

Magnetisches Dipolmoment der zweiatomigen (IVa/VIA)-Moleküle im $^1\Sigma$ -Grundzustand

R. Honerjäger und R. Tischer

Institut für Molekülphysik der Freien Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 32 a, 1–5 [1977]; eingegangen am 25. November 1976)

Magnetic Dipole Moments of Diatomic (IVa/VIA)-Molecules in their $^1\Sigma$ Ground State

Rotational g_J -factors of the following (IVa/VIA)-molecules have been measured:

$$\begin{array}{ll} {}^{72}\text{Ge}{}^{32}\text{S} := -0.06828(11), & {}^{120}\text{Sn}{}^{80}\text{Se} := -0.03007(10), \\ {}^{74}\text{Ge}{}^{80}\text{Se} := -0.03765(6), & {}^{120}\text{Sn}{}^{130}\text{Te} := -0.02212(13), \\ {}^{74}\text{Ge}{}^{130}\text{Te} := -0.03193(10), & {}^{208}\text{Pb}{}^{32}\text{S} := -0.06440(4), \\ {}^{120}\text{Sn}{}^{32}\text{S} := -0.06120(7), & {}^{208}\text{Pb}{}^{80}\text{Se} := -0.02764(7). \end{array}$$

The systematics of the rotational magnetic moments of class (IVa/VIA)-molecules are discussed.

In vorangehenden Arbeiten¹ haben wir über die Messung der magnetischen Konstanten einiger zweiatomiger (IVa/VIA)-Moleküle (SiO, SiS, GeO, SnO, PbO, PbTe) berichtet. Wir haben die systematische Untersuchung der Moleküle dieser Klasse fortgesetzt und die g_J -Faktoren von GeS, GeSe, GeTe, SnS, SnSe, SnTe, PbS und PbSe jeweils im Schwingungsgrundzustand ($v = 0$) bestimmt. Entsprechende Ergebnisse für die (schon bei Zimmertemperatur gasförmigen) Verbindungen CO, CS und CSe liegen bereits vor^{2,3}. Mit Ausnahme von CT_e, SiSe und SiTe sind somit die g_J -Werte sämtlicher (IVa/VIA)-Moleküle (für $v = 0$) bekannt. CT_e und SiTe sind mikrowellenspektroskopisch bislang nicht nachgewiesen, und SiSe ist derart instabil, daß eine Messung an dieser Molekel in einem Hochtemperatur-Mikrowellenspektrometer äußerst schwierig ist.

Die Messungen wurden mit dem in⁴ beschriebenen Mikrowellenspektrometer durchgeführt. Sub-

stanzbehälter und Absorptionszelle bestanden aus Tantalblech. Verdampft wurden die entsprechenden reinen Verbindungen GeS, GeSe usw. In Tab. 1 sind einige das Experiment betreffende Daten zusammengestellt. Sämtliche Messungen wurden mit Hilfe der von Töring⁵ beschriebenen Sättigungsmodulation ausgeführt. Dieses Verfahren bietet im Vergleich zur Stark-Modulation folgende Vorteile. Bei Übergängen mit höherer Rotationsquantenzahl J überschreiten die dann erforderlichen Stark-Felder die Durchbruchsfeldstärke der heißen Zelle (insbesondere in Gegenwart eines Magnetfeldes), so daß eine Modulation mittels Stark-Effekt nicht möglich ist. Das Fehlen der Stark-Elektrode reduziert erheblich die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Oberflächenladungen und den daraus resultierenden lokalen elektrischen Feldern, welche unkontrollierbare Linienverschiebungen hervorrufen. Bei der experimentell vorgegebenen Linienbreite werden die jeweils $2(2J+1)\sigma$ -Zeeman-Komponenten einer Rotationslinie $J \rightarrow J+1$ vom Spektrometer nicht voll aufgelöst. Man beobachtet statt dessen zwei inhomogen

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. R. Honerjäger, Karwendelstraße 27c, D-1000 Berlin 45.

Tab. 1. Natürliche Häufigkeit (%), Zellentemperatur (°C), Rotationslinie $J \rightarrow J+1$, Frequenz ν_0 der reinen Rotationslinie, Linienbreite ($2\Delta\nu$ = volle Halbwertsbreite), Magnetfeld H und entsprechende Zeeman-Aufspaltung $\nu_+ - \nu_-$ im Felde H .

