

Hierbei bedeutet *Kurve A* reine ferromagnetische Wechselwirkung; *Kurve B* reine antiferromagnetische Wechselwirkung; *Kurve C* ferromagnetische Wechselwirkung zwischen den nächsten Nachbarn und antiferromagnetische zwischen übernächsten; *Kurve D* antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn und ferromagnetische zwischen übernächsten Nachbarn. Aus den Kurven A und B geht somit deutlich hervor, daß bei ferromagnetischer Wechselwirkung eine positive und bei antiferromagnetischer Wechselwirkung eine negative Steigung auftritt. Bei den Kurven C und D zeigt das Vorzeichen der Steigung an, welche Art der Wechselwirkung in einem bestimmten Temperaturbereich vorherrscht.

Die Nutzenanwendung des eben Dargestellten auf eigene Messungen an reinem Eisen, Nickel und zwei austenitischen Eisenwerkstoffen zeigt Abb. 1 b. Hier

T in $^{\circ}\text{C}$	950	1000	1040	1100
χ in $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{g}$	26,8	26,6	26,4	26,0
T in $^{\circ}\text{C}$	1200	1300	1350	
χ in $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{g}$	25,4	24,7	24,4	

Tab. 1. Massensuszeptibilität χ eines reinen Eisens (0,009% C, 0,001% Si, 0,0029% O, 0,002% N, 0,003% P, 0,004% S, 0,002% Al) in der γ -Phase nach KOHLHAAS¹ bei verschiedenen Temperaturen T .

⁴ E. I. KONDORSKII u. V. L. SEDOV, J. Appl. Phys. Suppl. 31, 331 [1960].

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Verbreiterung der Wasserstoff-Linien *

NGUYEN-HOE, H. W. DRAWIN und L. HERMAN

Groupe de Recherche sur la Fusion,
Association EURATOM-CEA,
Centre d'Etudes Nucléaires,
Fontenay-aux-Roses/France

(Z. Naturforsch. 21 a, 1515–1518 [1966]; eingeg. am 10. Juni 1966)

The profiles of the hydrogen lines have been calculated taking into account the intermolecular electric field, the electronic collisions, and an exterior homogenous magnetic field in which the plasma is imbedded. We considered electron densities N within the range $10^{15} \leq N \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and magnetic field strengths $H \leq 1.2 \cdot 10^5$ Gauss. For very small magnetic fields our calculated line profiles coincide with the pure STARK profiles recently calculated by GRIEM, KOLB, and SHEN. With increasing magnetic fields, important deviations appear. The typical behaviour of the profiles as function of the magnetic field strength is shown. The calculated profiles have been compared with measured line profiles of H_{α} . The comparison of the theoretical profiles with the experimental ones shows a satisfying agreement.

* Stark gekürzte Veröffentlichung der Rapports EUR-CEA-FC-367 und CEA-R-3057, März 1966.

sind nach dem oben geschilderten Verfahren die Temperaturabhängigkeiten der Suszeptibilität von Nickel und γ -Eisen nach KOHLHAAS¹, eines Manganstahls X40MnCr22 (21,75% Mn, 3,55% Cr) und eines Chrom-Nickel-Stahls X8CrNiMoVNb 1613 (16,1% Cr, 14,2% Ni, etwa 5% sonstige) aufgetragen. Für das γ -Eisen werden in Tab. 1 einige Zahlenwerte mitgeteilt.

Nickel ist ferromagnetisch mit einem CURIE-Punkt bei 628°K . Wie zu erwarten ist, zeigt seine Suszeptibilität in der DANIELIAN-Auftragung einen fallenden Verlauf. Der Manganstahl ist antiferromagnetisch mit einem ausgeprägten NÉEL-Punkt bei Raumtemperatur. Hier zeigt die DANIELIAN-Auftragung den nach Abb. 1 a zu erwartenden steigenden Verlauf. Der Chrom-Nickel-Stahl weist in dem Diagramm steigende Tendenz auf. Der hieraus zu schließende Antiferromagnetismus bestätigt Messungen von KONDORSKII und SEDOV⁴, die an einer Cr–Ni-Legierung ähnlicher Zusammensetzung einen NÉEL-Punkt bei etwa 38°K mittels Suszeptibilitätsmessungen gefunden hatten. Alle diese Ergebnisse beweisen die Gültigkeit der in Abb. 1 a gezeigten theoretischen Untersuchungen von DANIELIAN. Es ergibt sich also fast zwingend aus dem steigenden Verlauf der Kurve für das γ -Eisen, daß dieses bei tiefen Temperaturen, seine Existenz vorausgesetzt, eine antiferromagnetische Spinanordnung besitzt. Extrapoliert man gegen $1/T=0$, so ergibt sich aus der so erhaltenen CURIE-Konstanten ein μ_{eff} von etwa 6,6 BOHRschen Magnetonen.

