Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 7 (1934)
Heft: VI

Artikel: Das Indium-Isotop 113
Autor: Wehrli, M.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110390

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Das Indium-Isotop 113[1])

von **M. Wehrli.**

(27. VI. 34.)

Inhalt: Aus Absorptionsaufnahmen an InJ-Dampf werden 11 weitere Indium-Isotopenaufspaltungen erhalten. Ihre theoretische Auswertung, welche die Messung neuer Kanten erfordert, bestätigt die Existenz des In 113. Das Intensitätsverhältnis der Kanten entspricht qualitativ dem aus dem Atomgewichte bestimmten Mengenverhältnisse: In 115 : In 113 = 11 : 1.

§ 1. Die letzte Atomgewichtsbestimmung des Indiums wurde kürzlich von G. Baxter und C. Alter[2]) durchgeführt und ergab den Wert 114,76. Der Fehler dürfte 0,14 sicher nicht überschreiten, so dass 114,90 eine obere Grenze des Atomgewichtes von In darstellt. Als untere Grenze für den Packungseffekt ergibt sich daraus $-8{,}7 \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert ist zu gross; denn die Kurve von F. Aston[3]) liegt in der Gegend von Indium bei $-6 \cdot 10^{-4}$. Man wird deshalb vermuten, dass dem Indium 115 leichtere Isotopen beigemischt sind. Da es eine ungerade Ordnungszahl besitzt ($Z_{In}=49$), dürfte nach einer empirischen Regel von F. Aston[4]) nur ein einziges leichteres Isotop vorhanden sein. Ausgehend von weitern empirischen Gesetzmässigkeiten hat G. Beck[5]) das In 113 vorausgesagt. Auch A. Jaquerod[6]) diskutiert die Möglichkeit eines leichtern Indiumisotops. Schon vorher war das Indium von F. Aston[7]) im Massenspektrographen untersucht worden und ergab nur eine schwache Linie 115, wobei allerdings eine geringe Beimengung von In 113 nicht ausgeschlossen werden konnte. E. Miescher[8]) und ich haben im Bandenspektrum des InJ zwei schwache Kanten

[1]) Eine kurze Mitteilung über diese Arbeit ist erschienen in: Naturw. **22**, 289, 1934.

[2]) G. Baxter und C. Alter, Am. Chem. Soc. J. **55**, 1943, 1933.

[3]) F. Aston, Mass-spectra and Isotopes, 1933, S. 167 und S. 235. In der Figur 30 müssen alle Punkte oberhalb Mo um 10 Masseinheiten nach rechts verschoben werden.

[4]) F. Aston, l. c. S. 175.

[5]) G. Beck, Zeitschr. f. Phys. **47**, 412, 1928.

[6]) A. Jaquerod, Helv. Phys. Acta **7**, 374, 1934. Diese Arbeit ist so kurz nach der unsrigen erschienen, dass dem Verfasser der Nachweis des In 113 nicht bekannt sein konnte.

[7]) F. Aston, Phil. Mag. **49**, 1192, 1925.

[8]) M. Wehrli und E. Miescher, Helv. Phys. Acta **7**, 322, 1934 (Arbeit I).

festgestellt, welche als Isotopenkanten gedeutet und dem $In^{113}J$ zugeordnet worden sind. Die vorliegende Arbeit soll das Tatsachenmaterial über das In 113 erweitern, um damit sein Vorhandensein einwandfrei sicherzustellen.

