. die Bemerkung zu 19 und die Diskussion l. c.).

21. 3839,78 (Bildmitte) Mn. Kombin.
- $d_5 f_6$
- der Sextetts. Invertierter

Typus $\frac{(4) 6}{3}$.

Sonst wie 16. Die weißen Punkte weisen *oben* auf die senkrecht, *unten* auf die parallel schwingenden (weiter aufgespaltenen) Komponenten hin. Die Inversion (S. 182) wird durch die rechts benachbarte Linie 3841,08 Mn deutlich gemacht. Kombin. $d_4 f_4$, Typus

(29) 51 (87) 109 167 225

105

(der Linie 3839,78 ist ein magnetisches Triplett anderer Ordnung zum Teil links überlagert).

Bild Nr.

22. Das II NS-Triplett des Mg (von links nach rechts):

$$5167,55 \text{ Kombin. } 2 p_3 - 2 s, \text{ Typus } \frac{(0) 4}{2},$$

$$5172,87 \quad ,, \quad 2 p_2 - 2 s, \quad ,, \quad \frac{(1) 3 4}{2},$$

$$5183,84 \quad ,, \quad 2 p_1 - 2 s, \quad ,, \quad \frac{(0) (1) 2 3 4}{2},$$

II. Gitterordnung, Vakuumbogen. Zwei getrennte Aufnahmen bei gleicher Feldstärke, *oben*: beide Polarisationszustände, *unten* senkrecht schwingende Komponenten und je dazwischen die unmagnetische Linie als Wellenlängennormale zur Bestimmung der absoluten Komponentenlagen (S. 158). 5172,87 zeigt deutlich „Verzerrung“ (beginnender Paschen-Back-Effekt, S. 62): links ist der gegenseitige Komponentenabstand der senkrecht schwingenden zu klein, rechts zu groß.

23. 4062,25 Pb. Typus beob. (in Dezimalbruchform): (0) (0,367) 0,855 1,222 1,589. III. Gitterordnung, Vakuumbogen. Beispiel für „irrationale Aufspaltung eines Multipletts III. Stufe“ (S. 59). Versuchsweise Deutung der Termbrüche: $g_x = \frac{11^2}{9} (= 1,222)$, $g_y = \frac{6^1}{7} (= 0,8571)$. Danach Typus berechnet: (0) (0,365) 0,857 1,222 1,587 in bester Übereinstimmung mit der Beobachtung. Die g^j -Werte $\frac{11^2}{6}$ und $\frac{6^1}{7}$ kommen in Tab. 13 nicht vor. — Bild 23 ist zugleich ein Beispiel für Grundtypus II (S. 177).

24. 6563,04 H (H_α). I. Gitterordnung, beide Polarisationszustände, $H = 26\,000$ Gauss (entnommen aus Ann. d. Physik Bd. 39. 1912: Tafel VIII Bild 1). Lichtquelle: senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien gestelltes Geißlerrohr (S. 116).

25. Desgleichen. Feldstärke 39 000 Gauss. Lichtquelle: Gasentladung (ohne Geißlerrohr) parallel zu den magnetischen Kraftlinien (S. 129). Die Vergleichung von Bild 24 und 25 zeigt die Überlegenheit der letzteren Lichtquelle hinsichtlich der Linienschärfe.

26. 6402,25 Ne. Kombin. $1 s_5 - 2 p_9$, Typus $\frac{(0) (1) (2) 6 7 8 9 10}{6}$ (Tab. 42 S. 187). II. Gitterordnung. Gasentladung wie bei 25.

27. 6506,53 Ne. Kombin. $1 s_4 - 2 p_8$, Typus $\frac{(0) (5) 12 17 22}{15}$ (vgl. 26).

28. 6096,16 Ne. Kombin. $1 s_4 - 2 p_4$, Typus $\frac{(0) (5) 34 39 44}{30}$ (vgl. 26).