Moleköl	%	°C	$J \rightarrow J+1$	ν_0 [GHz]	$\Delta\nu$ [kHz]	H [kG]	$\nu_+ - \nu_-$ [MHz]
${}^{72}\text{Ge}{}^{32}\text{S}$	26	460	$3 \rightarrow 4$	45,03	130 ... 200	27 ... 40	2,8 ... 4,2
${}^{74}\text{Ge}{}^{80}\text{Se}$	18	430	$7 \rightarrow 8$	46,14	75 ... 100	33 ... 40	1,9 ... 2,3
${}^{74}\text{Ge}{}^{130}\text{Te}$	13	530	$11 \rightarrow 12$	46,95	100	35 ... 40	1,7 ... 2,0
${}^{120}\text{Sn}{}^{32}\text{S}$	31	550	$5 \rightarrow 6$	49,14	100 ... 115	33 ... 40	3,1 ... 3,8
${}^{120}\text{Sn}{}^{80}\text{Se}$	16	650	$11 \rightarrow 12$	46,70	150	38 ... 40	1,7 ... 1,85
${}^{120}\text{Sn}{}^{130}\text{Te}$	11	640	$17 \rightarrow 18$	45,79	65	17 ... 44	0,6 ... 1,5
${}^{208}\text{Pb}{}^{32}\text{S}$	50	630	$6 \rightarrow 7$	48,73	90 ... 120	31 ... 40	3,1 ... 4,0
${}^{208}\text{Pb}{}^{80}\text{Se}$	26	610	$14 \rightarrow 15$	45,45	100	30 ... 40	1,3 ... 1,7



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 digitized 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.

gen verbreiterte „Linien“ der Frequenzen ν_+ und ν_- . Im Gegensatz zur Modulation mittels Stark-Effekt (in der Anordnung Stark-Feld \mathcal{E} senkrecht zum Zeeman-Feld \mathfrak{H}) bietet Sättigungsmodulation stets Gewähr dafür, daß die (hier nicht aufgelösten) einander korrespondierenden Komponenten $m \rightarrow m+1$ der Liniengruppe ν_+ und $-m \rightarrow -m-1$ der Gruppe ν_- exakt gleich stark moduliert werden und daher im registrierten Spektrum auch mit gleicher Intensität erscheinen. Dies aber ist Voraussetzung für die Bestimmung des g_J -Faktors aus dem Frequenzabstand $\nu_+ - \nu_-$ [vgl. ⁴ Gl. (14)].

In Tab. 2 sind die bis heute bekannten g_J -Faktoren der (IVa/VIA)-Moleküle aufgeführt. Die Meßergebnisse dieser Arbeit sind darin enthalten. Sie sind nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit Gewichten aus Einzelmessungen bestimmt. Die in Einheiten der letzten Dezimalen angegebenen Fehler sind die Standardabweichungen. – Infolge Anisotropie ξ_T der Magnetisierbarkeit der Molekel ist der Schwerpunkt $(\nu_+ - \nu_-)/2$ des registrierten Liniengruppaares gegen die Frequenz ν_0 der feldfreien Rotationslinie verschoben, und zwar findet man $(\nu_+ - \nu_-)/2 < \nu_0$ für alle untersuchten (IVa/VIA)-Moleküle. Hieraus folgt $\xi_T > 0$, und man schließt aus der bekannten Interrelation von g_J , ξ_T und dem molekularen Quadrupolmoment der elektrischen Ladungsverteilung in der Molekel auf das Vorzeichen von g_J . Sämtliche (auf den Massenschwerpunkt bezogenen) g_J -Faktoren sind negativ.

