

Zum EPR-Spektrum des molekularen Sauerstoffs *

R. TISCHER

II. Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 22 a, 1711—1724 [1967]; eingegangen am 10. Mai 1967)

Am molekularen Sauerstoff $O^{16}O^{16}$ im Elektronengrundzustand $X^3\Sigma_g^-$ wurden 275 magnetische Dipolübergänge zwischen den ZEEMAN-Komponenten der Feinstrukturterme der Rotationsniveaus bei Zimmertemperatur beobachtet. Die Übergangsfrequenz lag bei 35,8 GHz, das statische Magnetfeld wurde im Bereich von 5,4 bis 15 kG variiert. 17 Linien wurden besonders sorgfältig untersucht und als Übergänge mit $\Delta K=0$, $\Delta J=-1$ und $\Delta M_J=0, -1$ identifiziert. Die Messung der 17 ausgewählten Linien gestattet mit den Werten der Molekülparameter des Elektronengrundzustandes eine präzise Bestimmung der g -Faktoren des $O^{16}O^{16}$ -Moleküls. Unter den vorliegenden Werten werden nur diejenigen von BOWERS-KAMPER-LUSTIG verifiziert.

Das Sauerstoffmolekül besitzt einen $^3\Sigma_g^-$ -Elektronengrundzustand, der von der Elektronenkonfiguration der beiden Valenzelektronen $(\pi_g 2p)^2$ gebildet wird. Die Feinstruktur des Elektronengrundzustandes entsteht durch Wechselwirkung des Gesamtelektronenspins S (Quantenzahl S : $S=1$) mit dem Drehimpuls der Rotation des Kerngerüsts K . Beide bilden zusammen den Gesamtdrehimpuls J des Moleküls, da Kerndrehimpulse beim $O^{16}O^{16}$ -Molekül nicht vorhanden sind. Zu jedem Rotationszustand, charakterisiert durch die Quantenzahl K , gehören also genau drei Feinstrukturterme mit den Gesamtdrehimpuls-Quantenzahlen $J=K$ und $J=K\pm 1$. Infolge des bestimmten Verhaltens der ψ -Funktion gegenüber Spiegelungen $(-, g)$ existieren nur die ungeraden Rotationszustände $K=1, 3, 5$, usw. In einem äußeren Magnetfeld \mathfrak{H} spaltet jeder Feinstrukturterm J jedes Rotationszustandes K in $2J+1$ ZEEMAN-Terme auf. Die relativ große Aufspaltung ist dem magnetischen Moment des Moleküls proportional, das beim Sauerstoff im wesentlichen durch das mit dem Gesamtelektronenspin S verbundene magnetische Moment $\mu_S = g_S^e \mu_B S$ gebildet wird. Das paramagnetische Elektronenresonanz-(EPR)-Spektrum entsteht durch Absorption von Quanten der Frequenz ν , deren Energie $h\nu$ gerade gleich dem Energieabstand zweier ZEEMAN-Terme ist.

Das EPR-Spektrum des Sauerstoffs wurde bereits mehrfach untersucht. Zu nennen sind hier die Arbeiten von BERINGER und CASTLE¹, von TINKHAM und STRANDBERG^{2,3} und von BOWERS, KAMPER und LUSTIG⁴, die die Absorptionslinien im X- bzw. S-Band bei Feldstärken bis 13 kG beobachteten, von KUSCH und HENDRIE⁵ sowie von BRINK⁶, die bei kleinen Feldstärken arbeiteten und eine Molekularstrahlapparatur benutzten, und von FALICK, MAHAN und MYERS⁷, die im X-Band das Spektrum des ersten angeregten, metastabilen $^1\Delta_g$ -Zustandes der gleichen Elektronenkonfiguration untersuchten. Die bisher beobachteten Übergänge gehorchen alle den Auswahlregeln $\Delta K=0$, $\Delta J=0, \pm 2$ und $\Delta M_J=0, \pm 1$. Es lag nahe, auch einmal die erlaubten Übergänge $\Delta J=\pm 1$, $\Delta M_J=0, \pm 1$ zu untersuchen, die bei den üblichen Feldstärken bis 15 kG allerdings erst im 8 mm-Gebiet zu erwarten sind. Die Theorie des $O^{16}O^{16}$ -Moleküls im Magnetfeld wird seit der Arbeit von TINKHAM und STRANDBERG³ als im wesentlichen bekannt angesehen. Jedoch ergaben die genannten, nach den verschiedenen Methoden durchgeführten Messungen im Rahmen der Fehlergrenzen keine übereinstimmenden Resultate. Auch aus diesem Grunde schien es interessant, noch einmal Messungen am Sauerstoffmolekül $O^{16}O^{16}$ durchzuführen und durch ein wieder anderes Vorgehen die bisher vorliegenden Ergebnisse zu prüfen.

* D 188, gekürzt.

¹ R. BERINGER u. J. G. CASTLE, Phys. Rev. **81**, 82 [1951].² M. TINKHAM u. M. W. P. STRANDBERG, Phys. Rev. **97**, 937 [1955].³ M. TINKHAM u. M. W. P. STRANDBERG, Phys. Rev. **97**, 951 [1955].⁴ K. D. BOWERS, R. A. KAMPER u. C. D. LUSTIG, Proc Roy. Soc. London **251**, 565 [1959].⁵ J. M. HENDRIE u. P. KUSCH, Phys. Rev. **107**, 716 [1957].⁶ G. O. BRINK, Bull. Am. Phys. Soc. **11**, 711 [1966]. — Über diese Arbeit erschien bisher nur eine kurze Zusammenfassung ohne Angabe von Einzelheiten der Untersuchungen.⁷ A. M. FALICK, B. H. MAHAN u. R. J. MYERS, J. Chem. Phys. **42**, 1837 [1965].

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.

I. Versuchsaufbau und Meßverfahren

Die Messungen erfolgten im 8 mm-Gebiet mit einem kommerziellen AEG EPR-Spektrometer Typ 20 X, das durch den Austausch der Mikrowellenteile auf den Betrieb im Q-Band umgerüstet wurde. Die Frequenz des Klystrons (Valvo 55335) wurde zur Stabilisierung von Hand durch feine Variation der Anodenspannung auf die Frequenz – benutzt wurde die 40. Oberwelle – einer quartzesteuerten Frequenzdekade (Schomandl FD 3) mit einer Genauigkeit von $\pm 1,5$ ppm abgestimmt. Als Klystronnetzgerät diente das Netzgerät PP 4485 von Philips. Die in diesem Gerät vorgesehene Wechselspannungsheizung des Klystrons wurde durch eine Heizung mit stabilisierter Gleichspannung ersetzt. Dies war zur Erhöhung der Frequenzstabilität und zur Reduzierung der Strahlungsbreite der vom Klystron emittierten Strahlung unbedingt erforderlich. Die Strahlungsbreite betrug nach dieser Änderung immer noch 2 bis 3 ppm. Die kurzzeitigen Schwankungen der Ausgangsfrequenz des mit einem Haake-Flüssigkeits-Thermostaten thermostatisierten Klystrons mit diesem so ergänzten Netzgerät lagen bei 1 ppm/min. Die Frequenz der Mikrowellendekade wurde der Resonanzfrequenz des H_{011} -Zylinderresonators von ca. 35,8 GHz angeglichen. Als endgültiges Kriterium für die Feinabstimmung diente die bei Gleichheit der Frequenzen (Klystronfrequenz – stabilisiert mit Hilfe der Mikrowellendekade FD 3 – und Resonanzfrequenz des Resonators) geforderte Symmetrie der Absorptionslinien. Der Zylinderresonator (7,6 mm Höhe, 12,1 mm ϕ), der durch ein Koppelloch (0,5 mm Tiefe, 2,2 mm ϕ) im Deckel an der Stelle des halben Radius des Zylinders an die Rechteckleitung angeschlossen war, wurde ganz mit reinem Sauerstoff gefüllt. Die zylindrische Wand des Resonators wurde durch eine dicht gewickelte Drahtwendel aus lackisoliertem Cu-Draht (1 mm ϕ) gebildet, die von außen in Araldit eingegossen war. Diese Konstruktion ermöglichte es, das statische Magnetfeld im Innern des Resonators auf einfache Weise mit 125 kHz durch zwei konzentrische, an den Polplatten befestigte Modulationsspulen zu modulieren.

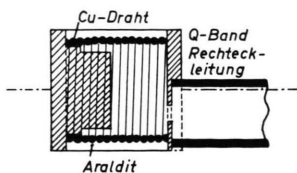


Abb. 1. Der H_{011} -Zylinderresonator.

Als Empfangsdetektor diente ein 1 N 26-Detektor in der Philips-Detektorhalterung.

Das statische Magnetfeld, das durch den zum X-Band-Spektrometer gehörenden 20 cm-Magneten erzeugt wurde, konnte bei einem Polschuhabstand von 3 cm von Null bis 15 kG variiert werden. Zur Beurteilung der Feldhomogenität im Luftspalt wurden Feldkarten aufgenommen. Die maximale Feldabweichung gegen den Wert am Ort der Resonatormitte, die über

das gesamte Resonatorvolumen nach Homogenisierung des Feldes gemessen wurde, betrug -6 ppm. Zur Messung des Magnetfeldes diente ein AEG Kernresonanz-Magnetfeldmesser. Die mit 0,2-m. CuSO_4 -Lösung in Glycerin gefüllte Protonenresonanz-Flachsonde befand sich – ebenso wie der H_{011} -Resonator – in Luftspaltmitte vor dem zylindrischen Resonator, dessen Achse senkrecht zur Feldrichtung vertikal orientiert war. Die Felddifferenz zwischen Resonatormitte und Protonenresonanzsonde wurde durch Ersetzen des Resonators durch eine zweite Protonenresonanz-Flachsonde für den gesamten Feldstärkenbereich sorgfältig ausgemessen und bei der Angabe der beobachteten Resonanzlinien jeweils berücksichtigt. Durch diese Methode der Bestimmung der Resonanzfeldstärken ergab sich ein zusätzlicher Fehler von etwa 2 bis 3 ppm. Die Frequenz des Protonenüberganges wurde unterhalb 50 MHz mit einem Hewlett-Packard-5245 L-Frequenzzähler, oberhalb mit der Frequenzdekade FD 1 von Schomandl gemessen. Die 100 kHz-Frequenzen der Quarzoszillatoren der insgesamt drei Frequenzmesser wurden gegenseitig kontrolliert. Sie stimmten – ggf. nach Korrektur – bis auf 10^{-7} überein. Die 100 kHz-Bezugsfrequenz der Mikrowellendekade war an die 10 MHz-Normalfrequenz des Senders MSF angeschlossen worden.