29. 6143,06 Ne. Kombin. $1 s_5 - 2 p_6$, Typus $\frac{(8) (16) 29 37 45 53}{30}$ (vgl. 26).

Bild Nr.

30. I. Triplettnebenserie des Mg. „Partieller“ Paschen-Back-Effekt. III. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* senkrecht, *unten* parallel schwingend. Von links nach rechts:

$$3829,51 \text{ Kombin. } 2 p_3 - 3 d, \text{ Typus } \frac{(0) (0) (2) 2 4}{2},$$

$$3832,46 \quad ,, \quad 2 p_2 - 3 d, \quad ,, \quad \frac{(0) (1) 1 (2) 3 4}{2},$$

$$3838,46 \quad ,, \quad 2 p_1 - 3 d, \quad ,, \quad \frac{(0) 0 (1) 1 (2) 2 3 4}{2}$$

(die schwächsten Komponenten sind bei der Reproduktion zum Teil verlorengegangen).

31. I. Dublettnebenserie des Na. „Partieller“ Paschen-Back-Effekt. I. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Oben* parallel, *unten* senkrecht schwingend. Von links nach rechts:

$$5682,90 \text{ Kombin. } 2 p_2 - 3 d, \text{ Typus } \frac{(0) (1) 1 (2) 2 3 4}{3},$$

$$5688,20 \quad ,, \quad 2 p_1 - 3 d, \quad ,, \quad \frac{(1) 1 (2) 2 4 5}{3}.$$

32. 4122 Bi. Enge Liniengruppe mit Feinstruktur (Schwerpunkt zu 4122,00 angenommen). III. Gitterordnung, Vakuumbogen. *Unten*: die unmagnetische Liniengruppe (von links nach rechts):

4122,201
22,078
21,881
21,760

Oben: magnetische Aufspaltung der ganzen Gruppe, beide Polarisationszustände. Symmetrischer Gesamttypus, also völlig ausgebildeter partieller Paschen-Back-Effekt im Sinne von 30 und 31.

33. 4722 Bi (vgl. 32).

Unten: die Feinstruktur der Gruppe ohne Magnetfeld, bestehend aus zwei engen Triplets, mit den schwächsten Komponenten gegeneinandergekehrt (die unmagnetische Gruppe ist in III. Ordn. überlichtet, deswegen undeutlich, in IV. scharf und genau meßbar, aber dann die obere Bildhälfte für die Reproduktion zu schwach).

Oben: magnetische Aufspaltung der ganzen Gruppe in beiden Polarisationszuständen. Symmetrischer Gesamttypus, also voll ausgebildeter partieller Effekt (vgl. 32, 31, 30). Der kleinste Komponentenabstand ist 0,0179 ÅE (Lupe!), seine Trennung erfordert ein Auflösungsvermögen $> 270\,000$.

34. 3511 Bi. III. Gitterordnung, Vakuumbogen (vgl. 32).

Unten die Feinstruktur ohne Magnetfeld: enges Multiplett aus 6 Linien bestehend.

Oben: magnetische Aufspaltung der ganzen Gruppe in beiden Polarisationszuständen. Partieller Effekt (vgl. 33).

Bild Nr.

35. *a-i*. Das enge Sauerstofftriplett (Kombination $p_i s$ der Quintetts)

$$\lambda = 3947,44 \text{ \AA E}$$

$$\lambda = 7,63 \text{ \AA E}$$

$$\lambda = 7,73 \text{ \AA E}$$

in verschiedenen Magnetfeldern. III. Gitterordnung, Geißlerrohr senkrecht zu den Magnetkraftlinien, beide Polarisationszustände (entnommen aus Ann. d. Physik Bd. 39. 1912, Tafel VII). Zu Abschnitt III.