Herrn Prof. Dr. H. LANGE und Herrn Dir. Dr. E. BAERLECKEN danken wir für die Förderung dieser Untersuchung.

In allen Arbeiten, die sich bisher mit dem Studium der aus Plasmen abgestrahlten Spektrallinien befaßten, wird das Plasma stets als frei, d. h. keinen äußeren Einflüssen unterworfen betrachtet. Wird das Plasma jedoch einem starken äußeren Magnetfeld ausgesetzt, so verlieren einige für das freie Plasma gemachte Voraussetzungen ihre Gültigkeit, und die unter dem Einfluß eines Magnetfeldes aus einem Plasma abgestrahlten Linienprofile weichen von denen ohne Magnetfeld ab. Die in Gegenwart eines Magnetfeldes auftretenden Probleme bei der Berechnung der Profile sind bereits in einer früheren Arbeit diskutiert worden¹, wobei ebenfalls darauf hingewiesen wurde, daß erweiterte Berechnungen der Linienprofile nötig sind, wenn man durch einen Vergleich von experimentellen mit theoretischen Profilen die Elektronendichte N eines in einem starken Magnetfeld befindlichen Plasmas mit genügender Genauigkeit erhalten will.

In der hier vorliegenden Arbeit wird kurz über die Berechnung der Profile der Wasserstoff-Linien berichtet, die von einem Plasma emittiert werden, das sich in einem homogenen Magnetfeld befindet, dessen Stärke

¹ H. W. DRAWIN, Report EUR-CEA-FC-101, Fontenay-aux-Roses, Mai 1961.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

kleiner oder gleich $1,2 \cdot 10^5$ G ist und dessen Elektronendichte N zwischen 10^{15} und 10^{18} cm $^{-3}$ liegt. Diese Werte schließen praktisch alle Fälle ein, an denen man experimentell gegenwärtig interessiert ist.

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Linienprofile kann auf verschiedenen Effekten beruhen. Die wichtigsten der bereits in ¹ diskutierten Einflüsse lassen sich wie folgt charakterisieren:

1. In demselben Maße wie der quasi-statische Einfluß der Ionen (oder allgemeiner: wie der Einfluß langsamer geladener Teilchen) macht sich das Magnetfeld in einer Frequenzverschiebung der Energieniveaus des normalerweise ungestörten H-Atoms bemerkbar. Es ist für unsere Betrachtungen praktisch, den Parameter τ einzuführen, der wie folgt definiert werden soll:

$$\tau = \frac{\text{STARK-Effektverschiebung durch Normalfeldstärke } F_0}{\text{ZEEMAN-Effektverschiebung durch äußeres Magnetfeld } H}.$$

Hier stellt F_0 die „Normalfeldstärke“ des elektrischen Mikrofeldes im Plasma dar. Bezeichnet man die Hauptquantenzahl mit n , den BOHRschen Radius mit a_0 , so folgt, wenn e_0 die Elementarladung darstellt,

$$\tau = \frac{\frac{3}{2} n(n-1) e_0 a_0 F_0}{(n-1) e_0 \hbar H / (2 m_0 c)} \quad (1a)$$

mit $A_0 = (2 c \hbar / e_0^2) (F_0 / H)$

und den Beziehungen

$$F_0 = 2,603 \cdot e_0 N^{2/3}, \quad A_0 = 3,43 \cdot 10^{-7} N^{1/3} / H$$

(N in cm $^{-3}$, H in G) der einfache Ausdruck

$$\tau = \frac{3}{2} n A_0. \quad (1b)$$

Wenn τ groß wird (d. h. n und N groß, H klein), wird man die gewöhnlichen STARK-Profile erwarten dürfen. Wird τ von der Größenordnung 1 oder kleiner als 1, so hat das Magnetfeld infolge der ZEEMAN-Aufspaltung einen Einfluß auf die Linienkontur. Wenn die ZEEMAN-Aufspaltung gegenüber der STARK-Effektaufspaltung nicht mehr vernachlässigt werden kann, so können nicht mehr die einfachen STARK-Effektverschiebungen und ihre gewöhnlichen Intensitäten für die Berechnung verwendet werden¹. Es müssen vielmehr für jede im Plasma vorkommende elektrische Mikrofeldstärke F bei vorgegebener magnetischer Feldstärke aus der SCHRÖDINGER-Gleichung die Verschiebung und Intensität der auftretenden Komponenten berechnet werden, bevor über die quasi-statische Mikrofeldverteilung $W(F)$ integriert werden darf.

