

Die Eigenschaften der C – Halogen-Bindung sind, soweit sie mikrowellenspektroskopische Aussagen sind, in Tab. 4 zusammengestellt. Wie man sieht, ist der C – Halogen-Abstand für ein tert. C-Atom stets größer als für ein primäres; ebenso nimmt der Ionencharakter zu, wenn man von $\text{CH}_3\text{-Hal}$ zu TB Hal übergeht. Die Zunahme des Ionencharakters ist hier also mit einer Vergrößerung der Bindungslänge (und einer Abnahme der chemischen Beständigkeit) verbunden.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sachmitteln. Die Rechnungen wurden im Deutschen Rechenzentrum Darmstadt ausgeführt.

	$r_{\text{C-X}}$ (Å)	addierte kov. Rad.	eQg (MHz)	% Ionen- charakter
CH_3F	1,384 ²	1,49 ¹¹	0	—
TBF	1,43 ²		0	—
$\text{CH}_3\text{Cl}^{35}$	1,781 ²	1,76 ¹¹	– 75,1 ⁷	19,5
TBC ³⁵	1,803 ²		– 67,6 ⁴	27,5
$\text{CH}_3\text{Br}^{79}$	1,936 ¹	1,91 ¹¹	+ 577,0 ⁷	12,0
TBB ⁷⁹	1,96		+ 511,6 ³	21,8
CH_3J	2,139 ¹	2,10 ¹¹	– 1931,5 ⁷	15,8
TBJ	2,190 ^a		– 1709,5 ^a	25,4

Tab. 4. Eigenschaften der Kohlenstoff-Halogen-Bindung.

^a Diese Arbeit.

¹¹ V. SCHOMAKER u. D. P. STEVENSON, J. Amer. Chem. Soc. **63**, 37 [1941].

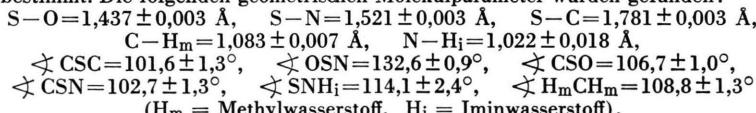
Bestimmung der Molekülstruktur des Dimethylsulfonimins mit Hilfe der Elektronenbeugung an Gasen

HEINZ OBERHAMMER und WERNER ZEIL

Abteilung für Physikalische Chemie der Universität Ulm, Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **25 a**, 845–849 [1970]; eingegangen am 24. März 1970)

Mit Hilfe der Elektronenbeugung wurde die Molekülstruktur des Dimethylsulfonimins in der Gasphase bestimmt. Die folgenden geometrischen Molekülparameter wurden gefunden:



Die Ergebnisse werden mit den entsprechenden Werten der isoelektronischen Verbindungen Dimethylsulfodiimin und Dimethylsulfon verglichen. Es wird versucht, die Bindungsverhältnisse in diesen drei Molekülen mit einem stark vereinfachten Modell zu beschreiben.

Im Rahmen der Strukturbestimmung von Molekülen des sechswertigen Schwefels mit vier Liganden wurde nach dem Dimethylsulfon¹ und Dimethylsulfodiimin² die Struktur des mit diesen Verbindungen isoelektronischen Dimethylsulfonimins ($\text{CH}_3\text{}_2\text{SO(NH)}$) bestimmt. In dieser Reihe von Strukturstudien sollte der Einfluß der doppelt gebundenen Liganden auf die Molekülgeometrie untersucht werden.

Das Dimethylsulfonimin wurde erstmals von BENTLEY und WHITEHEAD³ dargestellt. Außer Ultrarot- und Raman-Spektren⁴ sind bis heute keine

Untersuchungen bekannt, die Aussagen über die Struktur dieses Moleküls erlauben. Die N – H-Bande im UR-Spektrum läßt auf starke Wasserstoffbrückenbindungen (N – H . . . O-Brücken) in der festen und flüssigen Phase schließen, die ähnlich wie im Falle des Dimethylsulfodiimins die Molekülstruktur in der festen und flüssigen Phase beeinflussen dürften⁵.