Bild	Gauß	
<i>a</i>	0	Das Triplett ohne Feld.
<i>b</i>	2 800	Verbreiterung der 3 Linien.
<i>c</i>	6 187	Trotz Verbreiterung noch getrennt.
<i>d</i>	7 738	Rechter Rand der linken Linie verstärkt.
<i>e</i>	10 930	Die parallel schwingende Mittelkomponente des normalen Zeemantripletts als endgültigem Verwandlungstypus erscheint hier erstmals und bildet sich bei wachsender Feldstärke immer deutlicher aus; die zweite Linie ist verschwunden.
<i>f</i>	12 770	} Weitere Aufspaltung der Verbreiterung links und der Komponenten rechts. Neue Komponenten in linker Verbreiterung. Auf <i>g</i> und <i>h</i> auch rechts eine diffuse Verbreiterung.
<i>g</i>	21 830	
<i>h</i>	27 880	
<i>i</i>	31 900	Komponenten verschwinden. Verbreiterungen schwächer, trennen sich beiderseits von der Mittelkomponente. Die parallel schwingende Mittelkomponente ist völlig ausgebildet, die Seitenkomponenten sind noch in Bildung begriffen.

Namen- und Sachverzeichnis.

Die eingeklammerten Ziffern beziehen sich auf die Literaturübersicht Seite 192 u. Folge.

- Abschirmungskonstante 91.
Absolute Bestimmung des Zeemaneffekts 137—141.
— Intervallgrößen 90—101.
 α -Feinstrukturkonstante 91, 95.
Äquatorialer Impuls m 13, 22, 39.
Anomaler Zeemaneffekt 18—26, 39
bis 44, 52, 60—62, 82—90.
Anzahl $2J$ der Zeemanterme 40.
ARVIDSON (96).
Atomnummer 27, 93.
Atomstrahlen 84—86.
Auflösungskraft 107, 108, 141—144.
Aufspaltungsfaktor g 39—90.
Auswahlregel für j 31, 32, 53.
— für k 29, 47, 50.
— für m 15, 18, 22, 25, 39.
Auswertung von Zeemaneffekten
152 ff.
Azimutaler Drehimpuls R 28, 34, 38.
- BABCOCK 139, 140.
BACK (45), (58), (59), (66), (72), (93).
BARNETT 89, (94).
BATES 89, (98), (99).
BECK 90.
BOASSCHER Magnet 132.
v. BAEYER 139.
Bogenspektrum 27.
BOHR 4, 11, 16, 22, 27, 29, 48, 82,
92, 95, 99, 100, (7), (8), (13), (14),
(15), (20), (29), (33), (37).
BORN (21).
BOWEN 98.
BURGER 45, 46, 51, 189, (42), (43).
- CABRÉRA 88, (88).
CATALAN 34, 35, 41, (62), (67), (68),
(69), (70).
- CHATTOK 89, (98).
CORIOLISSCHE Kreiselkraft 10.
CORNU 3.
COSTER 101.
- DEBYE 4, 11, (17).
Dispersion 151.
 $\Delta\nu$ bei Multiplettermen 35, 38, 42, 98.
 $\Delta\nu$ beim normalen Zeemaneffekt 6.
Dopplerbreite 155.
DORGELO 45, 46, 51, 189, (42), (79).
Drehimpulsmoment 13.
 d -Term ($k = 3$) 28.
DUBOISSCHER Magnet 132.
Durchbrechung der Auswahlregeln
29, 48, 78.
- $\epsilon : \mu$ 3, 9, 83, 135—141.
Effektive Quantenzahl 92, 99.
EHRENFEST (82).
Einfachlinien 5—18.
EINSTEIN 90, (82), (92).
Einzelfunke 134.
Elektrodensubstanz 128.
Elektromagnet 127 ff.
Elektronentheorie des normalen Zeemaneffekts 6—11.
EPSTEIN 88, (90).
Ersatzstrahler, klassischer 17, 48.
- FABRY und PÉROT 2.
FÄRBER 139.
Faradayeffekt 1.
Feldbestimmung 135—137.
Feldnormalen 120, 131, 136.
Feinstrukturkonstante α 91.
FLAMM 140.
FORTRAT 139.
FOURIERSCHE Reihe 7, 47.

