

Elektrisches Dipolmoment und Mikrowellenrotationsspektrum
von SnO, SnS, PbO und PbS

J. HOEFT, F. J. LOVAS, E. TIEMANN, R. TISCHER und T. TÖRRING

II. Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1222—1226 [1969] ; eingegangen am 5. Mai 1969)

Stark-effect measurements on pure rotational transitions of SnO, SnS, PbO, and PbS are described. Measurements on the ground vibrational state of the most abundant molecules resulted in the following electric dipole moments:

$^{120}\text{Sn}^{16}\text{O}: \mu_0 = (4,32 \pm 0,10) \text{ D},$
 $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}: \mu_0 = (3,18 \pm 0,10) \text{ D},$
 $^{208}\text{Pb}^{16}\text{O}: \mu_0 = (4,64 \pm 0,30) \text{ D},$
 $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}: \mu_0 = (3,59 \pm 0,10) \text{ D}.$

Due to improved resolution and sensivity of the spectrometer, the rotational spectra of SnS and PbS were measured in more detail and with greater accuracy than previously. The derived rotational constants, Y_{01} , Y_{11} , Y_{21} , Y_{31} and Y_{02} , are reported.

Zuvor haben wir über die Messung des elektrischen Dipolmoments und des Mikrowellenrotationsspektrums von GeO und GeS¹ berichtet. Mit der vorliegenden Arbeit werden die Untersuchungen in der Klasse der (IV/VI)-Verbindungen fortgesetzt. Die von uns beschriebenen Absorptionszellen¹ wurden wiederverwendet. Über die Rotationsspektren des SnO und PbO ist von TÖRRING^{2, 3} schon berichtet worden.

Die Messungen des Dipolmoments von SnO und PbO wurden nur in der Molekülstrahlanordnung durchgeführt. An den häufigsten Isotopenkombinationen ¹²⁰Sn¹⁶O und ²⁰⁸Pb¹⁶O wurde im Rotationsübergang $J = 1 \rightarrow 2$ die Frequenzverschiebung der intensivsten Stark-Komponente $J, |M| = 1, 1 \rightarrow 2, 2$ im 110 kHz-Rechteckfeld gemessen. Bei SnO wurden mit Spannungen von 400 – 550 V Linienverschiebungen von 1,0 – 2,1 MHz, bei PbO mit Spannungen von 250 – 350 V Verschiebungen von 0,7 bis 1,0 MHz erzeugt. Die bei Messungen an GeO¹ aufgetretenen Aufladungseffekte an Aufdampfschichten innerhalb der Absorptionszelle wurden bei SnO und PbO nicht beobachtet. SnO wurde in Molybdän-Öfen aus einem Gemisch von SnO- und CaF₂-Pulver verdampft. Bei PbO wurden Tantal-Öfen verwendet. Dem PbO-Pulver war MgO- oder CaO-Pulver beigegeben. Bleiniederschläge in der Zelle ließen die Dämpfung rasch ansteigen und verursachten Kurz-

schlüsse zwischen den Zellenhälften. Durch diese Störungen war die Meßdauer begrenzt. Die Tabellen 1 und 2 zeigen die Reihe der Einzelergebnisse für die Dipolmomentmessungen an SnO und PbO, über die gemittelt wurde. Die große Streuung der Einzelwerte des PbO erklärt sich aus den oben erwähnten experimentellen Schwierigkeiten. Sie wird bei der Fehlerangabe berücksichtigt.

$\mu_0(\text{D})$	$\mu_0(\text{D})$
4,27	4,34
4,35	4,30
4,32	4,32
4,37	
$\bar{\mu}_0 = (4,32 \pm 0,10) \text{ D}$	

Tab. 1. Einzelmessungen des elektrischen Dipolmoments im Schwingungsgrundzustand des ¹²⁰Sn¹⁶O am Rotationsübergang $J, |M| = 1, 1 \rightarrow 2, 2$.

$\mu_0(\text{D})$	$\mu_0(\text{D})$
4,99	4,85
4,71	4,30
4,60	4,39
$\bar{\mu}_0 = (4,64 \pm 0,30) \text{ D}$	

Tab. 2. Einzelmessungen des elektrischen Dipolmoments im Schwingungsgrundzustand des ²⁰⁸Pb¹⁶O am Rotationsübergang $J, |M| = 1, 1 \rightarrow 2, 2$.