§ 2. Beim spektroskopischen Nachweis von In 113 müssen zwei Bedingungen erfüllt sein: Die Hauptkanten (von $In^{115}J$) müssen sehr intensiv sein, damit überhaupt der schwache Begleiter (von $In^{113}J$) noch mit merklicher Intensität auftritt. Wegen der geringen relativen Massendifferenz von In 115 und In 113 ist die Isotopenaufspaltung klein, und es muss deshalb in grossem Abstande von der Nullstelle des Bandensystems gemessen werden[1]). Nun fällt aber die Intensität eines Bandensystems mit wachsendem Abstande von der Nullstelle ab, so dass im Gebiete, in dem die zweite Bedingung gut, die erste schlecht erfüllt ist und umgekehrt. Die Spektren von InCl und InBr sind zum Nachweise weniger geeignet, da sie noch den Chlor- und Bromisotopeneffekt zeigen, was einerseits eine Intensitätsverminderung der Einzelkanten und anderseits ein viel komplizierteres und damit verwischteres Aufspaltungsbild ergibt.

§ 3. Es wird deshalb die Untersuchung am Absorptionsspektrum des InJ durchgeführt. Die experimentelle Anordnung ist die gleiche wie in Arbeit I: 3 m-Konkavgitter in 2. Ordnung, Quarzgefäss von der Länge 10 cm mit Ansatz für die Substanz im elektrischen Doppelofen, Osram-Punktlampe als Lichtquelle. Von den drei Bandensystemen des InJ erweist sich das Bandensystem A (s. Arbeit I) als besonders günstig. Es ist sehr ausgedehnt, so dass die zweite Bedingung gut erfüllt werden kann. Es hat in der Rotationsstruktur keine Q-Zweige, was die Deutung des Spektrums vereinfacht. Schliesslich liegt es im Vergleich mit den andern Systemen bei den grössten Wellenlängen (4030—4500 Å.E.), d. h. im günstigern Gebiete der Punktlampe. Die Beleuchtungsdauer bei den besten Aufnahmen beträgt etwa 45 Min.

§ 4. *Ergebnisse.* In Fig. 1 ist ein Teil des Bandensystems A von InJ abgebildet. Die Temperatur war bei dieser Aufnahme am Absorptionsrohr 651° C, am Ansatz mit der Substanz 442° C. Die Nullstelle des Bandensystems befindet sich rechts von der Figur bei höheren Frequenzen. Die Kanten, bei welchen der Isotopeneffekt ausgemessen werden konnte, sind angezeichnet. Die kürzern Striche geben die Lage der Isotopenkanten an. Am

[1]) Die Isotopenaufspaltung wächst in erster Näherung proportional mit dem Abstande von der Nullstelle an (s. § 5).

deutlichsten erscheint der Trabant bei der linienhaften (5,7)-Kante. Man erkennt, wie die Aufspaltung mit abnehmender Fequenz und zunehmenden Quantenzahlen wächst.