- FOWLER (5).
 FRANCK 85.
 Frequenzbedingung von Bohr 12.
f-Term ($k = 4$) 28.
 Funke 118—122.
 Funkenspektren 27.

 Gasentladung ohne Geißlerrohr 129
 bis 131.
g-Aufspaltungsfaktor 39, 198.
g-Formel 41, 42, 43, 75.
 γ -Formel 72, 73, 75.
 GEHRCKE 139.
 GEHRCKE-LUMMER 2.
 Geißlerrohr 115—118.
 Gerade Multipletts 35, 38.
 GERLACH 84—86, 88, (81), (89).
 Gesamtimpuls j 30, 38, 40.
 Gestrichener Term 29.
 Gewicht der Terme 58.
 GIESELER 35, 36, 41, (63), (76), (77).
 γ -Intervallfaktor 65.
 Gitter 143, 145, 149—151.
 GMELIN 139.
 GÖTZE 29, 50, 96, (4), (60).
 GOUDSMIT (35).
 Grenzfälle der Grundtypen 176 bis
 184.
 GROTRIAN 36, 59, 86, 92, 100, (71),
 (77).
 Grundterm 59, 85.
 Grundtypen 162—167.
 Grundtypenbilder 168, 169.
g-Summe 60—62, 188.

 HAAS, DE 90, (92).
 Halbe Quantenzahlen 23, 29, 30, 41,
 44, 55, 82.
 HANSEN 129, (61).
 HARST, VAN DER (56).
 Hauptlinien 33.
 Hauptserie 29.
 HEISENBERG 50, 51, 62, 68, 189,
 192, (34), (36), (50).
 HEMSALECHScher Schwingungskreis
 120.
 HERTZ, G. 85.
 — H. 1.

 Homogenität des Feldes 134.
 $h =$ Wirkungsquantum 12.

 Impulsgertüst des Atoms 29, 37.
 Impulssatz 13.
 Innere Bahnschleife des Leuchtelek-
 trons 93, 94, 99.
 Innere Quantenzahl j 22, 30, 31, 34,
 45.
 Intensität beim Zeemaneffekt 9, 17,
 21, 25, 51, 52, 163, 164, 189—191.
 Intensitätskurve 154.
 Intensität der Mehrfachlinien 33, 44
 bis 51, 189.
 Interferometer 146, 147.
 Intervalle $\Delta\nu$ der Multipletterme 38,
 42, 90—101.
 Intervallfaktor γ 65—75.
 Intervallregel 38, 39, 43, 184, 186.
 Invertierte Typen 182, 183.

 JACOBSEN 129, (61).
 $j =$ innere Quantenzahl = Gesamt-
 impulsquantenzahl 30, 34, 38, 45,
 78.
 Justiervorrichtung 130.

 $k =$ azimutale Quantenzahl 28, 34.
 KAPITZA 134, (54).
 KAUFMANN 10, 89.
 KAYSER 95, 144, (2).
 Kerreffekt 1.
 KIESS 36, (64), (65).
 KING 36.
 Kohlenelektroden 119.
 Kombinationsprinzip 12, 20, 21.
 Komplexstruktur 30, 34—39, 53 bis
 60.
 Komponentenabstände 161, 162.
 Komponentenzahl 171.
 KONEN (3).
 Korrespondenzprinzip 16—18, 47
 bis 53, 100.
 Korrespondierende Einzelschwin-
 gung 17.
 KOSSEL 27, (22).
 Kreiselachse 13.