Die Bestimmung des Dipolmoments von SnS und PbS wurde in beiden Spektrometern durchgeführt. Mit der heizbaren Absorptionszelle wurde an der Stark-Komponente $J, |M| = 1, 1 \rightarrow 2, 2$ des ¹²⁰Sn³²S (Spannungsbereich 450 – 600 V; Linienverschiebung 0,5 – 0,9 MHz) und an den Komponenten

Sonderdruckanforderungen erbeten an Dr. J. Hoeft, II. Physik. Institut der Freien Universität Berlin, D-1000 Berlin 33, Boltzmannstr. 20.

¹ J. HOEFT, F. J. LOVAS, E. TIEMANN, R. TISCHER u. T. TÖRRING, Z. Naturforsch. **24 a**, 1217 [1969].
² T. TÖRRING, Z. Naturforsch. **22 a**, 1234 [1967].
³ T. TÖRRING, Z. Naturforsch. **19 a**, 1426 [1964].



$J, |M| = 0, 0 \rightarrow 1, 1$ (270–370 V; 1,0–1,9 MHz) und $1, 1 \rightarrow 2, 2$ des $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$ (350–600 V; 0,4 bis 1,2 MHz) gemessen. Wie in der vorangehenden Arbeit wurde der Übergang $J, |M| = 0, 0 \rightarrow 1, 1$ des $^{133}\text{Cs}^{19}\text{F}$ zur Eichung der Anordnung benutzt. SnS und PbS wurden aus Pulvergemischen mit BaS verdampft. Mit der Molekülstrahlanordnung wurde an SnS und PbS der Übergang $J, |M| = 3, 3 \rightarrow 4, 4$ beobachtet (SnS: 800 V; 1,1 MHz; PbS: 400–700

V; 0,4–1,4 MHz). In beiden Fällen wurden Tantal-Öfen verwendet. Dem SnS wurde CaF_2 und dem PbS BaS zugesetzt. Die Tabellen 3 und 4 enthalten die Einzelwerte der Messungen des Dipolmoments*.

Die mit der heizbaren Absorptionszelle beobachteten Linienbreiten betrugen bei SnS 120 kHz, bei PbS 200 kHz. In der Molekülstrahlanordnung wurden Halbwertsbreiten von 200 kHz gemessen. Bei früheren Messungen von HOEFT^{4, 5} mit einer heizbaren koaxialen Absorptionszelle waren an SnS Halbwertsbreiten von 2 MHz, an PbS von 1 MHz beobachtet worden. Die Steigerung des Auflösungsvermögens bis zu einem Faktor 20 rechtfertigt zusammen mit der inzwischen verbesserten Spektrometerempfindlichkeit eine Wiederholung und Erweiterung der damaligen Messungen. Die Temperaturen, bei denen die Linien gemessen wurden, lagen durchweg niedriger als bei den früheren Messungen. Sie betrugen bei SnS etwa 600 °C, bei PbS etwa 680 °C.

An SnS wurden mit der heizbaren Anordnung die Übergänge $J = 0 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3$, mit der Molekülstrahlanordnung der Übergang $J = 3 \rightarrow 4$ gemessen. Tabelle 5 enthält die Linienfrequenzen. Die gleichen Rotationsübergänge und der Übergang $4 \rightarrow 5$ wurden an PbS beobachtet (Tab. 6). Wie in der Auswertung von GeS^1 wurden auch hier zunächst die Isotopenkombinationen getrennt ausgewertet (Methode I). Die Tabellen 7 und 8 enthalten die so ermittelten Gleichgewichtsabstände der Kerne r_e . In den Tab. 9 und 10 folgen die Massenverhältnisse von Zinn- und Blei-Isotopen, die aus den Rotationskonstanten Y_{01} der isotopen Molekeln berechnet wurden. Zum Vergleich sind Werte aus den Massentabellen von MATTAUCH⁷ und Mitarbeitern angegeben. Aus der Konsistenz der Resultate in den Tab. 7 bis 10 folgt die Anwendbarkeit der Auswertungsmethode II (Mittelung über alle Isotopenkombinationen). Sie liefert die in den Tab. 11 und 12 angegebenen Rotationskonstanten der häufigsten isotopen Molekeln $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$ und $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der früheren Messungen von HOEFT^{4, 5} angegeben.

den sie zu Anfang ihrer Untersuchungen mit Testsubstanzen bestimmt hatten. Nach unseren Erfahrungen zeigen jedoch derartige Zellen beim Aufheizen keine ausreichende Reproduzierbarkeit ihrer Geometrie (vgl. auch die große Streubreite der Eichungen in der Arbeit von MURTY und CURL).