2. In Gegenwart eines magnetischen Feldes wird das Licht polarisiert. Die beobachteten Profile hängen folglich von der Beobachtungsrichtung relativ zur Richtung des Magnetfeldes ab, und zwar um so mehr, je stärker das Magnetfeld ist. Hierdurch werden die praktischen Rechnungen der Profile außerordentlich kompliziert.

3. In Gegenwart eines magnetischen Feldes haben die geladenen Teilchen die Tendenz, sich um die magnetischen Kraftlinien aufzurollen. Dies gilt gleichermaßen für die Elektronen wie für die Ionen. Für den Verbreiterungseffekt sind jedoch nur die *Elektronenbahnen* von Wichtigkeit. Sie werden in Gegenwart des Magnetfeldes Spiralen, die parallel zum Feld H verlaufen und den „mittleren“ Gyrationradius r_G besitzen, definiert durch

$$r_G = \frac{m_0 c}{e_0 H} \langle v_{\perp} \rangle \cong \frac{m_0 c}{e_0 H} \left(\frac{2 k T_e}{m_0} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Hier bedeutet $\langle v_{\perp} \rangle$ die mittlere Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld. Wenn der Gyrationradius der Elektronen kleiner wird als der DEBYE-Radius r_D , so kann dies einen Einfluß auf die Spektrallienkontur haben, worauf bereits in ¹ hingewiesen wurde. Diesbezügliche Rechnungen wurden unabhängig kürzlich von MASCHKE und VOSLAMBER² durchgeführt.

Für den Fall der normalerweise in der Spektroskopie vorkommenden Elektronendichten und solange die Magnetfelder nicht wesentlich stärker als $1 \cdot 10^5$ G werden, hat das Aufspulen der Elektronenbahnen keinen wesentlichen Einfluß. Dies hat seinen Grund darin, daß der DEBYE-Radius $r_D = (k T / 4 \pi N e_0^2)^{1/2}$ eine obere Grenze für den wirksamen Stoßparameter darstellt. Der Einfluß der Gyration der Elektronen darf also solange vernachlässigt werden, wie folgende Ungleichung gilt:

$$r_D \leq r_G. \quad (3a)$$

Indem wir r_D und r_G durch ihre analytischen Ausdrücke ersetzen, folgt daraus die Beziehung

$$\frac{H}{2 c (2 \pi m_0 N)^{1/2}} \leq 1 \quad (3b)$$

und numerisch

$$2,2 \cdot 10^2 H N^{-1/2} \leq 1 \quad (H \text{ in G; } N \text{ in cm}^{-3}). \quad (3c)$$

Berechnung der Linienprofile

Im Falle eines freien Plasmas wird der zentrale Teil des Linienprofils passend durch die Stoßtheorie beschrieben, solange die entsprechenden Frequenzverschiebungen $\Delta\omega$ kleiner sind als die Plasmafrequenz $\Delta\omega_p$ ^{3,4}. In den Linienflügeln sind dagegen Elektronen wie auch Ionen quasi-statisch zu behandeln⁵. Der zentrale Teil des Profils läßt sich mit den entfernteren Flügeln verbinden, wenn man die Elektronen-Elektronen-Korrelation bei den Elektronenstößen mit berücksichtigt^{6,7}. In Gegenwart eines Magnetfeldes sollten diese Betrachtungen solange gültig bleiben, wie die durch den ZEEMAN-Effekt hervorgerufene Frequenzverschiebung $\Delta\omega_z$ kleiner bleibt als die Plasmafrequenz, solange also gilt

$$\Delta\omega_z = \frac{(n-1) e_0 H}{2 m_0 c} \ll \omega_p. \quad (4)$$

² E. K. MASCHKE u. D. VOSLAMBER, Report EUR-CEA-FC-354, Januar 1966, Fontenay-aux-Roses, und Proc. Intern. Congress on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965.

³ M. BARANGER, Phys. Rev. **111**, 494 [1958] und Artikel in Atomic and Molecular Processes, Ed. D. R. BATES, Academic Press, Inc., New York 1962.