Bei der Aufnahme des gesamten Spektrums bei Zimmertemperatur – es handelte sich dabei um 275 Linien – wurde ein Gasdruck von ca. 0,6 mm Hg angewandt. Es ergaben sich Signal-Rausch-Verhältnisse bis oberhalb von 1000:1. Wegen dieses hohen Signal-Rausch-Verhältnisses läßt sich nicht sagen, ob nicht einige wenige Linien dem Molekül $\text{O}^{16}\text{O}^{18}$ zugeordnet werden müssen, das im natürlichen Sauerstoff zu 0,2% enthalten ist. Jede Linie wurde mindestens zweimal geschrieben, die zugehörigen Magnetfelder stimmten bei (umgerechnet) gleicher Frequenz auf weniger als 20 ppm überein. Unterhalb von 5,4 kG konnten keine Absorptionslinien mehr gefunden werden.

Die 17 ausgesuchten Übergänge wurden jeweils mindestens dreimal bei Gasdrücken um 0,2 mm Hg geschrieben. Auch hier wurde stets die volle Klystronleistung am Mikrowellen-T-Glied verwandt; die Modulationsamplitude war kleiner als ein Drittel der Wendepunktsbreite der Absorptionslinie. Die drei Registrierungen stimmten untereinander im ungünstigsten Fall auf 5 ppm im Magnetfeld überein, nachdem eine Änderung in der Klystronmittelfrequenz durch das bekannte Verhältnis $dH/d\nu$ berücksichtigt worden war.

II. Theorie des $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ EPR-Spektrums

1. Die Feinstruktur des Elektronengrundzustandes des $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Moleküls bei Abwesenheit äußerer Felder.

Das Mikrowellenspektrum des $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Moleküls

Grundlage für die im folgenden gegebene Theorie der Feinstruktur des Elektronengrundzustandes des $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Moleküls für den Fall der Abwesenheit äuße-

rer Felder ist der HAMILTON-Operator H_0 nach der Darstellung von TINKHAM und STRANDBERG². Diese gewinnen in BORN-OPPENHEIMER-Näherung – allerdings unter Berücksichtigung von Wechselwirkungen mit benachbarten Elektronenzuständen – für den Grundzustand:

$$H_0 = H_{\text{Vibr.}} + B \mathbf{K}^2 + \frac{2}{3} \lambda (3 \mathbf{S}_{z'}^2 - \mathbf{S}^2) + \mu (\mathbf{K} \mathbf{S}). \quad (1)$$

x' , y' , z' bezeichnet ein mit dem Molekül rotierendes, im Schwerpunkt verankertes Koordinatensystem; die z' -Achse liegt in der Kernverbindungsline. In erster Näherung bedeuten die Summanden der Reihe nach: 1. die Schwingungsenergie, 2. die Rotationsenergie, 3. die Wechselwirkungsenergie der beiden Elektronenspins und 4. die Energie der magnetischen Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronenspins und der Rotation des Kerngerüsts. In zweiter Näherung ist zu berücksichtigen, daß die „Konstanten“ B , λ und μ auch Anteile enthalten, die aus der Wechselwirkung zwischen Rotation und Elektronen(bahn)drehimpuls sowie aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung der Elektronen stammen. Wie bekannt, hängen die Größen B , λ und μ vom Kernabstand R der beiden O^{16} -Kerne ab. Bezeichnet man die relative Abweichung vom Gleichgewichtsabstand R_e mit $\xi = (R - R_e)/R_e$, so benötigt man folgende Entwicklungen, um die experimentellen Ergebnisse vollständig beschreiben und deuten zu können:

$$\left. \begin{aligned} B &= B_e (1 - 2 \xi + 3 \xi^2) - B'', \\ \lambda &= \lambda_e + \tilde{\lambda}_1 \xi + \tilde{\lambda}_2 \xi^2, \\ \mu &= \mu_e + \mu_1 \xi. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

B_e dient hier als Abkürzung für $\hbar^2/2 M R_e^2$; M bezeichnet die reduzierte Masse. Alle Drehimpulse werden in Einheiten \hbar gemessen. Die Konstante \hbar wird jeweils von vornherein zu den Kopplungskonstanten hinzugenommen, so daß diese in Energieeinheiten zu messen sind. Als passende Energieeinheit wird die Frequenz (Hz) gewählt. Gegenüber der Arbeit von TINKHAM und STRANDBERG² ist hier eine Abhängigkeit der Kopplungskonstanten μ vom Kernabstand R hinzugenommen. Dies erwies sich angesichts der höheren Genauigkeit der heute vorliegenden Messungen als notwendig. Für die potentielle Energie der Schwingung werden zweckmäßigerweise die ersten Glieder eines DUNHAM-Potentials benutzt, so daß sich für $H_{\text{Vibr.}}$ insgesamt ergibt:

$$H_{\text{Vibr.}} = P_{\text{Vibr.}}^2 / 2 M + 2 \pi^2 M R_e^2 \omega_e^2 \xi^2 + b \xi^3. \quad (3)$$

Der zweite Term definiert die sogen. Schwingungsfrequenz ω_e .

Da der zu untersuchende Zustand ein Σ -Zustand ist, muß das Verhalten des Moleküls in erster Näherung am besten unter Zugrundelegung des HUNDSchen Kopplungsfalles b) zu beschreiben sein. Basis im Eigenfunktionssystem des HUNDSchen Kopplungsfalles b) ist das Produkt der Eigenfunktionen zum harmonischen Oszillator, zum Quadrat des Gesamtelektronenspins \mathbf{S}^2 , des Drehimpulses der Rotation des Kerngerüsts \mathbf{K}^2 , des Gesamtdrehimpulses \mathbf{J}^2 und der Projektion des Gesamtdrehimpulses auf eine ausgezeichnete Achse J_z ; sie wird durch die zugehörigen Quantenzahlen angegeben:

$$\psi(\text{harm. Osz., } \mathbf{S}^2, \mathbf{K}^2, \mathbf{J}^2, J_z) = |v S K J M_J\rangle.$$

Die von Null verschiedenen Matrixelemente der Operatoren in H_0 im HUNDSchen Kopplungsfall b) sind:

$$\begin{aligned} \langle v S K J M_J | \mathbf{K}^2 | v S K J M_J \rangle &= K(K+1), \\ \langle v S K J M_J | \mathbf{S}^2 | v S K J M_J \rangle &= S(S+1), \\ \langle v S K J M_J | \mathbf{K} \mathbf{S} | v S K J M_J \rangle &= \frac{1}{2} [J(J+1) - K(K+1) - S(S+1)], \\ \langle v S K J M_J | \mathbf{S}_{z'} | v S K + 1 J M_J \rangle &= \langle v S K + 1 J M_J | \mathbf{S}_{z'} | v S K J M_J \rangle \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{[(J+K+1)(J+K+2) - S(S+1)][S(S+1) - (J-K)(J-K-1)]}{(2K+1)(2K+3)}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Die Matrixelemente von ξ , ξ^2 und ξ^3 im Eigenfunktionssystem des harmonischen Oszillators findet man in jeder Darstellung der Grundlagen der Quantenmechanik sowie bei TINKHAM und STRANDBERG², Gl. (36).

Die Energietermine \mathcal{W} des Moleküls gewinnt man durch Lösen der Säkulargleichung. Die exakte Lösung dieser Gleichung

$$\text{Det}((v K | H_0 | v' K') - \mathcal{W} \delta_{vv'} \delta_{KK'}) = 0$$

ist wegen der unendlich hohen Ordnung und der doppelten Nichtdiagonalität der Matrix von H_0 in v und K nicht möglich. Praktisch sind aber die Abstände der Energietermine mit unterschiedlicher Schwingungsquantenzahl v so groß gegen die Energieabstände der einzelnen Rotationsterme, daß es völlig ausreichend

ist, die benachbarten Schwingungszustände in Form einer Störung erster Ordnung zu berücksichtigen. Man erhält in der bekannten Weise mit dem Störungsmitglied erster Ordnung:

$$(v SKJM_J | H_0 | v' SK'JM_J) \rightarrow (v SKJM_J | H_{\text{eff}} | v SK'JM_J) \quad (5)$$

$$(v SKJM_J | H_{\text{eff}} | v SK'JM_J) = (v SKJM_J | H_0 | v SK'JM_J) + \sum_{\substack{K''K'' \\ v \neq v''}} \frac{(vK | H_0 | v''K'') (v''K'' | H_0 | vK')}{E_v - E_{v''}}.$$

Diese sogen. VAN VLECK-Transformation schafft einen effektiven HAMILTON-Operator H_{eff} , der nur innerhalb eines bestimmten Schwingungszustandes wirkt. Durch Einsetzen der in Gln. (5) angegebenen Matrixelemente findet man die folgenden Matrixelemente für H_{eff} :

$$(vK | H_{\text{eff}} | vK) = W_0(v) + K(K+1) [B_v - D_v K(K+1)] + \frac{1}{2} C(JKS) [\mu_v + K(K+1) \mu_1] + \frac{3}{2} F(JKS) [\lambda_v + K(K+1) \varrho_v] - \frac{1}{4} C^2(JKS) A_{\mu\mu} - \frac{1}{3} F(JKS) C(JKS) A_{\mu\lambda}, \quad (6)$$

$$(vJ-1 | H_{\text{eff}} | vJ+1) = (vJ+1 | H_{\text{eff}} | vJ-1) = [2\sqrt{J(J+1)/(2J+1)}] [\lambda_v + (J^2 + J + 1) \varrho_v + \frac{3}{2} A_{\mu\lambda}];$$