Nachdem nunmehr die g_J -Faktoren fast aller (IVa/VIA)-Moleküle bekannt sind, stellt sich die Frage, ob eine Systematik der Werte existiert und neue Aussagen über die Art der Elektronenverteilung („chemische Bindung“) in den Molekülen gemacht werden können. Die Moleküle der Verbindungsgruppe IVa/VIA sind isovalenzelektronisch. Die 10 Valenzelektronen mit der aus jeweils vollen Schalen zusammengesetzten Konfiguration

$$(\sigma^2)(\sigma^2)(\pi^4)(\sigma^2)$$

bilden einen ${}^1\Sigma$ - (bzw. O^+)-Grundzustand. Ein resultierendes magnetisches Dipolmoment

$$\mu_J = g_J \mu_n J \quad (1)$$

(μ_n = Kernmagneton) besitzen diese Moleküle nur als Folge ihrer Rotation. g_J setzt sich zusammen aus dem (klassisch berechenbaren) Anteil der beiden Kerne und dem (aus einer Störungsrechnung erst in zweiter Näherung folgenden) Elektronenbeitrag (vgl. z. B. ⁶):

$$g_J = \frac{1}{I} \left[(Z_1 z_1^2 + Z_2 z_2^2) - \frac{2}{m} \sum_{n \neq 0} \frac{|(n | L_x | 0)|^2}{E_n - E_0} \right]. \quad (2)$$

Es bedeuten I das durch die Protonenmasse dividierte Trägheitsmoment bezüglich der Rotationsachse ($=x$ -Achse) der Molekel, Z_1 und Z_2 die Kernladungszahlen, z_1 und z_2 die entsprechenden Abstände der Kerne vom Schwerpunkt, m die Elektronenmasse, $|0\rangle$ und $|n\rangle$ die den Grund- bzw. n -ten angeregten Zustand der Elektronenhülle beschreibende ψ -Funktion, $E_n - E_0$ die entsprechende Energiedifferenz und L_x die x -Komponente des Elektronen-Bahndrehimpulsoperators. g_J erweist sich als relativ kleine Differenz zweier großer Werte und kann positiv oder negativ sein. Ein unmittelbarer Vergleich der gemessenen g_J -Werte mit den theoretischen Werten nach Gl. (2) ist nicht möglich, da die Elektronenwellenfunktion nicht bekannt ist.

Wir wollen unsere Meßergebnisse deshalb in einer mehr qualitativ anschaulichen Weise deuten und legen folgendes sehr vereinfachtes Modell der Molekel zugrunde. Jeder der beiden Kerne 1 und 2 ist von N_1 bzw. N_2 Rumpfelektronen mit jeweils kugelsymmetrischer Ladungsverteilung umgeben. Die restlichen Valenzelektronen sind beiden Kernen gemeinsam. Wegen der Nichtorientierbarkeit der kugelsymmetrischen Rumpfelektronen bewirkt ihr Beitrag zum magnetischen Dipolmoment der rotierenden Molekel lediglich eine Reduzierung der umlaufenden Kernladung auf $(Z_1 - N_1)e$ bzw.

$^{12}\text{C}^{16}\text{O}$	$^{12}\text{C}^{32}\text{S}$	$^{12}\text{C}^{80}\text{Se}$	CTe
-0,26890 (10)	-0,2702 (4)	-0,2431 (16)	
$^{28}\text{Si}^{16}\text{O}$	$^{28}\text{Si}^{32}\text{S}$	SiSe	SiTe
-0,1546 (3)	-0,091131 (108)		
$^{74}\text{Ge}^{16}\text{O}$	$^{72}\text{Ge}^{32}\text{S}$	$^{74}\text{Ge}^{80}\text{Se}$	$^{74}\text{Ge}^{130}\text{Te}$
-0,14137 (15)	-0,06828 (11)	-0,03765 (6)	-0,03193 (10)
$^{120}\text{Sn}^{16}\text{O}$	$^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$^{120}\text{Sn}^{80}\text{Se}$	$^{120}\text{Sn}^{130}\text{Te}$
-0,14631 (38)	-0,06120 (7)	-0,03007 (10)	-0,02212 (13)
$^{208}\text{Pb}^{16}\text{O}$	$^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$	$^{208}\text{Pb}^{80}\text{Se}$	$^{208}\text{Pb}^{130}\text{Te}$
-0,16233 (39)	-0,06440 (4)	-0,02764 (7)	-0,01800 (18)

Tab. 2. g_J -Faktoren von (IVa/VIA)-Molekülen im Schwingungszustand (g_J ist relativ zum Kernmagneton definiert).