- LADENBURG** (86).
 Längseffekt 6.
LANDÉ (24), (25), (26), (30), (31), (32), (39), (40), (41), (44), (97).
LANGRAIN 87.
LAPORTE 36, (75), (78).
 Larmorpräzession 7, 8, 10, 12, 40, 47, 48, 51, 89.
 Laufzahl n 20, 34.
 Leuchtelektron 28, 38, 54, 93, 94, 99.
 Lichtquellen 114—131, 144.
 Linienbreite 109.
 Literatur 192.
 L -Niveau 91, 101.
LOHMANN 139.
 Longitudinaler Zeemaneffekt 5, 15.
LORENTZ 1, 2, 3, 6, 9, 11, 20.
LUMMER-GEHRCKE 2.

 m = äquatoriale Quantenzahl 13, 22, 39, 80.
 Magnetfeld 131—141.
 Magnetisches Moment 13, 82.
 Magneton 82—88.
 Magnetooptischer Zerlegungssatz 22.
MAXWELL 1.
MEGGERS 36, (74).
 Messungsfehler 156.
MICHELSON 3, 20, 122, 123, 146.
MILLIKAN 98.
MOLL 45.
 Multiplizität, gerade und ungerade 27.
 Multiplett höherer Stufe 53—62, 175, 187.

 $n_{k_j}^r$ 34, 37, 55.
 Nebenserie 29.
 Neonspektrum 32, 40, 54, 58, 60, 187, 188.
 Niveauschema beim Zeemaneffekt 16.
 Normaler Zeemaneffekt 5—18, 40, 43, 83.
 Normales Triplett 5—18, 106.
 Null-Null-Verbot für j 32, 53.

ORNSTEIN 45, 46, 189, (43).
 Paramagnetismus 86—88.
PASCHEN 3, 20, 32, 36, 48, 54, 55, 56, 58, 63, 67, 96, 119, 138, 140, 149, 188, (45), (57), (59).
 Partieller Paschen-Back-Effekt 64, 78.
PAULI 62, 69, 75, 81, 87, 88, (51), (53), (84).
 Periodisches System 27, 36, 93.
 Permanenz der g - und γ -Summen 67 bis 75.
 — der Multiplizität 34.
PÉROT-FABRY 2, 147, 148.
PICCARD 88.
 π -Komponente 5.
PLANCK 4, 11, 12, 13, 16, 28, 38, (11).
 Polarisation beim Zeemaneffekt 5, 15, 17, 25, 52.
 Präzession s. Larmorpräzession.
PRESTON 3, 20, 60, 138.
 Pseudotypen 181, 182.
 p -Term ($k = 2$) 28, 86.

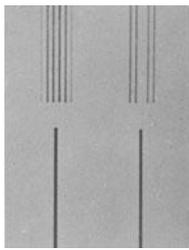
 Quantentheorie des normalen Zeemaneffekts 11—18.
 — des anomalen Zeemaneffekts 21 bis 62.
 — der Multipletts 27—60.
 — des Paschen-Back-Effekts 65—82.
 Quantum h 12.
 Quereffekt 6.

 Räumliche Quantelung 14, 85—88.
RAYLEIGH 142, 143.
 Relativistische Intervalle 90.
 Relativitätskorrektur 91, 96.
RICHARDSON 89, (91).
RITZ 4, 21.
 Röntgendoublets 90.
 ROWLANDSches Gitter 2, 145.
RUBINOWICZ 4, 11, 22, 48, (19).
 Rumkorffmagnet 2, 132.
 r = Rumpffquantenzahl 29, 34, 38, 44.
RUNGE 3, 20, 21, 60, 95, 107, 119, 138, 170, 172.