Abkürzungen:

$$C(JK1) = \begin{cases} 2(J-1) & \text{für } K=J-1 \\ -2 & \text{für } K=J \\ -2(J+2) & \text{für } K=J+1 \end{cases} \quad F(JK1) = \begin{cases} -(J-1)/(2J+1) & \text{für } K=J-1 \\ 1 & \text{für } K=J \\ -(J+2)/(2J+1) & \text{für } K=J+1 \end{cases}$$

$$W_0(v) = \text{const} + \bar{\omega}_e(v + \frac{1}{2}) - \omega_e x_e(v + \frac{1}{2})^2$$

$$= - (8 \tilde{\lambda}_1^2/9 B_e) \varepsilon^2 + (\omega_e - (16 \tilde{\lambda}_2^2/9 B_e) \varepsilon^3)(v + \frac{1}{2}) - 30(b^2/\omega_e) \varepsilon^3(v^2 + v + \frac{1}{6}),$$

$$\varepsilon = B_e/\omega_e,$$

$$B_v = B_e - \alpha_e(v + \frac{1}{2})$$

$$= B_e - B'' + (6 \varepsilon B_e + 24 \varepsilon^3 b)(v + \frac{1}{2}),$$

$$D_v = D_e - \beta_e(v + \frac{1}{2}) = 4 B_e \varepsilon^2 + 18 B_e \varepsilon^3(v + \frac{1}{2}),$$

$$\mu_v = \mu_e - 12 b \varepsilon^3(\tilde{\lambda}_1/B_e)(v + \frac{1}{2}), \quad \mu_1 = 4 \varepsilon^2 \tilde{\mu}_1,$$

$$\lambda_v = \lambda_e + (2 \tilde{\lambda}_1^2/3 B_e) \varepsilon^2$$

$$+ (2 v + 1) [\tilde{\lambda}_2 \varepsilon + (2 \tilde{\lambda}_2^2/3 B_e) \varepsilon^3 - 6 b \varepsilon^3(\tilde{\lambda}_1/B_e)],$$

$$\varrho_v = 4 \tilde{\lambda}_1 \varepsilon^2 - 12 \tilde{\lambda}_2 \varepsilon^3(v + \frac{1}{2}),$$

$$A_{\mu\mu} = (\tilde{\mu}_1^2/B_e) \varepsilon^2,$$

$$A_{\mu\lambda} = 2 \varepsilon^2 \tilde{\mu}_1(\tilde{\lambda}_1/B_e).$$

Wie man sieht, ergeben sich neben unbekannten einige bereits allgemein gut bekannte Ausdrücke für die einen Rotator in einem 1Σ -Elektronenzustand und einem DUNHAM-Potential beschreibenden Molekülparameter (vgl. z. B. HERZBERG⁸ oder TOWNES und SCHAWLOW⁹). Natürlich stellen die hier angegebenen Gleichungen nur Näherungen erster Ordnung dar:

$$\begin{aligned} \bar{B}_e &= B_e - B'', & -\alpha_e &= 6 \varepsilon B_e + 24 b \varepsilon^3, \\ D_e &= 4 B_e \varepsilon^2, & -\beta_e &= 18 B_e \varepsilon^3, \\ \bar{\omega}_e &= \omega_e - \frac{16}{9} \varepsilon^3 \tilde{\lambda}_2^2/B_e, & \omega_e x_e &= 30 \varepsilon^3 b^2/\omega_e. \end{aligned} \quad (7)$$

Interessantestes Ergebnis ist die Tatsache, daß die üblicherweise gemessene Rotationskonstante (hier) \bar{B}_e von B_e abweicht, und zwar infolge der Beimischung von Π -Zuständen zum Σ -Elektronengrundzustand. Die Änderung von B_e und R_e auf Grund des „Fehlers“ B'' kalkulierten TINKHAM und STRANDBERG².

Vergleicht man die in Gln. (6) angegebenen Ergebnisse mit den von WEST und MIZUSHIMA¹⁰ erweiterten theoretischen Überlegungen von HILL und MIZUSHIMA¹¹, so erhält man völlige Übereinstimmung unter der Bedingung, daß die Konstanten $A_{\mu\mu}$ und $A_{\mu\lambda}$ Null sind. Eine Berechnung mit den hier vorweggenommenen Zahlenwerten von μ_1 und ϱ_0 liefert für $A_{\mu\mu}$ nur 10^{-1} Hz und für $A_{\mu\lambda}$ 50 Hz. Im Rahmen der bisher erreichten experimentellen (absoluten) Genauigkeit von ± 10 kHz bei der Bestimmung von Termabständen kann man diese Konstanten daher getrost vernachlässigen, was auch hier geschehen soll.

Die verbleibende 3×3 -Säkulardeterminante für die jeweils drei Rotationszustände für einen und denselben J -Wert zerfällt nun in das Produkt einer 1×1 - und einer 2×2 -Determinante, so daß die Lö-

⁸ G. HERZBERG, Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules, D. van Nostrand Co., 2. Auflage, New York 1953.

⁹ C. H. TOWNES u. A. L. SCHAWLOW, Microwave Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co., New York 1955.

¹⁰ B. G. WEST u. M. MIZUSHIMA, Phys. Rev. **143**, 31 [1966].

¹¹ M. MIZUSHIMA u. R. M. HILL, Phys. Rev. **81**, 82 [1951].

sungen $W_{K=J, J}$ und $W_{K=J\pm 1, J}$ sofort geschlossen angebbbar sind:

$$\begin{aligned} W_{K=J, J} - W_0(v) &= J(J+1) [B_v - D_v J(J+1)] - [\mu_v + J(J+1) \mu_1] + \frac{2}{3} [\lambda_v + J(J+1) \varrho_v], \\ W_{K=J\pm 1, J} - W_0(v) &= B_v(J^2 + J + 1) - D_v(J^4 + 2J^3 + 7J^2 + 6J + 2) - \frac{2}{3} \mu_v - \frac{1}{2} \mu_1(7J^2 + 7J + 4) \\ &\quad - \frac{1}{3} \lambda_v - \frac{1}{3} \varrho_v(J^2 + J + 4) \pm \left(\frac{4J(J+1)}{(2J+1)^2} [\lambda_v + (J^2 + J + 1) \varrho_v]^2 \right. \\ &\quad \left. + \left[(2J+1) \{B_v - \frac{1}{2} \mu_v - 2D_v(J^2 + J + 1) - \frac{1}{2} \mu_1(J^2 + J + 4)\} - \frac{\lambda_v}{2J+1} - \frac{1}{3} \varrho_v \frac{7J^2 + 7J + 4}{2J+1} \right]^2 \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Das Mikrowellenspektrum des $O^{16}O^{16}$ -Moleküls entsteht durch magnetische Dipolübergänge zwischen den Feinstrukturtermen mit den Auswahlregeln $\Delta K=0$ und $\Delta J=\pm 1$. Bislang wurde dieses Spektrum nur für $v=0$ beobachtet. Die Übergangsfrequenzen werden in der Literatur einheitlich wie folgt benannt:

$$W_{K, J=K} - W_{K, J=K-1} = \nu_-(K-1), \quad W_{K, J=K} - W_{K, J=K+1} = \nu_+(K+1).$$

Mit den Gln. (8) erhält man – bis auf Druckfehler – das gleiche Ergebnis wie WEST und MIZUSHIMA¹⁰:

$$\begin{aligned} \nu_{\pm}(n=K\pm 1) &= \lambda_v + \frac{1}{2} \mu_v + (\varrho_v + \frac{5}{2} \mu_1)(n^2 + n + 2) - 4 \mu_1 \\ &\quad \pm \{ \sqrt{f(n)} - (2n+1) [B_v - 2D_v(n^2 + n + 1) + \frac{2}{3} \varrho_v - \mu_1] \}, \\ f(n) &= \left\{ (2n+1) [(B_v - \mu_v/2) - (2D_v + \mu_1/2)(n^2 + n + 1) - \frac{2}{3} \mu_1] - \frac{\lambda_v}{2n+1} - \frac{1}{3} \varrho_v \frac{7n^2 + 7n + 4}{2n+1} \right\}^2 \\ &\quad + \frac{4n(n+1)}{(2n+1)^2} [\lambda_v + (n^2 + n + 1) \varrho_v]^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Eine experimentell leicht prüfbare Folgerung der Gln. (9) lautet:

$$\nu_+(K-1) + \nu_-(K-1) = 2\lambda_v + \mu_v - 8\mu_1 + 2(\varrho_v + \frac{5}{2} \mu_1)(K^2 - K + 2). \quad (10)$$

Die Auswertung der Mikrowellenmessungen von ZIMMERER und MIZUSHIMA¹² und von WEST und MIZUSHIMA¹⁰ liefert zunächst mit Hilfe der Beziehung (10) die Werte für $2\lambda_0 + \mu_0 - 8\mu_1$ und $\varrho_0 + 5/2 \mu_1$. Man erhält nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$\begin{aligned} 2\lambda_0 + \mu_0 - 8\mu_1 &= 118\,750,089\,5 \text{ (85) MHz}, \\ \varrho_0 + 5/2 \mu_1 &= 57,850\,2 \text{ (93) kHz}. \end{aligned}$$

Die weitere Auswertung, um die einzelnen Moleküldaten zu gewinnen, ist mathematisch recht schwierig; sie nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate zu errechnen, war nicht möglich. Auf relativ einfache Weise gelingt nur noch die Berechnung von $B_0 - 2D_0$:

$$B_0 - 2D_0 = 43\,100,146 \text{ (120) MHz}.$$

Es fehlen nun noch drei Gleichungen für D_0 , μ_0 und μ_1 . In der Arbeit von WEST und MIZUSHIMA¹⁰ wird außerdem noch H_0 – dort B_2 – bestimmt. Da diese Werte¹⁰ von den Werten der vorausgehenden Arbeit¹² stark abweichen – im wesentlichen gemeint sind hier die Konstanten D_0 und H_0 –, wurde an Hand der Theorie von DUNHAM (vgl.⁹) mit den

von HERZBERG¹³ vorliegenden Werten ω_e , $\omega_e x_e$, B_e und z_e eine theoretische Berechnung von D_0 und H_0 durchgeführt:

$$\begin{aligned} D_0 &= D_e - \beta_e/2 \\ &= 4B_e \varepsilon^2 (1 + 3\varepsilon(\frac{1}{2}^9 + 9a_1 + 9a_1^2/2 - 4a_2)) \\ &= 145 \text{ kHz}, \end{aligned}$$

$$H_0 \approx H_e = 16B_e \varepsilon^4 (3 + a_1) = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}.$$

Danach scheint der ältere Wert¹² von D_0 der bessere zu sein. Er paßt auch wesentlich besser zu dem von HERZBERG¹³ gemessenen Wert von 147,3(6) kHz. Auf eine Berücksichtigung von H_0 wird hier verzichtet. Außer der oben durchgeführten Abschätzung kann das endgültige Resultat, das die gemessenen Linienfrequenzen mit den berechneten vergleicht und als Maß für die Ungenauigkeit der Berechnungen die Summe der Quadrate der Abweichungen nimmt, zur Rechtfertigung herangezogen werden. Es zeigt sich nämlich, daß mit $D_0 \approx 145$ kHz, aber ohne H_0 die berechneten Übergangsfrequenzen nur besser werden. Wegen der sehr komplizierten Rechnungen soll hier auf Fehlerangaben für D_0 , μ_0 und μ_1 verzichtet werden, da sie für die Deutung der EPR-Messungen ohnehin nicht nötig sind.

¹² R. W. ZIMMERER u. M. MIZUSHIMA, Phys. Rev. **121**, 152 [1961].

¹³ H. D. BABCOCK u. L. HERZBERG, J. Astrophys. **108**, 167 [1948].

Sämtliche Ergebnisse sind in den Tabellen 1 und 2 zusammengestellt. Tabelle 1 enthält die Molekülparameter, Tab. 2 die gemessenen und berechneten Linienfrequenzen. Den Vergleich der Frequenzen der Mikrowellenübergänge vermittelt Abb. 2.