⁴ J. HOEFT, Z. Naturforsch. **20 a**, 313 [1965].

⁵ J. HOEFT, Z. Naturforsch. **19 a**, 1134 [1964].

$J, M \rightarrow J', M' $	$\mu_0(\text{D})$	Eichsubstanz
1, 1 \rightarrow 2, 2	3,16	CsF
	3,19	CsF
	3,19	CsF
	3,19	CsF
	3,19	CsF
3, 3 \rightarrow 4, 4	3,18	—
	3,13	—
$\bar{\mu}_0 = (3,18 \pm 0,10) \text{ D}$		

Tab. 3 Einzelmessungen des elektrischen Dipolmoments im Schwingungsgrundzustand des $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$ an den Rotationsübergängen $J, |M| = 1, 1 \rightarrow 2, 2$ und $3, 3 \rightarrow 4, 4$.

$J, M \rightarrow J', M' $	$\mu_0(\text{D})$	Eichsubstanz
0, 0 \rightarrow 1, 1	3,62	CsF
	3,58	CsF
	3,63	CsF
1, 1 \rightarrow 2, 2	3,48	CsF
	3,52	CsF
	3,48	CsF
	3,59	CsF
	3,57	CsF
	3,51	CsF
	3,50	CsF
	3,67	CsF
	3,62	CsF
	3,58	CsF
	3,66	—
3, 3 \rightarrow 4, 4	3,56	—
	3,65	—
	3,57	—
	3,71	—
	3,61	—
	3,73	—
$\bar{\mu}_0 = (3,59 \pm 0,10) \text{ D}$		

Tab. 4 Einzelmessungen des elektrischen Dipolmoments im Schwingungsgrundzustand des $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$ an den Rotationsübergängen $J, |M| = 0, 0 \rightarrow 1, 1, 1, 1 \rightarrow 2, 2$ und $3, 3 \rightarrow 4, 4$.

* Nach Fertigstellung dieser Arbeit wurden uns Messungen der Dipolmomente von PbS, SnS und SiS bekannt (A. N. MURTY u. R. F. CURL, JR., J. Mol. Spectr. **30**, 102 [1969]). Die dort angegebenen Werte (PbS: $\mu = 4,02 \pm 0,10 \text{ D}$; SnS: $\mu = 3,38 \pm 0,07 \text{ D}$) liegen höher als unsere Meßwerte. Die Abweichungen sind größer als die angegebenen Meßfehler. Eine mögliche Erklärung dieser Diskrepanz ist vielleicht darin zu finden, daß MURTY und CURL für ihre heiße Absorptionszelle einen festen Eichfaktor benutzten,