⁴ A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **111**, 514 [1958].

⁵ H. MARGENAU u. M. LEWIS, Rev. Mod. Phys. **31**, 569 [1959].

⁶ M. LEWIS, Phys. Rev. **121**, 501 [1961].

⁷ NGUYEN-HOE, H. W. DRAWIN u. L. HERMAN, Report CEA-R 2912, Fontenay-aux-Roses 1965 und Report EUR 2630.f, Brüssel 1966.

Bei unseren Berechnungen nehmen wir an, daß diese Hypothese erfüllt ist. Nach der Stoßtheorie ist dann der zentrale Teil des Profils durch folgende Gleichung gegeben

$$I_e(\omega) = \int W(\mathbf{F}) d\mathbf{F} I_e(\omega, \mathbf{F}, \mathbf{H}), \quad (5)$$

wo $W(\mathbf{F})$ die Wahrscheinlichkeitsfunktion des elektrischen Mikrofeldes ist. I_e ist das durch Elektronenstöße verbreiterte Profil für eine vorgegebene Mikrofeldstärke \mathbf{F} , eine vorgegebene magnetische Feldstärke \mathbf{H} und eine festgelegte Polarisationsrichtung \mathbf{e} . Um diese Integration auszuführen, muß zunächst die SCHRÖDINGER-Gleichung

$$H(\mathbf{F}, \mathbf{H})|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad (6)$$

gelöst werden unter Berücksichtigung der verschiedenen Polarisationsrichtungen \mathbf{e} . Diese Rechnungen wurden durchgeführt, bezüglich Einzelheiten sei auf ^{8,9} verwiesen.

Bei der Berechnung der durch die Elektronenstöße hervorgerufenen Verbreiterung haben wir die Aufspaltung des unteren Niveaus einer Linie vernachlässigt. Für die LYMAN-Linien ist dies streng gültig, da das Grundniveau stets einfach ist. Für die höheren Serien (BALMER, PASCHEN, ...) führt die Vernachlässigung der Aufspaltung des unteren Niveaus zumindest für die erste Linie einer Serie zu einer etwas weniger verbreiterten Linie. Dies wirkt sich jedoch nur im zentralen Teil des Profils aus, d. h. etwa im Gebiet innerhalb der Halbwertsbreite. Bei der Linie H_α dürfte die Vernachlässigung der Aufspaltung des unteren Niveaus zu einer etwa 10% kleineren Halbwertsbreite führen gegenüber dem Fall, bei dem diese Aufspaltung mit berücksichtigt würde.

Resultate

In den Abb. 1 und 2 werden einige für eine Elektrodendichte $N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ berechnete Profile für verschiedene magnetische Feldstärken für den Fall der Beobachtung parallel zum Magnetfeld gezeigt. Die Abszisse gibt den Abstand vom Linienzentrum in relativen Einheiten $\alpha = \Delta\lambda/F_0$ an, wobei $\Delta\lambda$ der Abstand von der Linienmitte in Angström-Einheiten bedeutet. F_0 ist die Normalfeldstärke in elektrostatischen c.g.s.-Einheiten. Die Intensität $S(\alpha)$ ist so normiert, daß

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) d\alpha = 1$$

ist. Für verschwindend kleine Magnetfeldstärken stimmen die von uns berechneten Profile mit denen von GRIEM, KOLB und SHEN¹⁰ veröffentlichten Profilen sehr

⁸ L. HERMAN, NGUYEN-HOE, H. W. DRAWIN, B. PETROPOULOS u. C. DEUTSCH, Report CEA-R 2913, Fontenay-aux-Roses 1965, und Report EUR 2604.f, Brüssel 1966. — Siehe auch Proc. Intern. Congress on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965.