	Diese Arbeit		WEST und MIZUSHIMA ¹⁰
B_0	43 100,436 (120) MHz	B_0	43 100,3 (2) MHz
D_0	145,04 kHz	B_1	92 (1) kHz
H_0	—	B_2	5 (2) Hz
λ_0	59 501,3368 MHz	λ_0	59 501,397 (15) MHz
ϱ_0	58,4657 kHz	λ_1	58,45 (4) kHz
μ_0	— 252,586 MHz	μ_0	— 252,704 (1) MHz
μ_1	— 246,28 Hz	μ_1	— 240 (4) Hz

Tab. 1. Die $O^{16}O^{16}$ -Molekülparameter.

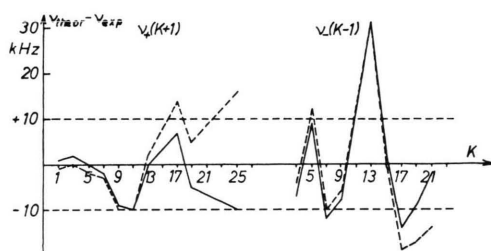


Abb. 2. Abweichung der gemessenen von den berechneten Mikrowellenfrequenzen. — — — Diese Arbeit, — — — WEST und MIZUSHIMA¹⁰. Zum Vergleich ist die Fehlergrenze ± 10 kHz der experimentellen Werte eingetragen.

Die Moleküldaten von HERZBERG¹³ benötigen zur Umrechnung der Einheiten den Wert der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 299\,792,5$ km/s (COHEN und DUMOND¹⁴). λ_0 und μ_0 von HERZBERG¹³ stimmen dann im Rahmen der sehr großen Fehler

mit den hier tabellierten Werten überein. Außer D_0 (s. o.) kann nur B_0 mit vergleichbarer Genauigkeit angegeben werden. HERZBERG¹³ findet

$$(B_0)_{\text{HERZBERG}} = 43\,103,266(450) \text{ MHz.}$$

Dieser Wert darf jedoch nicht direkt mit dem hier gefundenen Wert B_0 verglichen werden. Vielmehr handelt es sich bei HERZBERG¹³ um den Wert $B_0 - \mu_1 + \frac{2}{3}\varrho_0$. Hierfür ergibt sich mit unseren Werten 43 100,475(120) MHz. Es war leider unmöglich, die recht beträchtliche Diskrepanz zu klären.

Der Übergang der Matrix $H(J)$ von H_{eff} im Eigenfunktionssystem des HUNDSchen Kopplungsfalles b) zur Diagonalmatrix W mit den Eigenwerten $W_{J,J}$ und $W_{J\pm 1,J}$ kann beschrieben werden durch eine unitäre Transformation $S(J)$:

$$W = S^{-1} H S, \quad S^+ S = 1.$$

Wegen der besonderen Form von $H(J)$ findet man für $S(J)$ sofort:

$$S(J) = \begin{pmatrix} a(J) & 0 & c(J) \\ 0 & 1 & 0 \\ -c(J) & 0 & a(J) \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} a^2(J) + c^2(J) &= 1, \\ W_3 &= W_{J+1,J}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{33} &= (J+1|J|H_{\text{eff}}|J+1|J), \\ H_{31} &= (J+1|J|H_{\text{eff}}|J-1|J), \end{aligned} \quad (11)$$

$$c^2(J) = (H_{33} - W_3)^2 / [(H_{33} - W_3)^2 + H_{31}^2].$$

Mit den eigenen tabellierten Molekülparametern des $O^{16}O^{16}$ gewinnt man die Koeffizienten der Transformationsmatrix $S(J)$, vgl. Tab. 3. Die absolute Genauigkeit der angegebenen Werte $c(J)$ beträgt dann $\Delta c(J) = 4 \cdot 10^{-7}$.

K	$\nu_+(K+1)$		Diese Arbeit berechnet	$\nu_-(K-1)$		Diese Arbeit berechnet
	WEST und MIZUSHIMA ¹⁰ gemessen	berechnet		WEST und MIZUSHIMA ¹⁰ gemessen	berechnet	
1	56264,766	56264,765	56264,767			
3	58446,580	58446,580	58446,582	62486,255	62486,251	62486,248
5	59590,978	59590,976	59590,978	60306,044	60306,056	60306,053
7	60434,776	60434,773	60434,774	59164,215	59164,205	59164,203
9	61150,570	61150,560	61150,561	58323,885	58323,879	58323,877
11	61800,169	61800,159	61800,159		57612,488	57612,487
13	62411,223	62411,225	62411,223	56968,180	56968,211	56968,211
15		62997,991	62997,987	56363,393	56363,393	56363,395
17	63568,520	63568,534	63568,527	55783,819	55783,800	55783,805
19	64127,777	64127,782	64127,772	55221,372	55221,355	55221,363
21		64678,914	64678,900	54671,145	54671,131	54671,143
23	65224,12	65224,073	65224,054			
25	65764,744	65764,760	65764,734			
27			66302,022			

Tab. 2. Die $O^{16}O^{16}$ -Mikrowellenübergangsfrequenzen in MHz.

¹⁴ E. R. COHEN u. J. W. M. DUMOND, Rev. Mod. Phys. **37**, 537 [1965].

J	$a(J)$		$c(J)$	
	TINKHAM und STRANDBERG ²	Diese Arbeit	TINKHAM und STRANDBERG ²	Diese Arbeit
2	0,990351	0,990349927	0,138582	0,1385894
4	0,997059	0,997058676	0,076638	0,0766420
6	0,998594	0,998593886	0,053009	0,0530118
8	0,999178	0,999178273	0,040530	0,0405312
10	0,999462	0,999461476	0,032813	0,0328140
12	0,999620	0,999619862	0,027569	0,0275705
14	0,999717	0,999717313	0,023776	0,0237759
16	0,999782	0,999781508	0,020902	0,0209030
18	0,999825	0,999826023	0,018652	0,0186527
20	0,999858	0,999858152	0,016842	0,0168427
22	0,999881	0,999882097	0,015355	0,0153555
24	0,999900	0,999900421	0,014112	0,0141120
26	0,999914	0,999914752	0,013057	0,0130571
28		0,999926173		0,0121510

Tab. 3. Die Koeffizienten der Transformationsmatrix $S(J)$.

Mit Hilfe der Koeffizienten $a(J)$ und $c(J)$ lassen sich nun auch die Eigenfunktionen von H_{eff} – entwickelt nach den Eigenfunktionen des HUNDSchen Kopplungsfalles b) – angeben.

$$\begin{aligned}
 |W_{K, K+1} M_J\rangle &= |3(K)\rangle \\
 &= a(K+1) |KK+1 M_J\rangle \\
 &\quad - c(K+1) |K+2 K+1 M_J\rangle, \\
 |W_{K, K} M_J\rangle &= |2(K)\rangle = |KK M_J\rangle, \\
 |W_{K, K-1} M_J\rangle &= |1(K)\rangle \\
 &= c(K-1) |K-2 K-1 M_J\rangle \\
 &\quad + a(K-1) |KK-1 M_J\rangle.
 \end{aligned} \tag{12}$$

2. Das $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Molekül in einem äußeren Magnetfeld \mathfrak{H}

Befindet sich das $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Molekül in einem homogenen, äußeren Magnetfeld $\mathfrak{H}(\text{O}, \text{O}, H_z = H)$, so

muß der HAMILTON-Operator H_{eff} durch einen Zusatzterm H_{magn} ergänzt werden, der der Wechselwirkung zwischen dem Molekül und dem Feld Rechnung trägt; er wird hier im wesentlichen in der Darstellung von TINKHAM und STRANDBERG³ übernommen. Unter Berücksichtigung von Wechselwirkungen mit benachbarten Elektronenzuständen erhalten diese Autoren für den Grundzustand:

$$H_{\text{magn}} = -g_S^e \mu_B H S_z - g_R \mu_B H K_z - g_L^e \mu_B H \sum_{g=x', y'} \Phi_{zg} S_g$$

φ_{zg} : Richtungskosinus zwischen den Richtungen z und g , $g_R = g_R^e + g_R^k$.

Die einzelnen Summanden bedeuten der Reihe nach die Energiebeiträge aus den Wechselwirkungen des äußeren Feldes mit: dem magnetischen Moment des Gesamtelektronenspins $\mathbf{S}(g_S^e)$, dem magnetischen Moment der Rotation des Moleküls $\mathbf{K}(g_R^k)$ und dem magnetischen Moment des Gesamtbahndrehimpulses \mathbf{L} der Elektronen, das durch die Beimischung von Π -Elektronenzuständen zum Σ -Elektronengrundzustand entsteht. Dieses magnetische Bahnmoment läßt sich in Komponenten entlang $\mathbf{K}(g_R^e)$ und $\mathbf{S}(g_L^e)$ zerlegen.

Um die Matrixelemente von H_{magn} im Eigenfunktionssystem von H_{eff} zu berechnen, braucht man zunächst die Matrixelemente von S_z , K_z und $\sum_{g=x', y'} \varphi_{zg} S_g$ im Eigenfunktionssystem des HUNDSchen Kopplungsfalles b). Aus diesen findet man dann mit der unitären Transformation $S(J)$ die gesuchten Matrixelemente.

$$\begin{aligned}
 H_{11}^r &= M_J \left[g_r - \frac{a^2(K-1)}{K} + \frac{c^2(K-1)}{K-1} - g_1 \frac{2}{2K-1} \left\{ a^2(K-1) - c^2(K-1) + \frac{a(K-1)c(K-1)}{\sqrt{K(K-1)}} \right\} \right], \\
 H_{22}^r &= M_J \left[g_r + \frac{1}{K(K+1)} \right], \\
 H_{33}^r &= M_J \left[g_r + \frac{a^2(K+1)}{K+1} - \frac{c^2(K+1)}{K+2} + g_1 \frac{2}{2K+3} \left\{ a^2(K+1) - c^2(K+1) + \frac{a(K+1)c(K+1)}{\sqrt{(K+1)(K+2)}} \right\} \right], \\
 H_{12}^r &= \sqrt{K^2 - M_J^2} \sqrt{\frac{K+1}{2K+1}} \left[\frac{a(K-1)}{K} + \frac{g_1}{2K-1} \left\{ a(K-1) - c(K-1) \sqrt{\frac{K-1}{K}} \right\} \right], \\
 H_{23}^r &= \sqrt{(K+1)^2 - M_J^2} \sqrt{\frac{K}{2K+1}} \left[\frac{a(K+1)}{K+1} + \frac{g_1}{2K+3} \left\{ a(K+1) + c(K+1) \sqrt{\frac{K+2}{K+1}} \right\} \right], \\
 N_{21}^r &= \sqrt{(K+1)^2 - M_J^2} \sqrt{\frac{K}{2K+1}} \left[\frac{c(K+1)}{K+1} - \frac{g_1}{2K+3} \left\{ a(K+1) \sqrt{\frac{K+2}{K+1}} - c(K+1) \right\} \right], \\
 N_{32}^r &= -\sqrt{(K+2)^2 - M_J^2} \sqrt{\frac{K+3}{2K+5}} \left[\frac{c(K+1)}{K+2} + \frac{g_1}{2K+3} \left\{ a(K+1) \sqrt{\frac{K+1}{K+2}} + c(K+1) \right\} \right], \\
 N_{31}^r &= M_J \left[a(K+1)c(K+1) \frac{2K+3}{(K+1)(K+2)} + \frac{g_1}{2K+3} \left\{ 4a(K+1)c(K+1) - \frac{a^2(K+1) - c^2(K+1)}{\sqrt{(K+1)(K+2)}} \right\} \right].
 \end{aligned} \tag{13}$$