Molekel	$J \rightarrow$ $J + 1$	v	ν (MHz)	$\Delta \nu$ (kHz)	Molekel	$J \rightarrow$ $J + 1$	v	ν (MHz)	$\Delta \nu$ (kHz)	
$^{112}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$16627,866 \pm 0,020$	2	$^{119}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$2 \rightarrow 3$	0	$24615,801 \pm 0,010$	2	
$^{116}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$16500,561 \pm 0,010$	2			1	$24524,538 \pm 0,010$	2	
		1	$16439,225 \pm 0,010$	— 5			2	$24433,184 \pm 0,015$	20	
		2	$16377,820 \pm 0,010$	6			3	$24341,776 \pm 0,030$	12	
		0	$24750,765 \pm 0,010$	2		$3 \rightarrow 4$	0	$32820,909 \pm 0,025$	18	
	$2 \rightarrow 3$	1	$24658,755 \pm 0,010$	— 3	$^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$16381,644 \pm 0,010$	— 2	
		2	$24566,648 \pm 0,015$	14				1	$16320,963 \pm 0,010$	— 1
		3	$24474,496 \pm 0,015$	— 4				2	$16260,235 \pm 0,010$	— 3
		0	$33000,864 \pm 0,020$	14				3	$16199,457 \pm 0,010$	— 8
	$3 \rightarrow 4$	1	$32878,126 \pm 0,080$	65			4	$16138,613 \pm 0,010$	— 2	
							5	$16077,715 \pm 0,010$	0	
$^{117}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$16470,031 \pm 0,010$	5			$2 \rightarrow 3$	0	$24572,395 \pm 0,010$	— 8
		1	$16408,860 \pm 0,010$	4				1	$24481,376 \pm 0,010$	— 10
		2	$16347,660 \pm 0,020$	— 19				2	$24390,276 \pm 0,010$	— 5
	$2 \rightarrow 3$	0	$24704,960 \pm 0,010$	17				3	$24299,093 \pm 0,015$	5
		1	$24613,200 \pm 0,010$	18			4	$24207,832 \pm 0,015$	9	
		2	$24521,388 \pm 0,020$	— 4			5	$24116,496 \pm 0,030$	0	
	$3 \rightarrow 4$	0	$32939,827 \pm 0,025$	— 1		$3 \rightarrow 4$	0	$32763,042 \pm 0,010$	— 2	
							1	$32641,684 \pm 0,015$	— 5	
	$^{118}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$16440,110 \pm 0,010$	— 5				2	$32520,212 \pm 0,030$
			1	$16379,080 \pm 0,010$	19			3	$32398,636 \pm 0,060$	19
2			$16318,043 \pm 0,010$	0	$^{122}\text{Sn}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$16325,074 \pm 0,010$	6	
3			$16256,955 \pm 0,020$	— 21				1	$16264,698 \pm 0,010$	16
4		$16195,755 \pm 0,020$	15				0	$24487,558 \pm 0,010$	— 14	
$2 \rightarrow 3$		0	$24660,084 \pm 0,010$	— 4			$2 \rightarrow 3$	1	$24397,006 \pm 0,015$	— 11
		1	$24568,576 \pm 0,010$	— 5				0	$32649,898 \pm 0,040$	19
		2	$24476,989 \pm 0,010$	— 1				$1 \rightarrow 2$	0	$16270,341 \pm 0,010$
		3	$24385,320 \pm 0,015$	5			1		$16210,272 \pm 0,010$	— 5
$3 \rightarrow 4$		4	$24293,576 \pm 0,030$	2					2	$16150,158 \pm 0,020$
		0	$32879,972 \pm 0,015$	— 9			$2 \rightarrow 3$	0	$24405,431 \pm 0,010$	— 13
		1	$32757,920 \pm 0,030$	32				1	$24315,334 \pm 0,010$	— 9
		2	$32635,840 \pm 0,050$	0		2		$24225,176 \pm 0,030$	— 18	
$^{119}\text{Sn}^{32}\text{S}$		$1 \rightarrow 2$	0	$16410,567 \pm 0,010$	19		$3 \rightarrow 4$	0	$32540,412 \pm 0,030$	5
			1	$16349,742 \pm 0,010$	3					

Tab. 5. Linienfrequenzen von SnS. Die letzte Spalte enthält die Differenzen $\Delta\nu$ zwischen den nach Methode II berechneten und den gemessenen Linienfrequenzen.

Aus den Rotationskonstanten (Tab. 11 und 12) erhält man die Entwicklungskoeffizienten des Potentials nach DUNHAM⁸ in Tab. 13 und 14. Die Schwingungskonstanten sind mit den bandenspektroskopischen Ergebnissen $\omega_e = 487,26 \text{ cm}^{-1}$ für $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$ von DOUGLAS⁹ und Mitarbeitern und $\omega_e = 429,40 \text{ cm}^{-1}$ für $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$ von BARROW¹⁰ und Mitarbeitern in guter Übereinstimmung. Versucht man die Anpassung der gemessenen Rotationskonstanten Y_{01} , Y_{11} und Y_{02} (Tab. 11 und 12) an ein Morse-Potential, so ergeben sich die Konstanten D_e und a (Tab. 15 und 16). Damit sind die Dunham-Energiekoeffizienten Y_{20}^M , Y_{21}^M und Y_{12}^M berechenbar. Für die Größe $-Y_{20}^M \approx \omega_e x_e$ wurde von den oben genannten Autoren für SnS $1,358 \text{ cm}^{-1}$ und für PbS $1,30 \text{ cm}^{-1}$ ermittelt. Diese Resultate sind mit unseren Ergeb-