$(Z_2 - N_2)e$. Die Valenzelektronen dagegen denken wir uns in irgendeiner Verteilung starr mit dem Kerngerüst verbunden. Für den auf das Kernmagneteton bezogenen g_J -Faktor eines Systems geladener (q_i)-Massenpunkte (M_i), welche mit gleicher Winkelgeschwindigkeit im Abstande $\varrho_i (= \sqrt{z_i^2 + y_i^2})$ um eine Achse rotieren, erhält man klassisch

$$g_J = \frac{\Sigma (q_i/e) \varrho_i^2}{\Sigma (M_i/m_p) \varrho_i^2} \quad (3)$$

$e (> 0)$ bedeutet die Elementarladung und m_p die Protonenmasse. Das *Massenmoment*

$$I = \Sigma (M_i/m_p) \varrho_i^2 \quad (4)$$

einer zweiatomigen Molekel bez. irgendeiner Achse (A) senkrecht zur Kernverbindungsleitung berechnet man in guter Näherung aus dem Kernabstand und den beiden atomaren Massen. Das hier allein interessierende *Ladungsmoment* $\Sigma (q_i/e) \varrho_i^2$ bez. der gleichen Achse A ist dann gleich dem Produkt aus Massenmoment und g_J -Faktor:

$$(I g_J)_A = [\Sigma (q_i/e) \varrho_i^2]_A. \quad (5)$$

Anschaulich bedeutet eine Diskussion der $(I g_J)_A$ -Werte der Moleküle den Vergleich ihrer magnetischen Dipolmomente bei gleicher Rotationsgeschwindigkeit um die Achse A.

Das Experiment liefert den g_J -Faktor bez. einer Achse durch den Massenschwerpunkt (S) der Molekel. Die Lage des Schwerpunktes hängt im wesentlichen von den Kermassen ab. Um uns auch von dieser Massenabhängigkeit zu befreien, transformieren wir die Größe $(I g_J)_S$ auf eine Achse (senkrecht zur Kernverbindungsleitung) durch einen der beiden Atomkerne. $(I g_J)_{\text{IV}} [(I g_J)_{\text{VI}}]$ bedeutet das Ladungsmoment bezogen auf eine Achse durch den Kern des Elements der Gruppe IV a (bzw. VI a). Diese spezielle Wahl der Drehachse durch einen Kern beseitigt den Beitrag dieses Kerns und der ihm an-

hängenden Rumpfelektronen zum Ladungsmoment; außerdem wird der Anteil der ihn eng umgebenden Valenzelektronen am Ladungsmoment gegenüber dem der Valenzelektronen in der Umgebung des achsenfernen Kernes wegen der quadratischen Abhängigkeit vom Abstand ϱ_i stark unterdrückt. Durch die Wahl der Drehachse wird das Ladungsmoment gleichsam in die „Anteile“ der beiden „Atome“ (bzw. Ionen) zerlegt. – Nach Townes u. a.⁷ ändert sich der g_J -Faktor bei Koordinatentransformation entlang der Kernverbindungsleitung (= z-Achse mit Ursprung im Schwerpunkt S) um z_0 gemäß

$$(I g_J)_{z_0} = (I g_J)_S - 2 z_0 (|\vec{\mu}_{\text{el}}|/e). \quad (6)$$

$\vec{\mu}_{\text{el}}$ ist das elektrische Dipolmoment der Molekel; die z-Achse weist in die gleiche Richtung.

Der Beitrag des jeweils umlaufenden Atomrumpfes zum Ladungsmoment ist proportional zum Quadrat des Kernabstandes R_0 (d. h. R für den Schwingungsgrundzustand $v=0$). Dieser Beitrag dividiert durch R_0^2 sollte daher für alle (IV a/VI a)-Moleküle der gleiche sein. Nimmt man ferner an, daß die mit dem Kerngerüst starr verbundenen und mit ihm umlaufenden Valenzelektronen bei allen Molekülen dieser Gruppe in gleicher Weise verteilt sind, so sollte man annähernd konstante und vielleicht sogar für die Verbindungsklasse charakteristische Werte von $(I g_J)_{\text{IV}}/R_0^2$ und entsprechend von $(I g_J)_{\text{VI}}/R_0^2$ erhalten.

Tabelle 3 enthält in der oberen Zeile die Werte von $(I g_J)$ bez. der Achse durch den Kern IV; in der unteren Zeile ist $(I g_J)$ durch das Quadrat des Kernabstandes R_0 dividiert. Die entsprechenden Werte bezogen auf die Achse durch den Kern VI sind in Tab. 4 verzeichnet.