Dabei werden folgende Bezeichnungen verwendet:

$$\begin{aligned} (v S W_{K,J} M_J | H_{\text{magn}} | v S W_{K',J'} M_{J'}) &= -g \mu_B H (v S W_{K,J} M_J | H_{\text{magn}}^r | v S W_{K',J'} M_{J'}) , \\ g &= g_S^e - g_R, \quad g_R/g = g_r, \quad g_L^e/g = g_l, \\ (v S W_{K,J} M_J | H_{\text{magn}}^r | v S W_{K',J'} M_{J'}) &= (i(K) | H_{\text{magn}}^r | k(K')) = (k(K') | H_{\text{magn}}^r | i(K)) \\ &= H_{ik}^r \delta_{KK'} + N_{ik}^r \delta_{K+2K'} \quad (i, k = 1, 2, 3). \end{aligned}$$

Alle anderen Matrixelemente sind Null.

Die Energierterme des $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Moleküls im Magnetfeld gewinnt man durch Lösen der Säkulargleichung. Diese hat die Form:

$$\begin{array}{c} \vdots \\ \vdots \\ K-2 \\ \vdots \\ K \\ \vdots \\ K+2 \\ \vdots \\ \vdots \end{array} \begin{vmatrix} & & & & 0 & & & & 0 & & & & 0 \\ & & & & & & & & & & & & \\ x-E & x & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \\ x & x-E & x & x & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \\ 0 & x & x-E & x & x & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \\ & & & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & x & x & x-E & x & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & x & x & x-E & x & x & 0 & 0 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x & x-E & x & x & 0 & 0 & 0 & \\ & & & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x & x & x-E & x & 0 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x & x & x-E & x & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x & x-E & 0 & 0 & \\ & & & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \end{vmatrix} = 0.$$

Da der Energieabstand der Rotationsterme im Vergleich zur Größe der Aufspaltung der Feinstrukturterme im Magnetfeld groß ist — dies gilt in zunehmendem Maße für die höheren Rotationsquantenzahlen —, genügt als gute Näherungslösung E^0 die Lösung der Säkulardeterminante eines einzelnen Rotationszustandes.

Mathematisch besonders einfach sind die drei ZEEMAN-Terme eines Rotationszustandes K mit den größten magnetischen Quantenzahlen $M_J = K+1$ und $M_J = K$ zu berechnen (vgl. Abb. 3). Sie gehören zu den Feinstrukturtermen mit den Energien $W_{K,K+1}$ und $W_{K,K}$ des feldfreien Zustandes (im folgenden immer auf $W_0(v=0)$ bezogen). Die Säkulardeterminanten und deren Lösungen E^0 lauten für diese Fälle:

$$M_J = K+1: \quad H_{33}^r(K+1) x + W_{K,K+1} - E^0 = 0, \quad E_{K,K+1,K+1}^0 = W_{K,K+1} + H_{33}^r(K+1) x; \quad (14)$$

$$M_J = K: \quad \begin{vmatrix} H_{22}^r(K) x + W_{K,K} - E^0 & H_{23}^r(K) x \\ H_{23}^r(K) x & H_{33}^r(K) x + W_{K,K+1} - E^0 \end{vmatrix} = 0.$$

$$E_{K,K,K}^0 = \frac{1}{2} [H_{22}^r(K) x + H_{33}^r(K) x + W_{K,K} + W_{K,K+1}]$$

$$\begin{aligned} &\pm \sqrt{\frac{1}{4} [W_{K,K} - W_{K,K+1} + H_{22}^r(K) x - H_{33}^r(K) x]^2 + [H_{23}^r(K) x]^2}, \\ E_{K,K,K}^0 &= W_{K,K} - \frac{1}{2} \nu_+ (K+1) + \frac{1}{2} [H_{22}^r(K) + H_{33}^r(K)] x \\ &\quad + \sqrt{[\frac{1}{2} \nu_+ (K+1) - \frac{1}{2} [H_{33}^r(K) - H_{22}^r(K)] x]^2 + [H_{23}^r(K) x]^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} E_{K,K+1,K}^0 &= W_{K,K+1} + \frac{1}{2} \nu_+ (K+1) + \frac{1}{2} [H_{22}^r(K) + H_{33}^r(K)] x \\ &\quad - \sqrt{[\frac{1}{2} \nu_+ (K+1) - \frac{1}{2} [H_{33}^r(K) - H_{22}^r(K)] x]^2 + [H_{23}^r(K) x]^2} \quad (16) \\ &\quad (x = -g \mu_B H). \end{aligned}$$

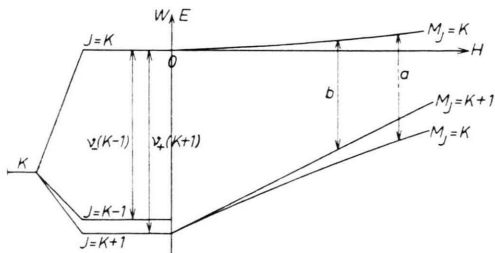


Abb. 3. Schematische Darstellung der Feinstruktur und der ZEEMAN-Aufspaltung eines Rotationstermes K . Eingezeichnet sind nur diejenigen ZEEMAN-Terme mit den größten magnetischen Quantenzahlen M_J .

Will man den Einfluß benachbarter Rotationszustände auf diese drei ZEEMAN-Terme untersuchen, so muß man wieder auf die volle Säkular determinante zurückgehen. Bei den gewählten extremen Werten von M_J bricht die Folge der Rotationszustände unterhalb von K ab und zu berücksichtigen sind nur die Terme mit den Rotationsquantenzahlen $K+2$, $K+4$, $K+6$ usw. Es zeigt sich, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit sogar nur der benachbarte Rotationsterm $K+2$ von Bedeutung ist. Die Rechnung auf Grund einer Kettenbruchdarstellung der Säkular determinante (vgl. Mathematischer Anhang) liefert an Stelle der Matricelemente H^r korrigierte Werte \mathbf{H}^r , die von der Lösung E selber abhängen. Diese Abhängigkeit ist allerdings recht schwach, so daß es im allgemeinen genügt, hier die Lösungen E^0 zu verwenden. Gegebenenfalls ist durch Iteration der (im Rahmen der Meßgenauigkeit) wahre Wert aufzusuchen; die Lösungen werden dann ebenfalls durch die Gln. (14), (15) und (16) wiedergegeben, dabei ist nur H^r jeweils durch \mathbf{H}^r zu ersetzen. Die expliziten Rechnungen geben den Wert $\Delta E = E^0 - E$ (siehe Tab. 6).

Zur Bestimmung der Transformationsmatrix zur Diagonalisierung von $\mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{H}_{\text{magn}}$ benötigt man die Lösungen der vollen Säkular determinante. Diese sind allerdings explizit nicht angebbbar, so daß man auf Näherungslösungen angewiesen ist. Die gesuchte Transformationsmatrix wird ausschließlich zur Berechnung von Linienintensitäten benutzt. Experimentell lassen sich diese normalerweise nur mit einer Genauigkeit in der Größenordnung Prozent bestimmen. Bei den von uns ausgesuchten Termen ($M_J = K+1$ und $M_J = K$) ergeben sich die Termlagen schon mit einer Genauigkeit von mindestens 10^{-3} , wenn man die Säkular determinante eines einzelnen Rotationszustandes löst. Für die folgende Berechnung der Intensitäten der Spektrallinien genügt es deshalb, die Transformationsmatrix zu bestimmen, die die Säkular determinante eines einzelnen Rotationszustandes diagonalisiert. Die unitäre Transformation heiße $T(K)$:

$$\begin{pmatrix} E_{K,K-1,M_J}^0 & 0 & 0 \\ 0 & E_{K,K,M_J}^0 & 0 \\ 0 & 0 & E_{K,K+1,M_J}^0 \end{pmatrix} = T^{-1}(K) \begin{pmatrix} H_{11} + W_{K,K-1} & H_{12} & 0 \\ H_{12} & H_{22} + W_{K,K} & H_{23} \\ 0 & H_{23} & H_{33} + W_{K,K+1} \end{pmatrix} T(K)$$

$$T = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} & t_{13} \\ t_{21} & t_{22} & t_{23} \\ t_{31} & t_{32} & t_{33} \end{pmatrix}, \quad T^+(K) T(K) = 1. \quad (17)$$

Die uns besonders interessierenden Fälle für maximale M_J -Werte lauten dann:

$$M_J = K+1: \quad t_{33}(K+1) E_{K,K+1,K+1}^0 = [W_{K,K+1} + H_{33}(K+1)] t_{33}(K+1), \quad t_{33}(K+1) = 1; \quad (18)$$

$$M_J = K: \quad \begin{pmatrix} t_{22} & t_{23} \\ t_{32} & t_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{K,K,K}^0 & 0 \\ 0 & E_{K,K+1,K}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{K,K} + H_{22}(K) & H_{23}(K) \\ H_{23}(K) & W_{K,K+1} + H_{33}(K) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{22} & t_{23} \\ t_{32} & t_{33} \end{pmatrix}$$

$$t_{22}(K) = t_{33}(K) = T_1(K), \quad -t_{23}(K) = t_{32}(K) = T_2(K), \quad T_1^2(K) + T_2^2(K) = 1, \quad (19)$$

$$T_1^2(K) = H_{23}^2(K) / [H_{23}^2(K) + (E_{K,K,K}^0 - W_{K,K} - H_{22}(K))^2].$$

Die Eigenfunktionen der ausgesuchten Energiezustände findet man durch Matrixmultiplikation:

$$\begin{aligned} |v S E_{K,K+1,K+1}^0\rangle &= |v S W_{K,K+1} K+1\rangle, \\ |v S E_{K,K+1,K}^0\rangle &= -T_2(K) |v S W_{K,K} K\rangle + T_1(K) |v S W_{K,K+1} K\rangle, \\ |v S E_{K,K,K}^0\rangle &= T_1(K) |v S W_{K,K} K\rangle + T_2(K) |v S W_{K,K+1} K\rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeiten für magnetische Dipolstrahlung beim Übergang von einem Zustand $|v S E_{K,J,M_J}\rangle$ nach $|v' S' E_{K',J',M_J'}\rangle$ sind proportional zu:

$$|(v S E_{K,J,M_J} | \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\zeta}_{\text{MW}} | v' S' E_{K',J',M_J'})|^2 \quad (\boldsymbol{\zeta}_{\text{MW}}: \text{Mikrowellenfeldstärke}),$$

wobei $\boldsymbol{\mu}$ der Operator des gesamten magnetischen Momentes des Moleküls ist, also:

$$\boldsymbol{\mu} = -g_S^e \mu_B \mathbf{S} - g_R \mu_B \mathbf{K} - g_L^e \mu_B \sum_{g=x,y,z} \boldsymbol{\Phi}_g \mathbf{S}_g, \quad \boldsymbol{\Phi}_g = (\Phi_{xg}, \Phi_{yg}, \Phi_{zg})$$

Strenge Auswahlregeln sind dann $\Delta v = 0$, $\Delta S = 0$ und $\Delta M_J = 0, \pm 1$. Bezüglich K und J lassen sich allgemeine Auswahlregeln nicht angeben; es sind hier alle Kombinationen möglich, sofern der korrespondierende Term $K' J'$ überhaupt einen ZEEMAN-Term mit entsprechendem M_J' -Wert enthält.