nissen in befriedigender Übereinstimmung. Die aus dem Morse-Potential ermittelten Werte Y_{21}^M (Tab. 15 und 16) unterscheiden sich merklich von den gemessenen Werten Y_{21} (Tab. 11 und 12). Vermutlich geben die errechneten Werte für Y_{12}^M (Tab. 15 und 16) nur die Größenordnung der zu erwartenden Werte für Y_{12} an.

Herrn Professor Dr. R. HONERJÄGER danken wir herzlich für sein reges Interesse an dieser Arbeit und seine großzügige Unterstützung. Dem Meister unserer Werkstatt, Herrn Hahne, danken wir für seine Hilfe bei der Planung, Konstruktion und Ausführung der Absorptionszellen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die finanzielle Unterstützung unserer Forschungsvorhaben. F. J. L. dankt der National Science Foundation für die finanzielle Unterstützung durch ein NATO Postdoctoral Fellowship.

⁸ C. H. TOWNES u. A. L. SCHAWLOW, Microwave Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co., London 1955.

⁹ A. E. DOUGLAS, L. L. LOWE u. J. R. MORTON, J. Mol. Spectr. **7**, 161 [1961].

¹⁰ R. F. BARROW, P. W. FRY u. R. C. LEBARGY, Proc. Phys. Soc. London **81**, 697 [1963].

Molekel	$J \rightarrow$ $J + 1$	v	ν (MHz)	$\Delta\nu$ (kHz)
$^{206}\text{Pb}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$13940,465 \pm 0,020$	— 2
		1	$13888,058 \pm 0,020$	0
		2	$13835,507 \pm 0,020$	8
		3	$13782,860 \pm 0,020$	— 8
	$2 \rightarrow 3$	0	$20910,644 \pm 0,020$	— 11
		1	$20832,000 \pm 0,020$	26
		2	$20753,200 \pm 0,100$	12
		3	$20674,350 \pm 0,150$	— 133
	$3 \rightarrow 4$	0	$27880,729 \pm 0,020$	2
	$4 \rightarrow 5$	0	$34850,738 \pm 0,020$	— 7
$^{207}\text{Pb}^{32}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$13931,427 \pm 0,020$	— 19
		1	$13879,063 \pm 0,020$	— 9
		2	$13826,575 \pm 0,020$	— 12
		3	$13773,900 \pm 0,150$	52
	$2 \rightarrow 3$	0	$20897,051 \pm 0,020$	1
		1	$20818,526 \pm 0,020$	— 5
		2	$20739,800 \pm 0,100$	— 16
		3	$20660,950 \pm 0,150$	— 83
	$3 \rightarrow 4$	0	$27862,589 \pm 0,020$	33
	$4 \rightarrow 5$	0	$34828,108 \pm 0,020$	— 13
$^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$	$0 \rightarrow 1$	0	$6961,250 \pm 0,020$	— 14
		0	$13922,460 \pm 0,020$	— 13
	$1 \rightarrow 2$	1	$13870,153 \pm 0,020$	— 9
		2	$13817,695 \pm 0,020$	8
		3	$13765,119 \pm 0,020$	24
		4	$13712,400 \pm 0,200$	79
		5	$13659,700 \pm 0,200$	30
	$2 \rightarrow 3$	0	$20883,607 \pm 0,020$	3
		1	$20805,166 \pm 0,020$	— 11
		2	$20726,508 \pm 0,020$	— 14
3		$20647,700 \pm 0,100$	— 47	
$3 \rightarrow 4$	4	$20568,900 \pm 0,200$	— 242	
	0	$27844,683 \pm 0,020$	17	
	1	$27740,083 \pm 0,020$	11	
	2	$27635,190 \pm 0,040$	23	
$4 \rightarrow 5$	3	$27530,593 \pm 0,020$	0	
	1	$34674,940 \pm 0,020$	— 5	
	2	$34543,843 \pm 0,040$	— 10	
	$^{208}\text{Pb}^{34}\text{S}$	$1 \rightarrow 2$	0	$13214,000 \pm 0,200$
1			$13165,300 \pm 0,400$	412

Tab. 6. Linienfrequenzen von PbS. Die letzte Spalte enthält die Differenzen $\Delta\nu$ zwischen den nach Methode II berechneten und den gemessenen Linienfrequenzen.