Experiment

Die Probe wurde von R. APPEL zur Verfügung gestellt, wofür wir an dieser Stelle herzlich danken möchten. Das Dimethylsulfonimin bildet zerfließliche Kri-

³ H. R. BENTLEY u. J. K. WHITEHEAD, J. Chem. Soc. **1950**, 2081.

⁴ R. G. LAUGHLIN u. W. YELLIN, J. Amer. Chem. Soc. **89**, 2435 [1967].

⁵ N. C. WEBB u. R. A. GLOSS, Tetrahedron Letters (London) **1967**, 1043.

Sonderdruckanforderungen an Dr. H. OBERHAMMER, Zentrum Chemie–Physik–Mathematik der Universität Ulm, Abt. für Physikalische Chemie, D-7500 Karlsruhe 21, Hertzstraße 16, Bau 35 II.

¹ H. OBERHAMMER u. W. ZEIL, im Druck bei J. Mol. Struct.

² H. OBERHAMMER u. W. ZEIL, Z. Naturforsch. **24a**, 1612 [1969].



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.

stalle, die bei ca. 56 °C zu farblosem Öl schmelzen. Die Probe und das Gaseinlaßsystem mußte auf ca. 115 °C erhitzt werden, um den für die Beugungsaufnahmen notwendigen Dampfdruck von ca. 10 mm Hg zu erhalten (BENTLEY und WHITEHEAD³ geben einen Dampfdruck von 15 mm Hg bei einer Temperatur von 130–140 °C an). Da die Probe bis 150 °C stabil ist, mußte bei der von uns verwendeten Temperatur nicht mit Zersetzung gerechnet werden.

Die Elektronenbeugungsaufnahmen wurden mit dem Gasdiffraktograph KD-C2⁶ bei einer Beschleunigungsspannung von ca. 60 kV und bei zwei verschiedenen Kameraabständen (Abstand der photographischen Platte von der Gaseinlaßdüse), nämlich 500 mm und 250 mm gemacht. Dazu wurden Kodak B 40-Platten und Kodak D 11-Entwickler verwendet. Zur Festlegung der *s*-Skala ($s = 4\pi/\lambda \cdot \sin \vartheta/2$) mußte die Welenlänge der gestreuten Elektronen mit Hilfe einer Eichbeugung an ZnO bestimmt werden. Die daraus ermittelten Werte waren:

$$\lambda = 0,04892 \pm 0,00002 \text{ \AA}^{-1}$$

bzw.

$$\lambda = 0,04894 \pm 0,00002 \text{ \AA}^{-1}$$

für die beiden Kameraabstände. Die Konstanz der Hochspannung während des Beugungsexperimentes wurde mit einem Digitalvoltmeter kontrolliert. Die Schwankungen waren kleiner als 0,025%. Der experimentell erfaßte Streuwinkelbereich betrug $s = 2 \text{ \AA}^{-1}$ bis $s = 18 \text{ \AA}^{-1}$ für 500 mm Kameraabstand bzw. $s = 5 \text{ \AA}^{-1}$ bis $s = 34 \text{ \AA}^{-1}$ für 250 mm Kameraabstand.

Für jeden der beiden Kameraabstände wurden zwei Platten mit verschiedener Belichtungszeit ausgewählt und die Lichtdurchlässigkeitswerte mikrophotometrisch in Schrittweiten von 0,1 mm registriert. Daraus ergeben sich die Werte für die gesamte Streuintensität $I_t(s)$ unter Verwendung einer Schwärzungskorrektur. Die

experimentelle modifizierte molekulare Intensitätsfunktion

$$M^{\text{expt}}(s) = \frac{I_t(s) - I_u(s)}{I_u(s)} \quad (1)$$

wurde mit einer zunächst näherungsweise bestimmten atomaren Untergrundstreuung $I_u(s)$ für die beiden oben angegebenen *s*-Bereiche berechnet. Diese beiden Funktionen wurden dann mit einem Überlappungsbereich von zwei *s*-Werten zu einer einzigen Intensitätsfunktion für den gesamten *s*-Bereich ($s = 2 \text{ \AA}^{-1}$ bis $s = 34 \text{ \AA}^{-1}$) vereinigt. $s M^{\text{expt}}(s)$ ist in Abb. 1 zusammen mit der für das endgültige Molekülmodell (Abb. 3) berechneten Intensitätsfunktion gezeigt.