Für die Praxis kommt man zu Auswahlregeln für K und J , weil da nur Übergänge mit nicht zu kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten interessieren. In diesem Fall darf man vom gesamten magnetischen Moment des Moleküls die Glieder mit g_R und g_L^e vernachlässigen, da g_R/g_S^e und g_L^e/g_S^e kleiner als 10^{-3} sind. Außer-

dem ist es sinnvoll, die Funktionen $|v S E_{K,J,M_J}\rangle$ durch die genähert gültigen Funktionen $|v S E_{K,J,M_J}^0\rangle$ zu ersetzen, so daß die Übergangswahrscheinlichkeiten in Näherung zu $|\langle v S E_{K,J,M_J}^0 | (\mathbf{S} \cdot \mathbf{S}_{\text{MW}}) | v S E_{K',J',M'J}^0 \rangle|^2$ proportional sind. Man findet dann die genähert gültigen Auswahlregeln $\Delta K=0, \pm 2$ und $\Delta J=0, \pm 1, \pm 2$. Die Übergänge $\Delta M_J=0$ sind immer schwächer als die entsprechenden Übergänge $\Delta M_J=\pm 1$.

Zwischen den ausgesuchten Termen $E_{K,K+1,K+1}$, $E_{K,K+1,K}$ und $E_{K,K,K}$ gibt es danach genau drei Übergänge, nämlich:

$$\begin{aligned} \text{Typ a: } E_{K,K+1,K} &\rightarrow E_{K,K,K} & : & \quad \Delta K=0, \quad \Delta J=-1, \quad \Delta M_J=0; \\ \text{Typ b: } E_{K,K+1,K+1} &\rightarrow E_{K,K,K} & : & \quad \Delta K=0, \quad \Delta J=-1, \quad \Delta M_J=-1; \\ \text{Typ c: } E_{K,K+1,K} &\rightarrow E_{K,K+1,K+1} & : & \quad \Delta K=0, \quad \Delta J=0, \quad \Delta M_J=+1. \end{aligned}$$

Für die Beobachtung im Q-Band scheidet der Übergang c aus, da mit den üblichen Feldstärken (bis 15 kG) der Abstand der ZEEMAN-Terme nicht bis zur Energie eines Q-Band-Quants gesteigert werden kann. Dieser Übergang sollte im X-Band gut beobachtbar sein. Die Übergangswahrscheinlichkeiten P der Übergänge a und b lassen sich auf einfache Weise mit den Matrixelementen von \mathbf{S}_i im HUNDschen Kopplungsfall b) und den unitären Transformationen $S(J)$ und $T(K)$ berechnen:

$$P_a \sim |(E_{K,K+1,K}^0 | \mathbf{S}_z | E_{K,K,K}^0)|^2 \quad (21)$$

$$= \left[T_1(K) T_2(K) \left\{ a^2(K+1) \frac{K}{K+1} - \frac{1}{K+1} - c^2(K+1) \frac{K}{K+2} \right\} + \frac{\sqrt{K}}{K+1} a(K+1) \{ T_1^2(K) - T_2^2(K) \} \right]^2$$

$$P_b \sim |(E_{K,K+1,K+1}^0 | \mathbf{S}^+ | E_{K,K,K}^0)|^2 \quad (22)$$

$$= \left[\sqrt{2(K+1)} T_2(K) \left\{ \frac{a^2(K+1)}{K+1} - \frac{c^2(K+1)}{K+2} \right\} - T_1(K) a(K+1) \sqrt{\frac{2K}{K+1}} \right]^2$$

3. Die Intensitätsverhältnisse magnetischer Dipol- übergänge im $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Molekül in einem Doppel- modulations-EPR-Spektrometer

Gesucht sind die Verhältnisse von Signalspannungen U_s verschiedener Übergänge in einem Doppelmodulations-EPR-Spektrometer beim Wendepunkt der Absorptionskurve für konstante Mikrowelleneinfallleistung P_0 und konstante Temperatur T des O_2 -Gases. Die normale theoretische Analyse liefert die Änderung $(1/Q)_{ij}$ der Resonatorgüte Q eines vollständig mit Gas gefüllten Resonators durch Absorption beim Übergang vom Zustand i nach j (i sei der energetisch tiefere Zustand):

$$(1/Q)_{ij} = \frac{4\pi N \nu}{kT} |(\mu_r)_{ij}|^2 \frac{e^{-E_i/kT}}{\sum_{M_J} \exp\{-E_{M_J}/kT\}} \frac{\Delta \nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta \nu^2};$$

ν : Mikrowellenfrequenz, $\nu_{ij}=E_j-E_i$: Übergangsfrequenz, $\Delta \nu$: Halbwertsbreite der LORENTZ-Linienformfunktion, N : Anzahl der $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Moleküle im Resonator.

$$\begin{aligned} |(\mu_r)_{ij}|^2 &= (g_s^e)^2 \mu_B^2 |(E_i | \mathbf{S} \cdot \mathbf{S}_{\text{MW}} | E_j)|^2 / (H_{\text{MW}}^2) \\ &= f_{ij} (g_s^e)^2 \mu_B^2 |(E_i | \mathbf{S}_r | E_j)|^2 \\ &= f_{ij} (g_s^e)^2 \mu_B^2 |(S_r)_{ij}|^2 \end{aligned} \quad (23)$$

Die Tabelle 4 gibt neben den Koeffizienten der Transformationsmatrix $T(K)$ die daraus für die

Magnetfelder, bei denen die Übergänge a und b bei 35,8 GHz beobachtet wurden, berechneten Übergangsmatrixelemente $|(S_r)_{ij}|^2$ an. Die Faktoren f_{ij} der Gl. (23), die den Anteil an Strahlung einer bestimmten Polarisation im Resonator kennzeichnen, hängen nur vom Resonatortyp, von der Ankopplung des Resonators an die Mikrowellenleitung und von der Lage des Resonators im statischen Magnetfeld ab.

In einem Doppelmodulations-EPR-Spektrometer wird die Mikrowellenfrequenz konstant gehalten, die

K	$H(\text{G})$	$T_1(K)$	$T_2(K)$	$ (S_r)_{ij} ^2$
3	13 943	0,93746	0,34808 b	0,872
5	11 820	0,95820	0,28610 b	1,147
7	11 165	0,96771	0,25205 b	1,331
9	10 916	0,97233	0,23363 b	1,434
11	10 834	0,97687	0,21382 b	1,525
	14 556	0,94256	0,33405 a	0,227
13	10 839	0,97943	0,20176 b	1,583
	13 458	0,95917	0,28284 a	0,201
15	10 894	0,98134	0,19230 b	1,627
	12 967	0,96720	0,25403 a	0,181
17	10 981	0,98280	0,18468 b	1,661
	12 718	0,97209	0,23460 a	0,165
19	11 089	0,98396	0,17839 b	1,689
	12 598	0,97542	0,22036 a	0,152
21	11 212	0,98490	0,17313 b	1,712
23	11 346	0,98567	0,16869 b	1,731
25	11 489	0,98631	0,16488 b	1,748

Tab. 4. Die Koeffizienten der Transformationsmatrix $T(K)$ bei den Magnetfeldern der Übergänge a und b.