- RUTHERFORD 27.
 RYDBERG 4, 21, 27, 58, 91, 95.
s = Abschirmungskonstante 91.
 Satelliten 33.
 SCHRÖDINGER 28.
 Schwerpunkt des Termkomplexes 58,
 65, 69, 74.
 Serien 20, 26—33.
 SKINNER 134, (54).
 σ -Komponente 5.
 SOMMERFELD 4, 11, 13, 14, 22, 27,
 28, 31, 33, 50, 51, 53, 65, 75, 87,
 88, 90, 189, 191, (9), (16), (18), (22),
 (27), (28), (36), (38), (47), (48), (49).
 SONÉ 88, (85).
 Spektralapparat 141—151.
 Spezifische Elektronenladung 9.
 Stationäre Bahnen 11.
 s -Term ($k = 1$) 28, 34, 85.
 STERN 84, 85, 86, (80), (81), (87).
 STETTENHEIMER 139.
 STEWART (95).
 Störungsfehler 156—162.
 Stromquelle 120.
 SUCSMITH (99).
 Tafel der Zeemaneffekte 204—209.
 TAKAMINE (55).
 Termanalyse beim Zeemaneffekt 21
 bis 26, 167—175, 184—188.
 Termaufspaltung 21, 23, 24, 39—44,
 60—82.
 Totaler Paschen-Back-Effekt 79.
 Transversaler Zeemaneffekt 5, 15.
 Tübinger Gitteraufstellung 149—151.
 Übergangswahrscheinlichkeit 46, 49.
 Ungerade Multipletts 35, 38.
 Unsymmetrie des Zeemaneffekts 156
 bis 162.
 Vakuumbogen 122—129.
 Valenzelektron 28.
 Verschiebungssatz, spektroskopi-
 scher 27, 95.
 Verschobene Terme 54.
 Verzweigungsprinzip 55, 58.
 VOIGT 1, 4, 65, 191, (46).
 WALTERS 36, (73).
 Wechselsatz 27, 58.
 WEISSscher Magnet 127, 132, 133,
 139.
 WEISSsches Magneton 87, (83).
 Wellenlängennormalen 131.
 WENTZEL 101.
 Wirkungsquantum h 12.
 YAMADA (55).
 ZEEMAN 1, 2, 3, 9, 20, 106, 138, (1),
 (12).
 Zeemanterm mg 39.
 Zeemantypen der Dubletts und Tri-
 pletts 19.
 — von Dubletts bis Septetts 199 bis
 203.
 Zerlegungssatz, magnetooptischer
 22.
 Zusammengesetzte Multipletts 32,
 46, 191.
 Zusatzenergie, magnetische 12, 13.