Strukturbestimmung

Durch eine Fourier-Sinus-Transformation der modifizierten molekularen Intensitätsfunktion erhält man die Radialverteilungsfunktion

$$\text{RVF}^{\text{expt}}(r) = \int_0^{s_{\text{min}}} s M^{\text{theo}}(s) e^{-\gamma s^2} \sin s r \, ds + \int_{s_{\text{min}}}^{s_{\text{max}}} s M^{\text{expt}}(s) e^{-\gamma s^2} \sin s r \, ds. \quad (2)$$

s_{min} und s_{max} geben den im Experiment erfaßten Streuwinkelbereich an. Die künstliche Dämpfungs- konstante γ wird aus der Bedingung

$$\exp\{-\gamma s_{\text{max}}^2\} = 0,1$$

bestimmt. Im Bereich $s = 0$ bis $s = s_{\text{min}}$ wird die experimentelle Intensitätsfunktion durch die für ein Molekülmodell nach Gl. (3) berechnete theoretische Intensitätsfunktion ergänzt:

$$M^{\text{theo}}(s) = \frac{\sum_i \sum_{i \neq j} f_i(s) f_j(s) \cos(\eta_i - \eta_j) \frac{\sin s r_{ij}}{s r_{ij}} \exp\{-\frac{1}{2} l_{ij}^2 s^2\}}{\sum_i [f_i^2(s) + S_i(s)/s^4]}. \quad (3)$$

Die einzelnen Größen haben die übliche Bedeutung:

$f_i(s)$ Streuamplitude für Atom *i*,

$\eta_i(s)$ Streuphase für Atom *i*,

r_{ij} Abstand zwischen den Atomen *i* und *j*,

l_{ij} Wurzel aus dem mittleren Schwingungsquadrat für den Abstand r_{ij} ,

$S_i(s)$ inelastischer Streuquerschnitt für Atom *i*.

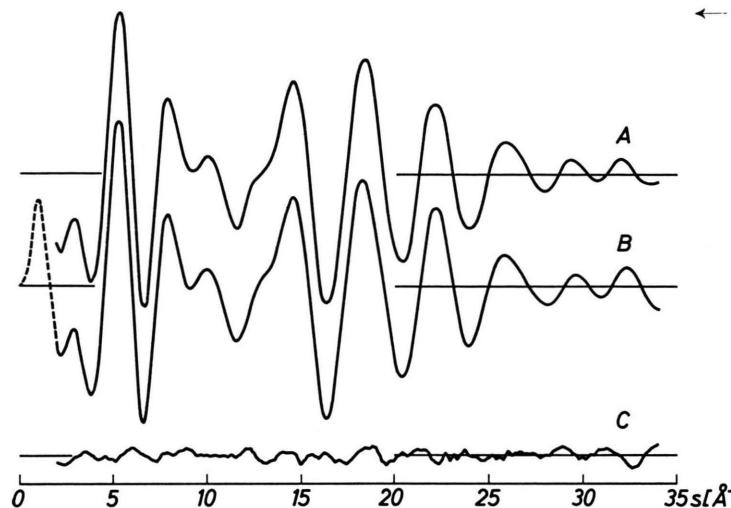
Die Summationen in Gl. (3) laufen über sämtliche Atome im Molekül. Für $f_i(s)$ und $\eta_i(s)$ wurden die von HAASE⁷ berechneten Werte in analytischer Approximation verwendet.

Differenzen zwischen RVF^{expt} und RVF^{theo} in den Bereichen, wo keine interatomaren Abstände auftre-

ten können ($0 \leq r \leq 0,8 \text{ \AA}$ und $r \geq 4,5$), werden hauptsächlich durch fehlerhaft angenommene atomare Untergrundstreuung hervorgerufen. Rücktransformation der Differenzen in diesen Bereichen erlaubt es, einen verbesserten Untergrund zu berechnen, der allerdings wieder geglättet werden muß, da nur bestimmte Bereiche der RFV zur Untergrundverbesserung verwendet werden. Dieser Vorgang wurde bei gleichzeitiger Verbesserung des Molekülmodells so oft wiederholt, bis einerseits zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen der experimentellen und der theoretischen RFV erzielt war und andererseits die Differenzen zwischen den beiden in den oben er-

⁶ Beschreibung der Apparatur siehe: W. ZEIL, J. HAASE u. L. WEGMANN, Z. Instrumentenk. **74**, 84 [1966].