Nr.	ν_{MW}	H	Nr.	ν_{MW}	H	Nr.	ν_{MW}	H	Nr.	ν_{MW}	H
1	35812,88	14950,3	70	42	12709,3	139	96	10854,9	208	96	8754,37
2	44	14928,6	71	35811,44	12662,0	140	96	10845,7	209	92	8600,44
3	35811,72	14819,3	72	40	12644,5	141	35811,96	10839,7	210	84	8546,16
4	40	14781,8	73	40	12632,6	142	96	10834,9	211	35812,86	8534,96
5	21	14655,5	74	42	12600,8	143	96	10683,9	212	92	8427,33
6	35811,26	14649,2	75	42	12598,6	144	96	10643,9	213	92	8403,27
7	00	14636,1	76	35811,42	12597,5	145	96	10635,9	214	92	8367,06
8	02	14630,1	77	30	12553,6	146	35812,02	10591,3	215	88	8337,53
9	35810,84	14599,8	78	25	12539,1	147	02	10525,2	216	35812,80	8292,81
10	87	14573,3	79	24	12508,7	148	02	10491,5	217	80	8217,84
11	35810,50	14557,1	80	32	12479,2	149	02	10455,8	218	80	8150,22
12	48	14548,6	81	35811,30	12407,5	150	02	10453,6	219	80	8142,59
13	51	14536,2	82	28	12366,6	151	35811,99	10422,8	220	80	8128,60
14	35809,63	14522,1	83	28	12300,5	152	94	10409,6	221	35812,80	8111,10
15	49	14515,5	84	35813,75	12256,2	153	35812,08	10381,6	222	88	8050,62
16	35809,45	14460,3	85	62	12200,1	154	04	10317,8	223	88	8037,36
17	35	14423,3	86	35813,51	12178,8	155	04	10308,7	224	88	8002,19
18	27	14299,4	87	51	12175,4	156	35812,01	10286,5	225	88	7991,26
19	17	14242,9	88	38	12156,1	157	01	10277,0	226	35812,88	7968,78
20	18	14237,8	89	30	12087,6	158	35811,98	10257,9	227	88	7944,49
21	35809,15	14220,8	90	20	12071,5	159	35812,12	10229,3	228	88	7876,71
22	14	14187,0	91	35813,15	12057,6	160	12	10225,1	229	35813,12	7858,29
23	12	14164,5	92	14	12033,1	161	35812,12	10216,7	230	08	7849,19
24	18	14119,7	93	13	12026,3	162	12	10105,8	231	35813,00	7793,56
25	16	14087,7	94	06	12004,6	163	12	10096,1	232	00	7781,96
26	35809,09	14084,6	95	35812,92	11925,3	164	12	10089,7	233	00	7776,47
27	14	14052,8	96	35812,86	11902,3	165	20	10038,0	234	35812,96	7724,20
28	11	13942,6	97	86	11898,7	166	35812,16	10015,5	235	96	7718,62
29	12	13920,6	98	72	11819,3	167	16	10001,4	236	35812,88	7689,66
30	35813,74	13906,9	99	64	11806,0	168	16	9912,49	237	88	7637,65
31	35813,43	13833,2	100	64	11796,3	169	36	9847,94	238	88	7628,43
32	28	13804,1	101	35812,64	11792,3	170	24	9826,89	239	88	7501,42
33	35812,84	13784,8	102	36	11774,2	171	35812,24	9821,96	240	88	7498,73
34	81	13775,5	103	48	11663,8	172	24	9793,29	241	35812,88	7404,42
35	79	13770,4	104	48	11658,6	173	24	9719,2	242	88	7295,64
36	35812,77	13761,9	105	48	11643,2	174	56	9670,26	243	88	7282,22
37	74	13750,5	106	35812,48	11637,9	175	56	9656,08	244	88	7278,35
38	74	13747,8	107	30	11590,4	176	35812,48	9640,73	245	88	7262,38
39	34	13701,2	108	27	11536,4	177	48	9633,33	246	35813,88	7260,03
40	25	13681,2	109	28	11491,2	178	42	9616,35	247	88	7236,67
41	35812,26	13674,9	110	28	11488,9	179	56	9570,07	248	88	7206,36
42	05	13621,7	111	35812,28	11484,5	180	56	9553,59	249	88	7181,82
43	05	13619,6	112	12	11434,6	181	35812,56	9548,98	250	88	7104,05
44	35811,96	13579,0	113	04	11426,0	182	58	9538,55	251	35812,84	7003,28
45	78	13552,4	114	04	11420,3	183	35813,48	9529,68	252	84	6990,85
46	35811,58	13536,8	115	04	11417,4	184	28	9477,37	253	84	6964,70
47	52	13457,9	116	35812,03	11346,4	185	24	9381,59	254	84	6956,26
48	34	13426,9	117	35811,92	11306,3	186	35813,24	9317,20	255	84	6758,38
49	27	13409,4	118	92	11305,0	187	24	9294,83	256	35812,92	6688,36
50	20	13329,6	119	98	11212,3	188	16	9221,82	257	82	6663,74
51	35813,03	13300,1	120	98	11207,6	189	10	9189,82	258	82	6661,16
52	35812,94	13278,5	121	35811,70	11180,6	190	04	9180,59	259	82	6654,63
53	04	13260,1	122	54	11166,2	191	35813,02	9150,11	260	83	6611,69
54	02	13237,3	123	54	11157,7	192	00	9137,91	261	35812,84	6596,05
55	35811,94	13202,2	124	48	11134,5	193	35812,96	9100,47	262	84	6535,80
56	35811,94	13199,2	125	48	11129,4	194	96	9096,84	263	88	6482,24
57	88	13119,5	126	35811,75	11095,0	195	96	9090,91	264	88	6320,76
58	88	13107,1	127	75	11089,3	196	35812,96	9079,59	265	88	6253,18
59	74	13068,3	128	73	11069,6	197	96	9074,83	266	35813,20	6178,30
60	70	12967,3	129	88	11051,0	198	98	8992,48	267	18	6153,08
61	35811,70	12960,7	130	80	10981,4	199	98	8981,79	268	16	6066,31
62	56	12923,8	131	35811,80	10962,8	200	98	8979,03	269	28	5903,73
63	56	12915,3	132	80	10949,5	201	35813,00	8973,16	270	26	5764,87
64	56	12910,3	133	80	10946,0	202	35812,92	8877,23	271	35813,26	5764,29
65	56	12908,9	134	80	10916,3	203	84	8853,17	272	44	5713,60
66	35811,44	12832,3	135	80	10908,5	204	80	8813,55	273	44	5602,87
67	45	12825,7	136	35811,80	10894,8	205	80	8805,29	274	44	5401,59
68	42	12722,4	137	80	10876,4	206	35812,80	8798,33	275	44	5400,67
69	42	12718,5	138	80	10872,4	207	94	8766,16			

Tab. 5. Das ZEEMAN-Spektrum des $\text{O}^{16}\text{O}^{16}$ -Moleküls.

Resonanzfrequenz der Linien über das statische Magnetfeld langsam variiert und der Momentanwert des Magnetfeldes mit kleinem Hub moduliert. Bei gegenüber der Linienbreite kleinem Hub spricht man von differentieller Modulation, weil die Registrierkurve in guter Näherung die Ableitung der Absorptionskurve darstellt. Bei differentieller Modulation mit der Modulationsamplitude $(H_{\text{mod}})_i$, dem Verstärkungsfaktor V_i des Verstärkerkanals und einer Wendepunktsbreite ΔH_i der Absorptionslinie findet man für das Verhältnis zweier Signalspannungen $(U_s)_i$ zweier nicht gesättigter Übergänge:

$$\frac{(U_s)_1}{(U_s)_2} = \frac{V_1}{V_2} \frac{(H_{\text{mod}})_1}{(H_{\text{mod}})_2} \frac{\Delta H_2}{\Delta H_1} \frac{(\Delta\nu/p)_2}{(\Delta\nu/p)_1} \frac{(\mu_r)_1}{(\mu_r)_2} \cdot \exp\left\{-[(E_i)_1 - (E_i)_2]/kT\right\}.$$

p ist der Druck, unter dem sich das Gas im Resonator befindet. Zur Berechnung der Teilchenzahl im Resonator wurde das ideale Gasgesetz herangezogen. Die Änderung der BOLTZMANNschen Zustandssumme infolge der Feldänderung kann vernachlässigt werden. Für Sauerstoff bei Zimmertemperatur ist es zulässig, die Exponentialfunktion durch

$$e^{-B_0[K_1(K_1+1) - K_2(K_2+1)]/kT}$$

zu ersetzen. Im Bereich der sogen. Druckverbreiterung der Spektrallinien ist der Wert $\Delta\nu/p$ eine Konstante (experimentelle Prüfung vgl. TINKHAM und STRANDBERG³). Mit all diesen Näherungen erhält man als auf den vorliegenden Fall spezialisierte Gleichung, die auf Prozent genau sein sollte:

$$\frac{(U_s)_1}{(U_s)_2} = \frac{V_1}{V_2} \frac{(H_{\text{mod}})_1}{(H_{\text{mod}})_2} \frac{\Delta H_2}{\Delta H_1} \frac{(\mu_r)_1}{(\mu_r)_2} \cdot e^{-B_0 \Delta[K(K+1)]/kT}. \quad (24)$$

III. Meßergebnisse und Auswertung

Tabelle 5 enthält das gesamte registrierte Spektrum von 275 Linien; die Übergangsfrequenzen ν_{MW} sind in MHz angegeben, die magnetischen Feldstärken H in G. Relative Linienintensitäten und Linienbreiten werden nicht angegeben, da der Gasdruck öfters geändert wurde. Die Umrechnung der Kernresonanzfrequenz ν_p auf Magnetfelder H erfolgte über den von COHEN und DUMOND¹⁴ veröffentlichten Wert:

$$H/\nu_p = 234,8747 \text{ G/MHz}.$$

Zum erstenmal wurden außer den bisher bekannten Übergängen $\Delta J = 0, \pm 2$ und $\Delta M_J = 0, \pm 1$

— die ausführliche Veröffentlichung über Übergänge $\Delta M_J = 0$ von BRINK steht noch aus — auch Übergänge mit $\Delta J = \pm 1$ und $\Delta M_J = 0, \pm 1$ beobachtet. Diese sind leicht von den anderen zu unterscheiden, da wegen der großen Nullfeldaufspaltung ν_+ oder ν_- , die größer als das verwendete Mikrowellenquant ν_{MW} ist, der Quotient $dH/d\nu_{\text{MW}}$ negativ ist.

Einige der Übergänge wurden genauer untersucht, da sie sich für eine Auswertung besonders gut eignen, wie die theoretischen Überlegungen gezeigt haben. In Tab. 6 sind außer den gemessenen Werten der Protonenresonanzfrequenz ν_p und der Übergangsfrequenz ν_{MW} die unter Verwendung von ν_p berechneten Frequenzen ν_{th} eingetragen. Die verwendeten g -Faktoren sind diejenigen von BOWERS, KAMPER und LUSTIG⁴:

$$\left. \begin{aligned} g/g_p &= -658,088\,43, \\ g_R/g &= 63 \text{ ppm}, \\ g_I/g &= 1405 \text{ ppm}, \end{aligned} \right\} \quad g_S^e/g_p = -658,129\,89,$$

g_p : g -Faktor des Protons in Wasser in Einheiten des BOHRschen Magnetons.

Die (berechneten) Frequenzen ν_0 entstehen aus der Differenz je zweier Energieterme E^0 , die durch das Diagonalisieren der Säkular determinante eines einzelnen Rotationszustandes gewonnen wurden. Der Unterschied $\Delta = \nu_{\text{th}} - \nu_0$ entstammt der Änderung der Termniveaus infolge der Einflüsse benachbarter Rotationszustände. Ferner angegeben sind die Wendepunktsbreiten $\Delta\nu_p$ der Linien.

Berücksichtigt man, daß die Magnetfeldmessung nur auf 8 ppm und die Frequenzmessung auf 1,5 ppm genau sind, dann erscheint — auch in Anbetracht der teilweise recht großen Wendepunktsbreiten der Absorptionslinien — die Übereinstimmung von experimentellen und berechneten Werten sehr gut (vgl. die relative Abweichung $\delta\nu$ in Tab. 6). Zu beachten ist hierbei noch, daß die Protonenresonanzfrequenz ja an einer flachen Probe mit 0,2-m. CuSO_4 -Lösung in Glycerin und nicht an Protonen in einer kugelförmigen Wasserprobe beobachtet wurde¹⁵. Alles in allem erscheint es daher wenig

¹⁵ Kalkuliert man die dadurch entstehende Änderung des Umrechnungsfaktors g_p , so ergibt sich aus dem Diamagnetismus der Probe, dem Paramagnetismus der Cu^{++} -Ionen und der chemischen Verschiebung („chemical shift“) infolge unterschiedlichen Bindungscharakters der Protonen ein Fehler von ca. -2 ppm. Um diesen Faktor sollte der hier zu verwendende Wert g_p kleiner sein als der für Wasser tabulierte Wert.