Molekel	r_e (Å)
$^{116}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 017 2 (11)
$^{117}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 017 3 (15)
$^{118}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 017 4 (12)
$^{119}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 018 6 (15)
$^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 017 2 (7)
$^{122}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 018 1 (18)
$^{124}\text{Sn}^{32}\text{S}$	2,209 016 3 (13)

Mittelwert nach Methode II

$$r_e(2,209\,017\,3 \pm 0,000\,025 \pm 0,000\,000\,3 \text{ **}) \text{ Å}$$

* Fehler durch Naturkonstanten, ** Meßfehler.

Tab. 7. Gleichgewichtsabstände der Kerne von SnS.

Molekel	r_e (Å)
$^{206}\text{Pb}^{32}\text{S}$	2,286 851 8 (22)
$^{207}\text{Pb}^{32}\text{S}$	2,286 854 1 (28)
$^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$	2,286 853 5 (13)

Mittelwert nach Methode II

$$r_e(2,286\,853\,9 \pm 0,000\,025 \pm 0,000\,000\,8 \text{ **}) \text{ Å}$$

* Fehler durch Naturkonstanten, ** Meßfehler.

Tab. 8. Gleichgewichtsabstände der Kerne von PbS.

Zu Tab. 7 und 8. Zahlen in Klammern sind Meßfehler in Einheiten der letzten Dezimalen. Die verwendeten Naturkonstanten sind den Tabellen von COHEN und DUMOND⁶ entnommen, die relativen atomaren Massen der Isotope den Tabellen von MATTAUCH⁷ et al.

	Diese Arbeit	MATTAUCH ⁷
$^{120}\text{Sn}/^{116}\text{Sn}$	1,034 516 (6)	1,034 515 9 (1)
$^{120}\text{Sn}/^{117}\text{Sn}$	1,025 656 (7)	1,025 655 8 (1)
$^{120}\text{Sn}/^{118}\text{Sn}$	1,016 968 (6)	1,016 968 3 (1)
$^{120}\text{Sn}/^{119}\text{Sn}$	1,008 395 (7)	1,008 400 8 (1)
$^{120}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}$	0,967 696 (6)	0,967 692 5 (1)
$^{120}\text{Sn}/^{122}\text{Sn}$	0,983 580 (8)	0,983 583 4 (1)
$^{116}\text{Sn}/^{117}\text{Sn}$	0,991 435 (8)	0,991 435 5 (1)
$^{116}\text{Sn}/^{118}\text{Sn}$	0,983 037 (7)	0,983 037 9 (1)
$^{116}\text{Sn}/^{119}\text{Sn}$	0,974 751 (8)	0,974 756 2 (1)
$^{116}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}$	0,935 410 (8)	0,935 406 1 (1)
$^{116}\text{Sn}/^{122}\text{Sn}$	0,950 763 (9)	0,950 766 8 (1)
$^{117}\text{Sn}/^{118}\text{Sn}$	0,991 530 (8)	0,991 529 8 (1)
$^{117}\text{Sn}/^{119}\text{Sn}$	0,983 171 (9)	0,983 176 6 (1)
$^{117}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}$	0,943 490 (9)	0,943 486 6 (1)
$^{117}\text{Sn}/^{122}\text{Sn}$	0,958 977 (10)	0,958 980 0 (1)
$^{118}\text{Sn}/^{119}\text{Sn}$	0,991 570 (8)	0,991 575 4 (1)
$^{118}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}$	0,951 551 (8)	0,951 546 3 (1)
$^{118}\text{Sn}/^{122}\text{Sn}$	0,967 169 (9)	0,967 172 1 (1)
$^{119}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}$	0,959 640 (9)	0,959 630 8 (1)
$^{119}\text{Sn}/^{122}\text{Sn}$	0,975 392 (10)	0,975 389 3 (1)
$^{124}\text{Sn}/^{122}\text{Sn}$	1,016 414 (10)	1,016 421 5 (1)

Tab. 9. Massenverhältnisse von Zinnisotopen aus den Daten von Sn^{32}S . Zahlen in Klammern sind Fehler in Einheiten der letzten Dezimalen.