⁷ J. HAASE, Z. Naturforsch. **23a**, 1000 [1968].



← Abb. 1. Modifizierte molekulare Intensitätsfunktion.
 A $s M^{\text{expt}}(s)$;
 B $s M^{\text{theo}}(s)$;
 C Differenzkurve $s M^{\text{expt}}(s) - s M^{\text{theo}}(s)$.

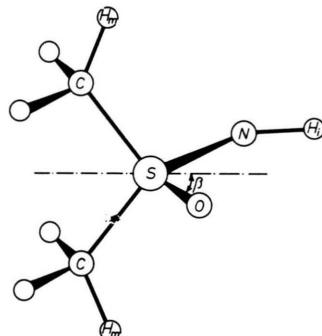


Abb. 3. Molekülmodell für Dimethylsulfonimin.

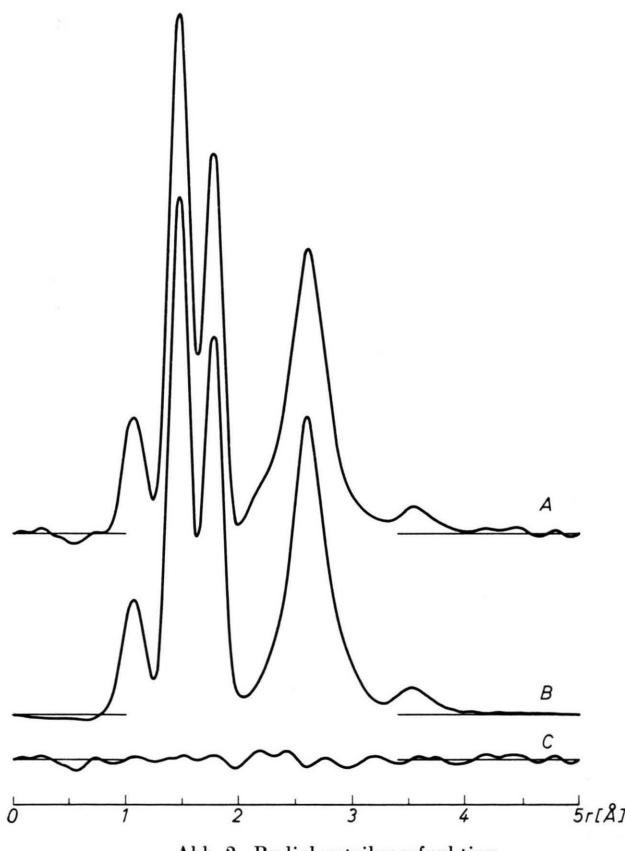


Abb. 2. Radialverteilungsfunktion.
 A $RVF^{\text{expt}}(r)$;
 B $RVF^{\text{theo}}(r)$;
 C Differenzkurve $RVF^{\text{expt}}(r) - RVF^{\text{theo}}(r)$.

wählten Bereichen unter einer bestimmten Grenze (2,5% der maximalen Peakhöhe) lagen. Abb. 2 zeigt $RVF^{\text{expt}}(r)$ und die für das endgültige Molekülmodell berechnete theoretische RVF.

Die aus der RVF bestimmten vorläufigen Molekülparameter (geometrische Parameter und Schwingungsamplituden) wurden anschließend nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (MkF) verfeinert, wobei $s M^{\text{theo}}(s)$ an $s M^{\text{expt}}(s)$ angepaßt wurde. Die verwendete Gewichtsmatrix war diagonal und hatte folgende Werte in der Hauptdiagonale:

$$W_i = \exp\{-a(5 - s_i)\} \quad \text{für } 2 \leq s_i \leq 5, \\ W_i = 1 \quad \text{für } 5 < s_i < 28, \\ \text{und } W_i = \exp\{-b(s_i - 28)\} \quad \text{für } 28 \leq s_i \leq 34.$$

Die Werte für a und b wurden so gewählt, daß sich für $W(s_{\min}) = 0,25$ und für $W(s_{\max}) = 0,1$ ergab. Die Schrittweite $s_{i+1} - s_i$ wurde 0,2 gewählt.