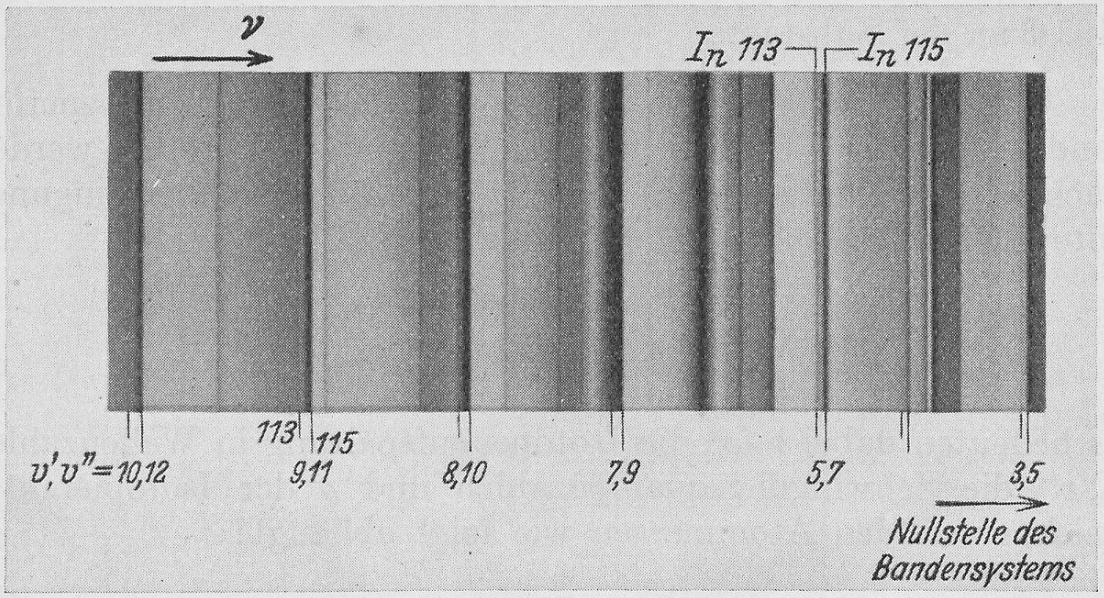

Fig. 1.
Teil des Absorptionsspektrums von InJ. ν Frequenz, v', v'' Schwingungsquantenzahlen.

Tabelle 1 enthält die Isotopenaufspaltungen $\Delta\lambda$ in Å.E. als Mittelwerte von je 4 Messungen und die Wellenzahlen ν der zugehörigen Hauptkanten (von $In^{115}J$).

Tabelle 1.
Isotopenaufspaltungen.

Nr.	$\Delta\lambda_{Å.E.}$	$\nu_{cm^{-1}}$	v', v''
1	0,254	23998,4	2 , 4
2	0,319	23973,7	3 , 5
3	0,415	23915,9	5 , 7
4	0,507	23858,5	7 , 9
5	0,540	23815,3	8 , 10
6	0,584	23770,8	9 , 11
7	0,622	23723,5	10 , 12
8	0,792	23542,1	6 , 10
9	0,861	23434,6	9 , 13
10	0,976	23388,3	10 , 14
11	1,00	23338,3	11 , 15

$\Delta\lambda$ = Isotopenaufspaltung; ν = Wellenzahl der Hauptkanten; v', v'' = Oszillationsquantenzahlen des obern bzw. untern Zustandes des Moleküls.

In der letzten Kolonne sind die entsprechenden Oszillationsquantenzahlen (v', v'') der Kanten angeführt, die der Arbeit I entnommen werden können. Die 4 letzten Aufspaltungen stammen aus einer Aufnahme mit den Temperaturen 717° C am Rohr und 516° C an der Substanz.

§ 5. Um zu beweisen, dass es sich um einen Isotopeneffekt handelt, soll der Vergleich mit der Theorie durchgeführt werden. Nach der Wellenmechanik ergibt sich für den Schwingungsisotopeneffekt in guter Näherung die Formel:[1])

$$\nu - \nu^i = (\varrho - 1)\ [(v'' + \tfrac{1}{2})\ \omega_{v''} - (v' + \tfrac{1}{2})\ \omega_{v'}]. \tag{1}$$

Es bedeuten dabei $\nu - \nu^i$ die Isotopenaufspaltung in Wellenzahlen, v', v'' die Schwingungsquantenzahlen und ϱ der Isotopiefaktor, welcher von den Atommassen wie folgt abhängt:

$$(\varrho - 1) = \tfrac{1}{2}\ \frac{M'\ (M - M^i)}{M^i\ (M + M')}\ . \tag{2}$$

M' = Atomgewicht des Halogens; M = Atomgewicht des häufiger vorkommenden Metalls; M^i = Atomgewicht des Isotops. Im vorliegenden Falle ist M' 127 und M 115.

Die Grössen ω_v in der Gleichung (1) sind die Stufen der Schwingungsenergie[2]) bei der Quantenzahl v. Ist $G\ (v)$ die Energie als Funktion der Schwingungsquantenzahl, so erhält man ω_v durch Mittelbildung nach der Gleichung:

$$\omega_v = \tfrac{1}{2}\ [G\ (v + 1) - G\ (v - 1)]. \tag{3}$$

Der Vorteil der Gleichung (1) besteht darin, dass die Grössen $\omega_{v'}$ bzw. $\omega_{v''}$ direkt experimentell ermittelt werden können. Dazu müssen, abgesehen von der Hauptkante und ihrem Trabanten, nur noch die 4 im Kantenschema benachbarten Hauptkanten ausgemessen und richtig ins Kantenschema eingeordnet sein.