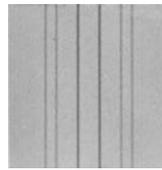
1



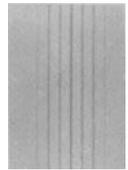
2



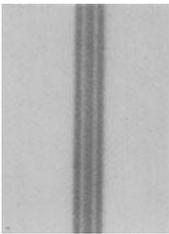
3



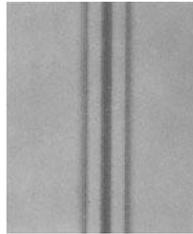
4



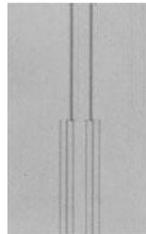
5



6



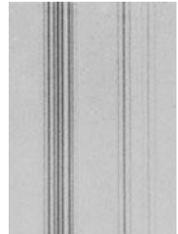
7



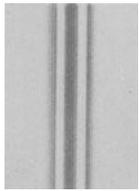
8



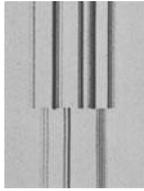
9



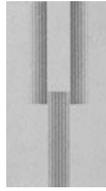
10



11



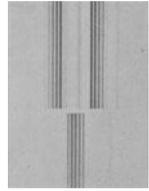
12



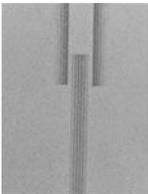
13



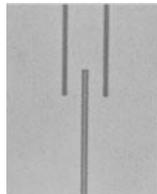
14



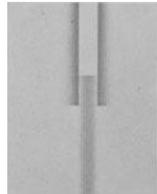
15



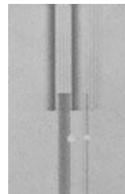
16



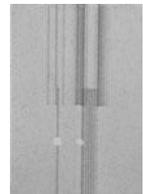
17



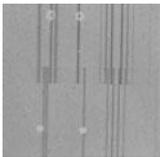
18



19



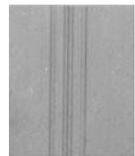
20



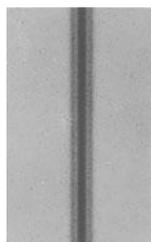
21



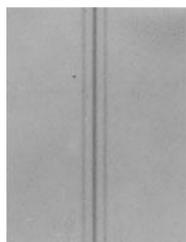
22



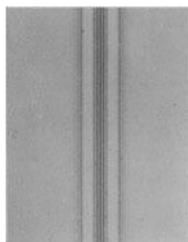
23



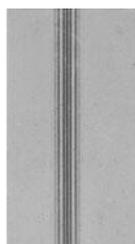
24



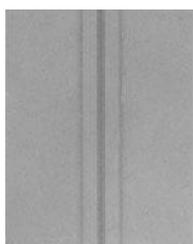
25



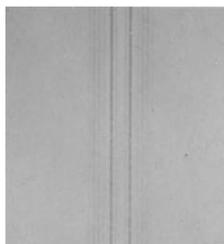
26



27



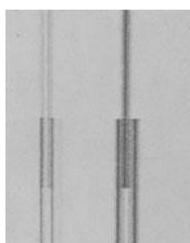
28



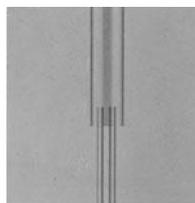
29



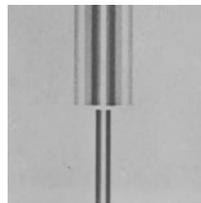
30



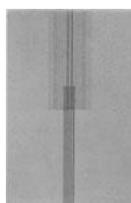
31



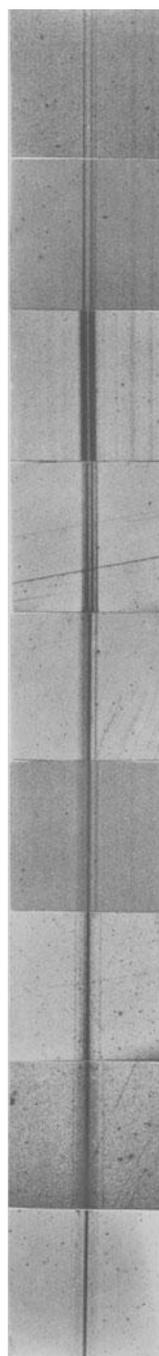
32



33



34



35

a

b

c

d

e

f

g

h

i

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

Struktur der Materie in Einzeldarstellungen

Herausgegeben von

M. Born und **J. Franck**

Göttingen

Göttingen

Als zweiter Band erscheint gleichzeitig:

Vorlesungen über Atommechanik

Von

Dr. Max Born

Professor an der Universität Göttingen

herausgegeben unter Mitwirkung von

Dr. Friedrich Hund

Assistent am Physikalischen Institut Göttingen

Erster Band — Mit 43 Abbildungen — (358 S.)

15 Goldmark; gebunden 16.50 Goldmark

Das Buch enthält den Versuch, die gesicherten Ergebnisse der Atomforschung deduktiv abzuleiten, mit dem Ziel, die Grenzen der jetzt bekannten quantentheoretischen Gesetze möglichst klar abzustecken. Ein zweiter Band ist projektiert, der über diese Grenzen hinaus zu den wirklichen Atomgesetzen vordringen soll. Das Buch wendet sich an alle, die sich nicht mit einer oberflächlichen Kenntnis der Atomphysik begnügen, sondern tiefer in die logischen Zusammenhänge dieses Gebietes eindringen wollen. Im Rahmen der Sammlung „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen“ soll das Buch das theoretische Gerüst bilden, von dem der Aufbau der einzelnen Teilgebiete der Atomphysik getragen wird.