Beim MkF-Verfahren wurde für die Methylgruppen C_{3v} -Symmetrie mit der C – S-Bindungsrichtung als Symmetrieachse vorausgesetzt. Bei der Strukturanalyse des Dimethylsulfodiimins¹ stellten wir mit großer Wahrscheinlichkeit eine cis-Stellung der Imin-Wasserstoffatome mit einem SNH_i -Winkel von $114,1 \pm 2,4^\circ$ fest. Da im Falle des $(\text{CH}_3)_2\text{SO}(\text{NH})$ der Einfluß der Stellung des Imin-Wasserstoffatoms auf die Intensitätsfunktion bzw. Radialverteilungsfunktion geringer ist als im $(\text{CH}_3)_2\text{S}(\text{NH})_2$, konnte hier eine entsprechende Entscheidung nicht getroffen werden. Das im Dimethylsulfodiimin gefundene Ergebnis und der Wert für den N – H_i-Abstand und

SNH_i -Winkel wurde auf das Dimethylsulfonimin übertragen. Aus der RVF konnte festgestellt werden, daß die Stellung der Methylgruppen dieselbe ist wie im Dimethylsulfon und Dimethylsulfodiimin, d. h. ein Wasserstoffatom jeder Methylgruppe liegt in der CSC-Ebene und weist von der C_{2v} -Symmetriearchse der $(\text{CH}_3)_2\text{S}$ -Gruppe weg.

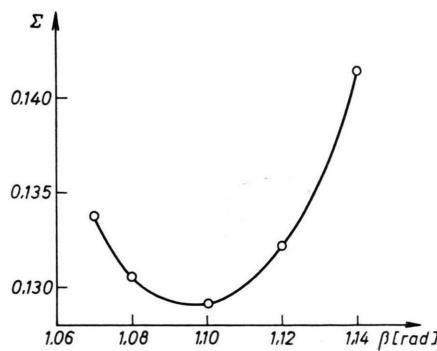


Abb. 4. Summe der Fehlerquadrate zwischen experimenteller und theoretischer Intensitätsfunktion Σ als Funktion des Winkels β .

Da in dem hier untersuchten Molekül keine C_{2v} -Symmetrie mehr vorliegt, müssen drei verschiedene Winkel benutzt werden, um die Bindungswinkel am Schwefelatom zu beschreiben, wenn vorausgesetzt wird, daß die CSC-Ebene senkrecht auf der OSN-Ebene steht. Die von uns dazu verwendeten Winkel (diese dienen nur zur Berechnung der kartesischen Koordinaten bzw. der interatomaren Abstände r_{ij}) waren der CSC-, OSN-Winkel und der Winkel β zwischen der CSC-Ebene und der SO-Bindungsrichtung (siehe Abb. 3). Trotz der oben angegebenen vereinfachenden Annahmen über die Molekülgeometrie stellte sich bei der MkF heraus, daß einer der drei Winkel konstant gehalten werden mußte, da sonst zu große Korrelationen zwischen einigen Parametern auftraten, wodurch einwandfreie Konvergenz des MkF-Verfahrens verhindert wurde. Wir führten eine Reihe von MkF-Analysen durch, wobei verschiedene konstante Werte für den Winkel β verwendet wurden. Abb. 4 gibt den Verlauf der Summe der Fehlerquadrate Σ als Funktion des Winkels β an. Das Minimum von Σ liegt bei einem Wert von $\beta = 62,9^\circ$. Als Fehlergrenze wird $\pm 1,5^\circ$ angenommen. Die diesem β -Wert entsprechenden Ergebnisse für die übrigen Molekülparameter sind in Tab. 1 zusammen-

gestellt. Die dabei angegebenen Fehlergrenzen⁸ sind die dreifachen Werte der aus der MkF sich ergebenden Standardabweichungen.