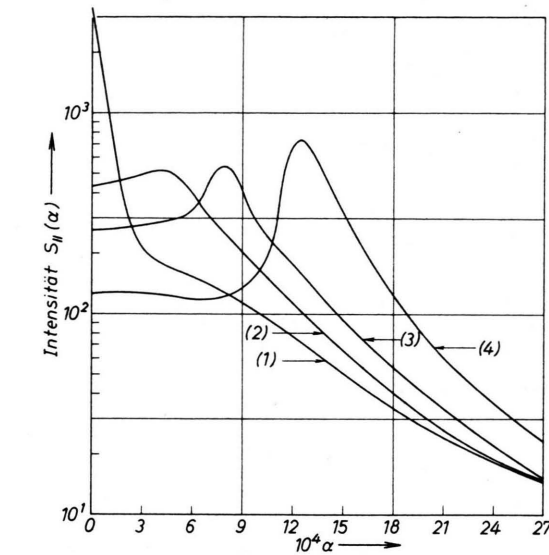


Abb. 1. Theoretisches Profil der LYMAN- α -Linie bei Beobachtung parallel zum Magnetfeld für vier verschiedene Magnetfeldstärken. $N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ °K}$. (1) $H = 1 \cdot 10^3 \text{ G}$, (2) $H = 4 \cdot 10^4 \text{ G}$, (3) $H = 6 \cdot 10^4 \text{ G}$, (4) $H = 10^5 \text{ G}$.

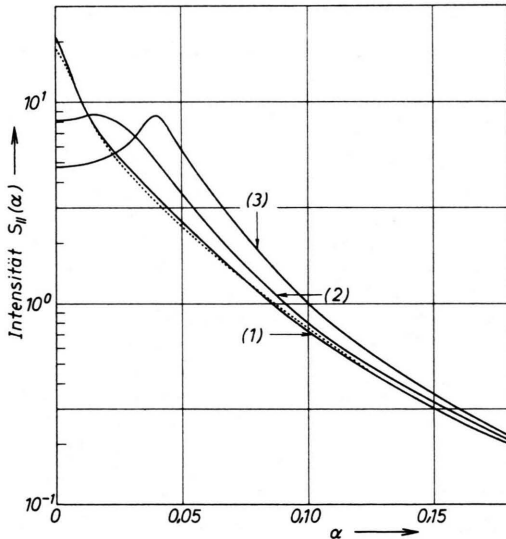


Abb. 2. Theoretisches Profil der H_α -Linie bei Beobachtung parallel zum Magnetfeld für drei verschiedene Magnetfeldstärken. $N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ °K}$. (1) $H = 10^3 \text{ G}$, (2) $H = 6 \cdot 10^4 \text{ G}$, (3) $H = 10^5 \text{ G}$. Die punktierte Kurve ist für $H = 0$ nach ¹⁰.

⁹ NGUYEN-HOE, H. W. DRAWIN u. L. HERMAN, Report EUR-CEA-FC-367, Fontenay-aux-Roses 1966, und Report CEA-R-3057, März 1966.

¹⁰ H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, U.S. Naval-Research-Report 5455, Washington 1960.

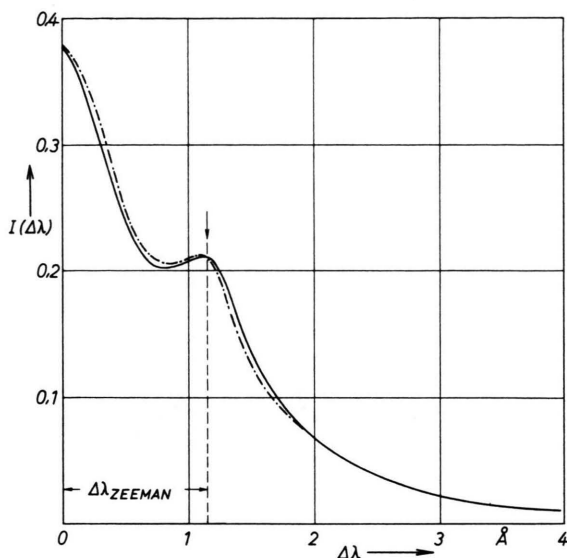


Abb. 3. Vergleich von experimentellem und theoretischem Profil der H_α -Linie bei transversaler Beobachtung.
 $H=5,1 \cdot 10^4$ G, $N=3,4 \cdot 10^{15}$ cm $^{-3}$, $T=10^4$ °K.
 — Theorie, - - - - Experiment.

gut überein. Mit wachsendem Magnetfeld jedoch ändern sich die Profile wesentlich. Das in diesen Abbildungen gezeigte Verhalten der Profile in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke ist charakteristisch für alle Linien. Weitere umfangreiche Tabellen und Kurven sind in ⁹ zusammengefaßt.

In einer experimentellen Studie wurden Linienprofile gemessen und mit den theoretischen verglichen. Abb. 3 zeigt die bei Beobachtung senkrecht zum Magnetfeld erhaltene Linienkontur von H_α . Zum Vergleich ist die entsprechende theoretische Kurve mit eingezeichnet. Die theoretische Kurve gibt das experimentell ermittelte Profil weitgehend richtig wieder. Die im Bereich der Halbwertsbreite auftretende Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment kann teilweise dadurch erklärt werden, daß bei den Rechnungen die Aufspaltung des unteren Niveaus vernachlässigt wurde.