---

[1]) Siehe z. B. W. Jevons, Band-spectra of diatomic molecules, S. 213, 1932. Da in dieser Arbeit stets $\nu > \nu^i$ ist, wird die Gleichung mit entgegengesetzten Vorzeichen geschrieben.

[2]) Die Grössen ν, ν^i, ω_v und G werden in Wellenzahlen angeführt und haben deshalb die Dimension cm^{-1}. Um die Energien zu erhalten, sind diese Grössen bzw. die Gleichungen (1) und (3) mit hc zu multiplizieren (h Plancksche Konstante, c Lichtgeschwindigkeit).

In Fig. 2 sind die ν der 5 Kanten bezeichnet. $\nu_{v'\,v''}$ ist diejenige, bei welcher auch die Isotopenkante gemessen werden kann. $\omega_{v'}$

$$\begin{array}{c|c|c}
 & \longrightarrow v'' & \\
 & \nu_{(v'-1)\,v''} & \\
\hline
\downarrow & \nu_{v'\,(v''-1)} \quad \nu_{v'\,v''} \quad \nu_{v'\,(v''+1)} & \\
\hline
v'' & \nu_{(v'+1)\,v''} &
\end{array}$$

Fig. 2.
Teil eines Kantenschemas.

und $\omega_{v''}$ errechnen sich dann nach den Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \omega_{v'} &= \frac{\nu_{(v'+1)\,v''} - \nu_{(v'-1)\,v''}}{2} \\ \text{und} \qquad & \\ \omega_{v''} &= \frac{\nu_{v'\,(v''-1)} - \nu_{v'\,(v''+1)}}{2}\,. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Strenge genommen sollten in den Gleichungen (1) und (4) die Lagen der Bandennullstellen statt der Bandenkanten eingesetzt werden. Im vorliegenden Falle ist die Differenz Kante—Nullstelle recht beträchtlich. Sie erreicht 20 cm^{-1}, was nach Arbeit I aus der Differenz der verschiedenen Zweige der Rotationsstruktur gefolgert werden kann. In den Gleichungen (1) und (4) treten jedoch nur Wellenzahldifferenzen auf, d. h. man erhält die richtigen Differenzen, wenn sich bei benachbarten Kanten die Differenz Nullstelle—Kante nur sehr wenig ändert. Dabei muss bei der Differenzbildung speziell darauf geachtet werden, dass nur gleichartige Zweige miteinander kombiniert werden.

§ 6. Die in Arbeit I veröffentlichten Kanten genügen nicht, um alle $\omega_{v'}$ und $\omega_{v''}$ zu berechnen, und es muss deshalb das Kantenschema durch neue Beobachtungen ergänzt werden. In Tabelle 2 sind die neu gemessenen oder neu eingeordneten Kanten zusammengestellt. Die Intensitäten entstammen einer Aufnahme mit den Temperaturen: am Rohr 717° C, an der Substanz 516° C. In der Arbeit I ist das Kantenschema für die Kanten der P-Zweige angegeben. Tabelle 3 enthält das Kantenschema der R-Zweige, welche erst oberhalb einer gewissen Quantenzahl v beobachtet werden können, da sie unterhalb keine Kanten bilden. Die eingeklammerten Intensitätswerte sind der Arbeit I, die übrigen der Aufnahme mit 717° C am Rohr und 516° C an der Substanz entnommen.

Tabelle 2.

InJ, System A.