S—O	$1,437 \pm 0,003$	${}^1\text{S}—\text{O}$	$0,042 \pm 0,003$
S—N	$1,521 \pm 0,003$	${}^1\text{S}—\text{N}$	$0,046 \pm 0,003$
S—C	$1,781 \pm 0,003$	${}^1\text{S}—\text{C}$	$0,050 \pm 0,002$
C—H _m	$1,083 \pm 0,007$	${}^1\text{C}—\text{H}_m$	$0,075$
N—H _i	$1,022 \pm 0,018$	${}^1\text{N}—\text{H}_i$	$0,070$
CSC	$101,6 \pm 1,3^\circ$	${}^1\text{C} \dots \text{C}$	$0,066 \pm 0,024$
OSN	$132,6 \pm 0,9^\circ$	${}^1\text{O} \dots \text{N}$	$0,059 \pm 0,014$
H_mCH_m	$108,8 \pm 1,3^\circ$	${}^1\text{H} \dots \text{H}^c$	$0,140$
SNH_i	$114,1 \pm 2,4^\circ$	${}^1\text{S} \dots \text{H}_i$	$0,085$
β^a	$62,9 \pm 1,5^\circ$	${}^1\text{S} \dots \text{H}_m$	$0,109 \pm 0,015$
CSO^b	$106,7 \pm 1,0^\circ$	${}^1\text{C} \dots \text{O}$	$0,065 \pm 0,009$
CSN^b	$102,7 \pm 1,3^\circ$	${}^1\text{C} \dots \text{N}$	$0,063 \pm 0,015$
		${}^1\text{N} \dots \text{H}_m$	$0,120$
		${}^1\text{O} \dots \text{H}_m$	$0,120$
		${}^1\text{C} \dots \text{H}_m$	$0,120$
		${}^1\text{O} \dots \text{H}_i$	$0,120$
		${}^1\text{C} \dots \text{H}_i$	$0,120$

^a Definition des Winkels β siehe Abb. 3.

^b Der Wert dieses Winkels ist aus den obigen Bindungswinkeln berechnet.

^c Die Schwingungsamplituden für sämtliche ungebundenen $\text{H} \dots \text{H}$ -Abstände wurden gleich groß angenommen.

Tab. 1. Strukturparameter und Schwingungsamplituden des Dimethylsulfonimins. Bindungslängen und Schwingungsamplituden in Å. Schwingungsamplituden, für die keine Fehlergrenzen angegeben sind, wurden im MkF-Verfahren nicht verfeinert. H_m = Methylwasserstoff, H_i = Iminwasserstoff.

Diskussion der Ergebnisse

Tabelle 2 zeigt eine Gegenüberstellung der wichtigsten Strukturparameter der isoelektronischen Verbindungsreihe $(\text{CH}_3)_2\text{SO}_2$, $(\text{CH}_3)_2\text{SO}(\text{NH})$ und $(\text{CH}_3)_2\text{S}(\text{NH})_2$.

	$(\text{CH}_3)_2\text{SO}_2$	$(\text{CH}_3)_2\text{SO}(\text{NH})$	$(\text{CH}_3)_2\text{S}(\text{NH})_2$
S—C	$1,770 \pm 0,003$	$1,781 \pm 0,003$	$1,791 \pm 0,002$
S—O	$1,425 \pm 0,003$	$1,437 \pm 0,003$	—
S—N	—	$1,521 \pm 0,003$	$1,533 \pm 0,002$
CSC	$102,5 \pm 1,3^\circ$	$101,6 \pm 1,3^\circ$	$101,2 \pm 1,4^\circ$
$\text{S}=\text{S}=$	$127,1 \pm 2,4^\circ$	$132,6 \pm 0,9^\circ$	$135,0 \pm 1,2^\circ$
OSC	$106,2 \pm 1,1^\circ$	$106,7 \pm 1,0^\circ$	—
NSC	—	$102,7 \pm 1,2^\circ$	$104,0 \pm 0,9^\circ$

Tab. 2. Die wichtigsten Strukturparameter der drei isoelektronischen Verbindungen (Bindungslängen in Å).