Drehachse durch Kern IV (Tab. 3): Sämtliche Ladungsmomente $(I g_J)_{\text{IV}}$ sind negativ. Ihr Betrag wächst monoton in horizontaler und vertikaler Richtung mit wachsender Kernladungszahl der Kerne VI

	${}^8\text{O}$	${}^{16}\text{S}$	${}^{34}\text{Se}$	${}^{52}\text{Te}$
${}^6\text{C}$	-2,3107 (16)	-4,6230 (86)	-5,889 (53)	
	-1,8068 (12)	-1,9550 (36)	-2,089 (19)	
${}^{14}\text{Si}$	-4,2823 (70)	-5,779 (27)		
	-1,8722 (30)	-1,549 (7)		
${}^{32}\text{Ge}$	-5,2825 (52)	-6,603 (18)	-7,312 (26)	-8,849 (51)
	-1,9949 (19)	-1,6276 (44)	-1,6022 (57)	-1,614 (9)
${}^{50}\text{Sn}$	-7,293 (20)	-8,114 (21)	-8,846 (44)	-9,922 (72)
	-2,1652 (59)	-1,6597 (43)	-1,633 (8)	-1,557 (11)
${}^{82}\text{Pb}$	-9,134 (28)	-9,739 (14)	-10,066 (36)	-10,76 (11)
	-2,4653 (75)	-1,8588 (27)	-1,742 (6)	-1,597 (16)

Tab. 3. Ladungsmoment $(I g_J)_{\text{IV}}$ in \AA^2 (obere Zeile) und $(I g_J)_{\text{IV}}/R_0^2$ (untere Zeile; R_0 ist der Kernabstand für $v=0$).

	^8O	^{16}S	^{34}Se	^{52}Te
^6C	−2,3635 (13)	−5,8766 (83)	−7,280 (47)	
	−1,8480 (10)	−2,4852 (35)	−2,583 (17)	
^{14}Si	−2,3313 (70)	−4,388 (23)		
	−1,0193 (30)	−1,1759 (61)		
^{32}Ge	−3,0584 (52)	−4,925 (36)	−5,846 (24)	−7,815 (36)
	−1,1550 (19)	−1,214 (9)	−1,281 (5)	−1,4251 (65)
^{50}Sn	−3,991 (70)	−5,186 (74)	−6,114 (59)	−7,620 (69)
	−1,185 (21)	−1,061 (15)	−1,129 (11)	−1,196 (11)
^{82}Pb	−5,41 (23)	−6,318 (83)	−6,783 (76)	−7,81 (12)
	−1,462 (62)	−1,206 (16)	−1,174 (13)	−1,160 (18)

bzw. IV, d. h. in jeder dieser Folgen überwiegt der Beitrag achsenferner Valenzelektronen immer mehr den des Atomrumpfes VI. Dieser Sachverhalt gilt auch für die Reihe der Kohlenstoffverbindungen, bei denen – im Gegensatz zu den übrigen (IVa/VIA)-Molekülen – das positive Ende des elektrischen Dipolmoments zum Kern VI weist. – Die relative Konstanz des auf gleichen Kernabstand bezogenen Ladungsmomentes ist bemerkenswert. Bei einer Variation der Elektronenzahl fast um den Faktor 10 ändert sich das bezogene Ladungsmoment $(I_{gJ})_{\text{IV}}/R_0^2$ nur um den Faktor 1,6. Wir deuten dies als Folge der großen Ähnlichkeit der Valenzelektronenverteilung in den (IVa/VIA)-Verbindungen. Man erkennt außerdem, daß der Betrag des bezogenen Ladungsmomentes längs der Reihen und Spalten der (IVa/VIA)-Matrix ein Minimum bei den Diagonalelementen durchläuft, also gerade bei den Molekülen mit den am wenigsten unterschiedlichen Kernladungszahlen. Dieses Verhalten wird verständlich, wenn man annimmt, daß hier ähnlich wie bei den exakt gleichkernigen zweiatomigen Molekülen chemische Bindung durch Hereinziehen von Elektronen zwischen die Kerne bewirkt wird. Ein solcher Effekt würde den Beitrag der Elektronen zum Ladungsmoment verringern, den Betrag des (negativen) Moments also absenken. Besonders deutlich erkennt man diesen Effekt an den gleichkernigen Alkalimolekülen und H_2 . Da sie kein elektrisches Dipolmoment besitzen, sind ihre Ladungsmomente (I_{gJ}) unabhängig von der Wahl der Drehachse. Für die chemische Bindung stehen nur zwei Valenzelektronen zur Verfügung; die Ladungsanhäufung zwischen den Kernen kann in diesem Falle nicht durch weiter außen befindliche „einsame Elektronenpaare“ kompensiert werden. Sämtliche (I_{gJ}) -Werte sind daher positiv. Die auf gleichen Kernabstand bezogenen Ladungsmomente $(I_{gJ})/R_0^2$ sind ebenfalls recht gut konstant (vgl. Tabelle 5).