	Diese Arbeit	MATTAUCH ⁷
$^{208}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$	1,004 831 (21)	1,004 835 1 (1)
$^{208}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$	1,009 732 (17)	1,009 720 5 (1)
$^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$	1,004 877 (23)	1,004 861 9 (1)

Tab. 10. Massenverhältnisse von Bleiisotopen aus den Daten von Pb^{32}S . Zahlen in Klammern sind Fehler in Einheiten der letzten Dezimalen.

⁶ E. R. COHEN u. J. W. M. DUMOND, Rev. Mod. Phys. **37**, 537 [1965].

⁷ J. H. E. MATTAUCH, W. THIELE u. A. H. WAPSTRA, Nucl. Phys. **67**, 1 [1965].

	Diese Arbeit	HOEFT ⁴
Y_{01}	4 103,001 3 MHz (1 2)	4 103,018 MHz (45)
Y_{11}	— 15,158 5 MHz (1 7)	— 15,180 MHz (40)
Y_{21}	— 0,005 60 MHz (78)	— MHz
Y_{31}	— 0,000 13 MHz (10)	— MHz
Y_{02}	— 0,001 272 MHz (32)	— MHz

Tab. 11. Rotationskonstanten von $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$. Zum Vergleich sind die früheren Ergebnisse von HOEFT ⁴ angegeben.

	Diese Arbeit	HOEFT ⁵
Y_{01}	3 487,143 5 MHz (2 4)	3 487,172 MHz (18)
Y_{11}	— 13,037 3 MHz (5 2)	— 13,085 MHz (16)
Y_{21}	— 0,020 4 MHz (3 1)	— MHz
Y_{31}	— 0,000 72 MHz (55)	— MHz
Y_{02}	— 0,001 012 MHz (27)	— MHz

Tab. 12. Rotationskonstanten von $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$. Zum Vergleich sind die früheren Ergebnisse von HOEFT ⁵ angegeben.

$\omega_e \approx Y_{10}$	(491,6 \pm 6,3)	cm^{-1}
a_0	(4,41 \pm 0,11) $\cdot 10^5$	cm^{-1}
a_1	— (3,212 \pm 0,028)	

Tab. 13. Potentialkonstanten nach DUNHAM ⁸ für $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$.

$\omega_e \approx Y_{10}$	(431,8 \pm 5,8)	cm^{-1}
a_0	(4,01 \pm 0,11) $\cdot 10^5$	cm^{-1}
a_1	— (3,313 \pm 0,031)	

Tab. 14. Potentialkonstanten nach DUNHAM ⁸ für $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$.

D_e	(5,31 \pm 0,21)	eV
a	(3,121 \pm 0,028)	
$-Y_{20}^M \approx \omega_e x_e$	(1,412 \pm 0,025)	cm^{-1}
Y_{21}^M	— (0,012 3 \pm 0,000 5)	MHz
Y_{12}^M	— (3,1 \pm 0,2)	Hz

Tab. 15. Potentialkonstanten für ein Morse ⁸-Potential und daraus berechnete Dunham ⁸-Energiekoeffizienten für $^{120}\text{Sn}^{32}\text{S}$.

D_e	(4,53 \pm 0,19)	eV
a	(3,313 \pm 0,031)	
$-Y_{20}^M \approx \omega_e x_e$	(1,277 \pm 0,024)	cm^{-1}
Y_{21}^M	— (0,011 3 \pm 0,000 7)	MHz
Y_{12}^M	— (2,8 \pm 0,2)	Hz

Tab. 16. Potentialkonstanten für ein Morse ⁸-Potential und daraus berechnete Dunham ⁸-Energiekoeffizienten für $^{208}\text{Pb}^{32}\text{S}$.