K	ν_p kHz	$\Delta \nu_p$ kHz	ν_{MW} MHz	ν_0 MHz	ν_{th} MHz	$\delta \nu$ ppm
Typ a: $(K, K+1, K) \rightarrow (K, K, K)$						
11	61972,946	6,927	35811,40	35810,482	35811,612	- 5,9
13	57298,800	4,392	35811,52	35810,811	35811,561	- 1,1
15	55209,734	3,753	35811,72	35811,360	35811,883	- 4,6
17	54149,827	3,391	35811,68	35811,395	35811,776	- 2,7
19	53637,477	2,649	35810,24	35809,964	35810,251	- 0,3
Typ b: $(K, K+1, K+1) \rightarrow (K, K, K)$						
3	59361,531	9,602	35809,12	35775,986	35809,001	+ 3,3
5	50322,651	3,548	35812,40	35803,902	35812,384	+ 0,5
7	47536,067	2,993	35813,84	35810,244	35813,807	+ 0,9
9	46475,340	3,039	35812,68	35810,789	35812,659	+ 0,6
11	46128,794	2,750	35812,84	35811,652	35812,772	+ 1,9
13	46149,472	2,684	35812,84	35812,100	35812,832	+ 0,2
15	46383,560	2,579	35812,80	35812,274	35812,783	+ 0,5
17	46752,904	2,479	35812,52	35812,153	35812,525	- 0,1
19	47211,420	2,436	35813,16	35812,946	35813,228	- 1,9
21	47735,319	2,621	35813,16	35813,074	35813,294	- 3,7
23	48308,498	2,259	35812,06	35811,996	35812,171	- 3,1
25	48915,366	1,528	35812,04	35812,085	35812,229	- 5,3

Tab. 6.

sinnvoll, verbesserte g -Faktoren anzugeben, obgleich es möglich war, die g -Faktoren noch etwas besser – im Sinne der Methode der kleinsten Fehlerquadrate – an die Meßwerte anzupassen. Die Rechnung ergab, daß die korrigierten g -Faktoren immer noch in den von BOWERS, KAMPER und LUSTIG⁴ angegebenen Fehlergrenzen lagen:

$$\begin{aligned} \delta g_S^e &= 10 \text{ ppm}, & \delta(g_{L_i}^e/g) &= 15 \text{ ppm}, \\ \delta(g_R/g) &= 6 \text{ ppm}. \end{aligned}$$

Eine Berechnung der Linienfrequenzen mit den g -Faktoren von HENDRIE und KUSCH⁵ brachte keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den gemessenen Daten.

In Abb. 4 sind die berechneten Matrixelemente $|(\mu_r)_{ij}|^2$ für die beobachteten Übergänge über der Rotationsquantenzahl aufgetragen. Der Wert des Matrixelementes $|(\mu_r)_{b3}|^2$ wurde dabei willkürlich gleich 100 gesetzt. Außerdem ist für Übergänge vom gleichen Typ der Faktor f_{ij} konstant. Da eine spezielle Untersuchung über f_a und f_b nicht erfolgte, wurde für die graphische Darstellung f_a und f_b gleich groß angenommen. Man sieht die von TINKHAM und STRANDBERG³ bereits erwähnte, allgemein niedrige Übergangswahrscheinlichkeit der Übergänge $\Delta M_J = 0$ (Typ a). Diese verhinderte es im vorliegenden Fall auch, den Übergangstyp a bei noch höheren Rotationsquantenzahlen als $K = 19$ zu beobachten.

Für die Übergänge vom Typ b wurden die Intensitätsverhältnisse gemessen. Man sieht in der

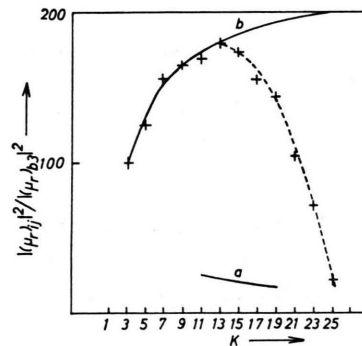


Abb. 4. Die Übergangsmatrixelemente.

graphischen Darstellung neben den theoretischen Kurven die Meßpunkte. Beide stimmen leider nur für die niedrigen Rotationsquantenzahlen überein. Hier wurde offenbar (mindestens) eine der Bedingungen, unter denen die Gl. (24) abgeleitet wurde, im Experiment nicht eingehalten. Sicherlich würde eine Nachmessung diese Diskrepanz beseitigen, aber es schien nicht wert, die hier stark besetzte Apparatur noch einmal für diesen Zweck umzubauen und zu belegen.

IV. Mathematischer Anhang

Zur Lösung einer Determinanten-Gleichung der Form:

$$\begin{vmatrix} b_0 - E & n_0 & k_1 & 0 & 0 \\ n_0 & c_0 - E & k_2 & k_3 & 0 \\ k_1 & k_2 & a_2 - E & m_2 & 0 \\ 0 & k_3 & m_2 & b_2 - E & n_2 \\ 0 & 0 & 0 & n_2 & c_2 - E \end{vmatrix} = 0$$

Durch Addieren und Subtrahieren von Vielfachen von Zeilen oder Spalten der Determinante — der Wert der Determinante ändert sich dadurch nicht — läßt sich die Determinante so umformen, daß die Lösungen E , die in der Nähe von b_0 bzw. c_0 liegen, die folgende Gleichung erfüllen müssen:

$$\begin{vmatrix} \bar{b}_0 - E & \bar{n}_0 \\ \bar{n}_0 & \bar{c}_0 - E \end{vmatrix} = 0.$$

Dabei bestehen folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} \bar{b}_0 &= b_0 - k_1^2/X, \\ \bar{n}_0 &= n_0 - k_1 k_2/X + k_1 k_3/Y, \\ \bar{c}_0 &= c_0 - k_2^2/X + 2 k_2 k_3/Y - k_3^2/Z, \\ X &= a_2 - E - \frac{m_2^2}{b_2 - E - (n_2^2/c_2 - E)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{m_2} \left[(a_2 - E)(b_2 - E) - m_2^2 - n_2^2 \frac{a_2 - E}{c_2 - E} \right], \\ Z &= b_2 - E - m_2^2/(a_2 - E) - n_2^2/(c_2 - E). \end{aligned}$$

Die Anregungen zu diesen Untersuchungen gab Herr Professor Dr. R. HONERJÄGER, dem ich dafür besonderen Dank schulde. Sein Interesse am Fortgang der Arbeit war stets fördernd. Sehr herzlich danken möchte ich daneben Herrn Dipl.-Phys. U. STEIMEL und Herrn cand. rer. nat. K. HOFFMANN, die mich bei dem Ausführen der Messungen unterstützten. Der Institutswerkstatt unter Leitung von Herrn HAHNE danke ich für die äußerst sorgfältige Ausführung der feinmechanischen Arbeiten und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung der Geräte.

Mikrowellenspektrum, Struktur und l -Typ-Dublett-Aufspaltung der HCNO (Knallsäure) *

MANFRED WINNEWISSE

Institut für Physikalische Chemie der Christian-Albrechts-Universität Kiel

und HANS KARL BODENSEH **

Lehrstuhl für Physikalische Chemie der Medizinisch-Naturwissenschaftlichen Hochschule Ulm

(Z. Naturforschg. 22 a, 1724—1737 [1967]; eingegangen am 16. Juni 1967)

The microwave spectra of unstable, gaseous fulminic acid $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}^{16}\text{O}$ and five of its isotopically substituted species have been studied in the frequency range from 10 to 46 GHz. The spectrum of molecules in the ground vibrational state established the linearity of the chain HCNO. The following rotational constants B_0 for the ground state were obtained:

$$\begin{aligned} B_0(\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}^{16}\text{O}) &= 11\,469.04 \text{ MHz}, & B_0(\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}^{17}\text{O}) &= 11\,151.69 \text{ MHz}, \\ B_0(\text{D}^{12}\text{C}^{14}\text{N}^{16}\text{O}) &= 10\,292.51 \text{ MHz}, & B_0(\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}^{18}\text{O}) &= 10\,865.34 \text{ MHz}, \\ B_0(\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}^{16}\text{O}) &= 11\,091.57 \text{ MHz}, & B_0(\text{D}^{13}\text{C}^{14}\text{N}^{16}\text{O}) &= 10\,011.18 \text{ MHz}. \end{aligned}$$

From these a combined r_s - and r_0 -structure has been evaluated:

$$r(\text{C}-\text{H}) = (1.027 \pm 0.001) \text{ \AA}, \quad r(\text{C}-\text{N}) = (1.161 \pm 0.015) \text{ \AA}, \quad r(\text{N}-\text{O}) = (1.207 \pm 0.015) \text{ \AA}.$$

The rather large uncertainties in the C-N- and N-O-distances are due to the proximity of the N-atom to the center of gravity.

It appears to be the first time that, in the same molecule, two different l -type doublets ($\Delta l=0$, $\Delta J=+1$) and their corresponding series of l -type doubling transitions ($\Delta l=2$, $\Delta J=0$), arising from the two degenerate bending modes ($v_4=1$ and $v_5=1$), have been observed.

The analysis of the two l -type doubling series revealed a marked dependence of the l -type doubling constants q_4 and q_5 on higher powers of the angular momentum J . This J -dependence was found to be substantially different for the two vibrational modes.

The doubling constants given in MHz are

$$\begin{aligned} q_4 &= 23.6722 - (0.6139 \cdot 10^{-3}) J(J+1) + (0.1417 \cdot 10^{-6}) [J(J+1)]^2 - (0.199 \cdot 10^{-10}) [J(J+1)]^3, \\ q_5 &= 34.6391 - (0.1623 \cdot 10^{-3}) J(J+1) + (1.00 \cdot 10^{-9}) [J(J+1)]^2. \end{aligned}$$

The molecular dipole moment was determined from STARK-effect measurements on the $J=0 \rightarrow 1$ transition in the ground state and found to be (3.06 ± 0.15) Debye. The nuclear quadrupole coupling constants for the ^{14}N - and ^{17}O -nuclei can be given as

$$e q Q(^{17}\text{O}) = -(12.31 \pm 0.12) \text{ MHz} \quad \text{and} \quad |e q Q(^{14}\text{N})| \leq 0.3 \text{ MHz}.$$

Im Jahre 1800 entdeckte der englische Chemiker E. HOWARD nach der noch heute für das Knallquecksilber üblichen Darstellungsweise das Silber- und das

* Auszugsweise vorgetragen vor dem GDCh-Ortsverband Kiel, am 20. Februar 1967, und auf der Westdeutschen Chemiedozententagung in Saarbrücken am 13. April 1967.

** Gültige Anschrift: 75 Karlsruhe, Hertzstraße 16, Bau 35.