Bezüglich weiterer Einzelheiten der experimentellen Anordnung und des gewählten Auswerteverfahrens sei auf ⁹, ¹¹, ¹² verwiesen.

¹¹ H. W. DRAWIN, L. HERMAN u. NGUYEN-HOE, Report EUR-CA-FC-321, Fontenay-aux-Roses 1965.

¹² L. BECKER u. H. W. DRAWIN, Z. Instrumentenk. **74**, 184 [1966].

Die Bandenemission des F_2 und F_2^+ im Spektralbereich zwischen 4500 und 8500 Å

W. STRICKER

DVL-Institut für Raketentreibstoffe, Abteilung Spektroskopie
 Stuttgart-Vaihingen

(Z. Naturforsch. **21 a**, 1518—1519 [1966]; eingeg. am 5. August 1966)

VON GALE und MONK^{1,2} und AARS³ wurde das Bandenspektrum des Fluormoleküls im Wellenlängenbereich 4500–7000 Å mit hoher Dispersion untersucht. Sie konnten von zwei Banden vollständige Rotationsanalysen durchführen, von drei weiteren Banden gaben GALE und MONK Teilanalysen an. Auf Grund dieser Ergebnisse und einiger weiterer Kantenmessungen stellten sie ein DESLANDRES-Schema auf und ordneten alle Banden einem $^1\Sigma \rightarrow ^1\Pi$ -Übergang zu. Die Schwingungsanalyse galt jedoch als unsicher^{4,5}, obwohl es zunächst keine bessere Alternative gab.

Um diese Ergebnisse nochmals zu überprüfen, wurde das F_2 -Emissionsspektrum mit einem 5 m-Gitterspektrographen (EBERT-Aufstellung; 1,5 Å/mm reziproke Dispersion) im Wellenlängenbereich 4500–8500 Å von uns neu aufgenommen.

Die Anregung der F_2 -Banden erfolgte in einer Entladungsröhre aus Pyrex (Entladungsraum: 250 mm

lang; 10 mm ϕ) mit Nickelelektroden bei einem ständig fließenden Fluorstrom (1,5 l/h) ohne Trägergas. Die Pyrexfenster waren von der heißen Entladungszone so weit entfernt, daß das Rohr viele Stunden betrieben werden konnte, ohne daß die Fenster stark angeätzt waren. Sehr kritisch auf die optimale Anregung der F_2 -Banden wirkten sich der F_2 -Druck und die Stromstärke aus. Die besten Ergebnisse wurden im Druckbereich 3–6 Torr bei 7–10 mA erzielt. Die Brennschaltung betrug ca. 2–2,5 kV ~. Wegen der hohen Aggressivität des Fluors war es wünschenswert, die Belichtungszeiten so kurz wie möglich zu halten. Deshalb wurde ein Teil der Entladung über einen Hohlspiegel am hinteren Ende der Röhre in sich abgebildet. Trotzdem betrugen die Expositionszeiten noch bis zu vier Stunden. Die Registrierung der Spektren geschah auf Kodak 103 a-F- und I-N-Platten. Für das nahe Infrarot wurden die I-N-Platten durch Baden in 1-proz. NH_3 -Lösung hypersensibilisiert.

Die Auswertung der Spektren zeigte, daß die Schwingungsanalyse von GALE und MONK nicht richtig ist.

1. Die gemessenen, rot abschattierten Banden des F_2 -Moleküls bestehen aus drei Zweigen, wovon der Q-Zweig der intensivste ist. Sie entsprechen also einem $^1\Sigma \rightarrow ^1\Pi$ -Übergang. Die von uns ausgeführten Rotationsanalysen von vier Banden beweisen jedoch, daß es sich nicht um einen einzigen $^1\Sigma \rightarrow ^1\Pi$ -Übergang

¹ H. G. GALE u. G. S. MONK, Phys. Rev. **29**, 211 [1927].

² H. G. GALE u. G. S. MONK, Astrophys. J. **69**, 77 [1929].

³ J. AARS, Z. Phys. **79**, 122 [1932].

⁴ R. T. BIRGE, Int. Critic. Tables, Vol. IV [1929].

⁵ R. W. B. PEARSE u. A. G. GAYDON, The Identification of Molecular Spectra, Chapman & Hall Ltd., 3. Ed. London 1963.