

**Berichtigung**  
**zur Arbeit: Über Wirkungsquerschnitte bei Stößen zweiter**  
**Art im angeregten Hg-Dampf nebst einem Beitrag über**  
**die Hyperfeinstruktur der Hg-Resonanzlinie 2537 Å.**

Von **Otto Buhl**<sup>1)</sup>.

(Eingegangen am 2. Juli 1938.)

Meine Untersuchungen des Zeeman-Effektes der Hg-Resonanzstrahlung hatten unter anderem die Zielsetzung, eine Kontrolle der interferometrisch gemessenen Hyperfeinstruktur der Hg-Resonanzlinie 2537 Å durchzuführen. Aus den Untersuchungen wurde unter Heranziehung der Theorie von Inglis<sup>2)</sup> geschlossen, daß wegen der nahen Übereinstimmung der kurzwelligsten Komponenten von Hg<sub>199</sub> (*B*) und Hg<sub>201</sub> (*c*) (der mitgeteilte Abstand *Bc* war  $9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) das Triplett von Hg<sub>201</sub> ( $i = 3/2$ ) eine Abweichung von der Landéschen Intervallregel zeigt, die nach Schüler und Schmidt<sup>3)</sup> auf das Vorhandensein eines Quadrupolmoments des Atomkerns von Hg<sub>201</sub> hinweist. Schüler und Schmidt finden für die Größe dieses Moments:  $q = 5 \cdot 10^{-25}$  (nicht  $0,5 \cdot 10^{-25}$ , wie irrtümlich angegeben), während ich einen niedrigeren Wert fand ( $3 \cdot 10^{-25}$ ), der allerdings wegen der Unsicherheit in der Lage der Triplett-Komponenten von Hg<sub>201</sub> keinen Anspruch auf erhöhte Genauigkeit erheben konnte.

Herr Th. Schmidt hatte nun die Freundlichkeit mich darauf hinzuweisen, daß beim Auftreten eines Quadrupolmoments die Formeln von Inglis nicht mehr genügen bzw. eine Korrektur erfahren müssen, die dem  $\cos^2(ij)$ -Glied Rechnung trägt. Die Säkulargleichung enthält dann die Kopplungskonstanten *a* und *b* zwischen Elektronengebäude und Dipol- bzw. Quadrupolmoment des Kerns. Mit den von Schüler und Schmidt aus  $\lambda = 4078 \text{ Å}$  ermittelten Werten für *a* und *b* findet man für die  $m = \frac{1}{2}$  Aufspaltung von *c*<sub>201</sub> bei  $\mathfrak{H} = 1935 \text{ Ø}$  genau denselben Wert wie bei  $\mathfrak{H} = 0$ , d. h. die Linien *B* und *c* fallen sogar zusammen, und zwar können sie sich bei einer Fehlergrenze von  $\pm 20 \text{ Ø}$  beim Resonanzfeld  $1930 \text{ Ø}$  höchstens um  $\pm 1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  unterscheiden. Nimmt man nun für die Hyperfeinstrukturabstände der ungeraden Isotope die Werte von Schüler und Schmidt und berechnet die Lage der geraden Isotope aus den Auf-

<sup>1)</sup> Otto Buhl, ZS. f. Phys. **109**, 180, 1938. — <sup>2)</sup> D. R. Inglis, ebenda **84**, 466, 1933. — <sup>3)</sup> H. Schüler u. Th. Schmidt, ebenda **98**, 239, 1935.

spaltungen  $H = g\mu\mathfrak{H}$  bei den Resonanzfeldern  $\mathfrak{H} = 3150; 5550; 8120$  und  $10400 \text{ O}$ , so ergibt sich folgendes Strukturbild (bezogen auf  $\text{Hg}_{200}$ ):

Komp.	Schwerpunkt		
		$10^{-3} \text{ cm}^{-1}$	$10^{-3} \text{ \AA}$
I   $B$		388,5	- 25,0
	$c$	388,5	
II   198		168	- 10,1
	$b$	134,5	
III 200		0	0
IV 202		- 180	+ 11,6
V   $a$		- 330	+ 22,0
	204	- 349 (?)	
	$A$	- 351	
		- 339,5	- 342,5

Zur Festlegung von  $\text{Hg}_{204}$  ist angenommen, daß die Komponenten von  $a$  und  $\text{Hg}_{204}$  bei der Überkreuzung über I bei  $\mathfrak{H} = 10400 \text{ O}$  intensitätsgleich sind.

Den berechneten Aufspaltungen ist ein  $g$ -Faktor  $3/2$ , d. h. Annahme der Russel-Sounders-Kopplung, zugrunde gelegt. Beim  ${}^3P_1$ -Term ist jedoch diese Voraussetzung nicht streng erfüllt. Aus den Multiplettständen würde folgen:  $g = 1,484$ . Damit ist aber die Übereinstimmung mit den Messungen von Mc. Nair<sup>1)</sup> schlechter wie oben, und um diese zu wahren, wäre ein kleinerer  $g$ -Faktor nur in Verbindung mit höheren Resonanzfeldern vereinbar, d. h. in Wirklichkeit müßte man die angegebenen Felder um 1% vergrößern. Ganz abgesehen davon, daß diese Möglichkeit nicht auszuschließen ist (die Werte für die Felder wurden einer nicht selbstgemessenen Eichkurve entnommen), ist auf der anderen Seite die Berechnung des  $g$ -Faktors aus der Multiplettstruktur nicht genügend sicher.

München, Physikalisches Institut der Universität.

<sup>1)</sup> Mc. Nair, Phys. Rev. **31**, 986, 1928.