Wie bereits in¹ angedeutet, kann die Struktur dieser drei Verbindungen stark vereinfachend als Mischung der beiden folgenden Grenzstrukturen angesehen werden:

⁸ Y. MORINO, K. KUCHITSU u. Y. MURATA, Acta Cryst. 18, 549 [1965].

I. *Schwefel* liegt als zweifach positiv geladenes Ion mit sp^3 -Hybridisierung vor. Die negative Ladung verteilt sich zwischen den einzelnen Liganden entsprechend ihrer Elektronegativität.

II. *Schwefel* liegt als neutrales Atom mit sechs oktaedrischen sp^3d^2 σ -Orbitalen vor, wobei die Doppelbindungen durch je zwei gebogene σ -Orbitale gebildet werden.

Im Falle I würden alle Bindungswinkel $109^\circ 28'$ betragen, während im Falle II ein CSC-Winkel von 90° und ein Winkel zwischen den Doppelbindungen von 150° vorliegen müßte. Nach diesem Modell ließe ein größerer Winkel zwischen den Doppelbindungen einen größeren Beitrag der Grenzstruktur II erwarten. Damit kann auch erklärt werden, daß im Dimethylsulfodiimin, wo der Anteil der Grenzstruktur

II am größten ist, der S-C-Abstand am längsten ist, da dieser im Falle der Grenzstruktur II einem reinen Einfachbindungsabstand entsprechen würde. Auch der Unterschied in den CSC-Winkeln dieser drei Verbindungen läßt sich nach diesem Modell verstehen. Je größer nämlich der Winkel zwischen den Doppelbindungen, d. h. je größer der Anteil der Grenzstruktur II ist, um so kleiner muß der CSC-Winkel werden. Mit Hilfe dieses Modells kann man also den Gang der S-C-Abstände und der CSC-Bindungswinkel mit den großen Unterschieden in den Winkeln zwischen den Doppelbindungen für diese drei Moleküle rein qualitativ in Verbindung bringen.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die die Elektronenbeugungsanlage als Leihgabe zur Verfügung stellte.

Nachweis von organischen Molekülkomplexen über deren negative Ionen

HANS KNOF * und DIETER KRAFFT **

I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. 25 a, 849—852 [1970]; eingegangen am 2. April 1970)

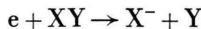
Molecular polymeres of organic compounds could be identified with a special mass spectrometer by their negative ions without fragmentation from acetone, methanol, and formic acid. Verification of these measurements was obtained by the investigation of deuterated samples. Molecular ions were measured up to trimers. Benzene and cyclohexane did not show polymer ions. The measured pressure dependence indicates preference of electron attachment in ion production against ion molecule reactions. The complexes are held together by the intermolecular dipole forces.

In einer früheren Veröffentlichung¹ wurde von dem Nachweis von Molekülkomplexen über deren positive und negative Bruchstückionen berichtet. Da ein Nachweis mit positiven Ionen nicht ohne Fragmentierung der Molekülkomplexe gelang, wird in der vorliegenden Arbeit versucht, die Molekülkomplexe über deren negative Ionen nachzuweisen. Für den Bildungsmechanismus negativer Ionen kommen im wesentlichen drei Prozesse in Frage:

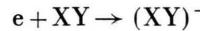
1. Paarbildung



2. Dissoziativer Resonanzeinfang

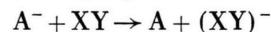


3. Resonanzeinfang



Die erwünschte reine Elektronenanlagerung durch Resonanzeinfang gelingt nur bei niedrigen Elektronenenergien. Schon ab einigen Elektronenvolt findet dissoziativer Resonanzeinfang statt. Paarbildungsprozesse treten bei höheren Energien auf. Außer durch Elektronenstoß werden negative Ionen auch bei Ionen-Molekülstößen gebildet:

4. Ladungsübertragung



5. Ionen-Molekülreaktion



* Sonderdruckanforderungen an Dr. H. KNOF, BP-Institut für Forschung und Entwicklung, D-2000 Wedel (Holstein), Moorweg 71.

** Diplomarbeit 1970.

¹ H. KNOF u. B. MAIWALD, Z. Naturforsch. 23 a, 279 [1968].