Tab. 4. Ladungsmoment $(I_{gJ})_{\text{VI}}$ in \AA^2 obere Zeile und $(J_{gJ})_{\text{VI}}/R_0^2$ (untere Zeile).

Tab. 5. Auf gleichen Kernabstand bezogenes Ladungsmoment $(I_{gJ})/R_0^2$ einiger gleichkerniger zweiatomiger Moleküle mit 2 Valenzelektronen (Landolt-Börnstein²).

$^1\text{H}_2$	+0,4422 (5)	$^{19}\text{K}_2$	+0,4183 (12)
$^3\text{Li}_2$	+0,3760 (4)	$^{37}\text{Rb}_2$	+0,4014 (14)
$^{11}\text{Na}_2$	+0,4441 (11)	$^{55}\text{Cs}_2$	+0,3609 (20)

Drehachse durch Kern VI (Tab. 4): Trotz Wechsels der Drehachse bleiben alle Ladungsmomente negativ. Mit Ausnahme der Kohlenstoffverbindungen hat in diesem Falle der (linear gemittelte) Schwerpunkt der positiven Ladung größeren Abstand von der Drehachse als der negative. Deshalb wird der Beitrag der achsenfernen Elektronen zum Ladungsmoment stärker kompensiert als bei Drehung um die Achse durch Kern IV. Dies wiederum hat zur Folge, daß man den oben erwähnten Einfluß der zwischen die Kerne gezogenen, bindenden Elektronen bereits an der Tabelle der Ladungsmomente selbst ablesen kann: Bei Variation allein des „umlaufenden Atoms IV“, d. h. entlang der Spalten dieser Tabelle, durchläuft der Betrag des Ladungsmomentes ein Minimum bei Molekülen längs der Diagonalen. Weniger aufschlußreich ist die Tabelle der durch R_0^2 dividierten Ladungsmomente. Sie variieren zwischen −1,019 und −2,583, also ein wenig stärker als bei Drehung um die Achse durch Kern IV. Wegen der umgekehrten Lage der (linear gemittelten) Ladungsschwerpunkte relativ zur Drehachse ist – wiederum abgesehen von den Kohlenstoffverbindungen – die Balance der Beiträge von positiver und negativer Ladung zum resultierenden (zweiten) Ladungsmoment weit kritischer als bei Drehung um Kern IV.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die großzügige finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

- ¹ R. Honerjäger u. R. Tischer, Z. Naturforsch. **28a**, 1372 u. 1374 [1973]; **29a**, 1695 [1974].
- ² K. H. Hellwege (Hrsg.), Landolt-Börnstein-Tabellen (Neue Serie), Bd. II/6, Springer-Verlag, Berlin 1974.
- ³ J. McGurk, H. L. Tigelaar, S. L. Rock, C. L. Norris u. W. H. Flygare, J. Chem. Phys. **58**, 1420 [1973].
- ⁴ R. Honerjäger u. R. Tischer, Z. Naturforsch. **28a**, 458 [1973].
- ⁵ T. Törring, J. Mol. Spectr. **48**, 148 [1973].
- ⁶ W. Gordy u. R. L. Cook, Microwave Molecular Spectra, Interscience Publishers, New York 1970, S. 394.
- ⁷ C. H. Townes, G. C. Dousmanis, R. L. White u. R. F. Schwarz, Discuss. Faraday Soc. **19**, 56 [1955].