Weiter werden in dieser Sammlung erscheinen:

Anregung von Spektrallinien durch Stöße. Von Professor Dr. J. Franck.

Strahlungsmessungen. Von Professor Dr. W. Gerlach.

Graphische Darstellung der Spektren. Von Privatdozent Dr. W. Grotrian und Geh. Rat Professor Dr. Runge.

Lichtelektrizität. Von Privatdozent Dr. B. Gudden.

Die Bedeutung der Radioaktivität für die verschiedenen Gebiete der Naturwissenschaften. Von Professor Dr. O. Hahn.

Atombau und chemische Kräfte. Von Professor Dr. W. Kossel.

Bandenspektren. Von Professor Dr. A. Kratzer.

Starkeffekt. Von Professor Dr. R. Ladenburg.

Kern-Physik. Von Fräulein Professor Dr. L. Meitner.

Kristallstruktur. Von Professor Dr. P. Niggli und Professor Dr. P. Scherrer.

Periodisches System und Isotopie. Von Professor Dr. F. Paneth.

Das ultrarote Spektrum. Von Professor Dr. C. Schaefer.

Der Aufbau der Materie. Drei Aufsätze über moderne Atomistik und Elektronentheorie. Von **Max Born**. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 37 Textabbildungen. (92 S.) 1922. 2 Goldmark

Die Relativitätstheorie Einsteins und ihre physikalischen Grund-
lehren. Elementar dargestellt von **Max Born**. (Naturwissenschaftliche
Monographien und Lehrbücher. Herausgegeben von der Schriftleitung
der „Naturwissenschaften“. 3. Band.) Dritte, verbesserte Auflage.
Mit 135 Textabb. (280 S.) 1922. 7.35 Goldmark; geb. 10.— Goldm.

Was ist Materie? Zwei Aufsätze zur Naturphilosophie. Von **Hermann
Weyl**. Mit 7 Abbildungen. (88 S.) 1924. 3.30 Goldmark

Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Von Dr. **Manne Siegbahn**,
Professor an der Universität Upsala. Mit 119 Abbildungen. (263 S.)
1924. 15 Goldmark; gebunden 16 Goldmark

Valenzkräfte und Röntgenspektren. Zwei Aufsätze über das Elek-
tronengebäude des Atoms. Von Dr. **W. Kossel**, o. Professor an der
Universität Kiel. Zweite, vermehrte Auflage. Mit 12 Abbildungen.
(89 S.) 1924. 3.60 Goldmark

Tabellen zur Röntgenspektralanalyse. Von **Paul Günther**, Assistent
am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin. (61 S.)
1924. 4.80 Goldmark

Über den Bau der Atome. Von **Niels Bohr**. Zweite, unveränderte
Auflage. Mit 9 Abbildungen. (60 S.) 1924. 1.50 Goldmark

**Die ersten 10 Jahre der Theorie von Niels Bohr über den Bau
der Atome.** (Sonderheft 27 der „Naturwissenschaften“.
Herausgegeben von **Arnold Berliner**. Organ der Gesellschaft deutscher
Naturforscher und Ärzte, Organ der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur
Förderung der Wissenschaften.) 1923. 3 Goldmark

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Herausgegeben von
der Schriftleitung der „Naturwissenschaften“.

Erster Band: Mit 35 Abbildungen. (407 S.) 1922.
12.50 Goldmark; gebunden 14 Goldmark

Zweiter Band: Mit 38 Abbildungen. (252 S.) 1923.
8.40 Goldmark; gebunden 9.65 Goldmark

Dritter Band: Mit 100 Abbildungen. (404 S.) 1924.
18 Goldmark; gebunden 19.20 Goldmark

*Die Bezieher der Naturwissenschaften erhalten die „Ergebnisse der exakten
Naturwissenschaften“ zu einem dem Ladenpreise gegenüber um 10%
ermäßigten Vorzugspreise.*