$\lambda_{\text{Å.E.}}$	$\nu_{\text{cm}^{-1}}$	I	a	v', v''	Z
4226,68	23652,6	0	v	2, 6	P
4227,53	23647,8	0	r	8, 11	R
4237,67	23591,3	1	r	5, 9	R
4241,61	23569,3	1	r	6, 10	R
4243,48	23559,0	0	r	13, 15	R
4244,03	23555,9	0	r	10, 13	R
4253,09	23505,7	5	r	11, 14	R
4261,92	23457,0	0	v	3, 8	P
4263,00	23451,1	3	r	12, 15	R
4273,66	23392,7	1	r	13, 16	R
4288,00	23314,4	00	r	8, 13	R
4296,36	23269,0	0	r	9, 14	R
4304,12	23227,0	4	r	13, 17	R
4305,03	23222,1	3	r	10, 15	R
4311,49	23187,3	00	r	7, 13	R
4314,22	23172,7	2 us	r	11, 16	R
4315,85	23163,9	2	r	14, 18	R
4318,81	23148,0	1	r	8, 14	R
4324,14	23119,7	3	r	12, 17	R
4327,23	23103,5	3	r	9, 15	R
4334,92	23062,0	3	r	13, 18	R
4335,93	23056,6	3	r	10, 16	R
4345,26	23007,2	3	r	11, 17	R
4346,59	23000,1	2	r	14, 19	R
4355,20	22954,6	3	r	12, 18	R
4366,03	22897,7	3	r	13, 19	R
4376,64	22842,2	00	r	11, 18	R
4377,74	22836,4	1	r	14, 20	R
4386,52	22790,7	0	r	12, 19	R
4390,51	22770,0	1	r	15, 21	R
4397,39	22734,4	1	r	13, 20	R
4408,42	22677,5	00 us	r	11, 19	R
4409,18	22673,6	1	r	14, 21	R
4418,25	22627,1	0	r	12, 20	R
4422,07	22607,5	0	r	15, 22	R
4429,12	22571,5	0	r	13, 21	R
4440,94	22511,4	0	r	14, 22	R
4453,83	22446,3	0	r	15, 23	R
4473,01	22350,5	00	r	14, 23	R
4486,04	22285,1	00	r	15, 24	R

λ = Wellenlänge; ν = Wellenzahl; I = geschätzte Intensität; a = Abschattierung; v', v'' = Oszillationsquantenzahlen; Z = Art des zur Kante gehörenden Bandenzweiges (R oder P); us = unscharf.

Tabelle 3.

Kantenschema InJ, System A, *R*-Zweige.

v' \ v''	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0																									
1																									
2																									
3		**(0)**																							
4				(2)																					
5				**(2)**	(5)	**(5)**		**(1)**		**1**															
6						(8)	**(6)**	(0)	**(2)**		**1**														
7							(8)	**(6)**	(2)	**(4)**		**4**		**00**											
8								(5)	**(6)**	(2)	**(4)**	0	**8**	00	**1**										
9										**(5)**	(1)	**(3)**		**10**	0	**3**									
10											**(4)**	(0)	**(3)**	0	**10**	3	**3**								
11												**(2)**	**(000)**	**6**	5	**9**	2	**3**	00	**00**					
12													**(2)**		**6**	3	**9**	3	**3**	0	**0**				
13																**0**	1	**4**	3	**3**	1	**0**			
14																			**2**	2	**1**	1	**0**	00	
15																						**1**	0	**0**	00

Die Zahlen sind die geschätzten Intensitäten.

Es soll hier auf eine Gesetzmässigkeit hingewiesen werden, welche auch bei dem entsprechenden Systeme *A* des GaJ vorliegt[1]). Es erscheinen die Diagonalgruppen mit geraden Quantenzahldifferenzen $v'-v''$ deutlich bevorzugt, d. h. ihre Intensität ist oft grösser als diejenige der dazwischenliegenden Diagonalen. Für $v'=11$ z. B. sind die geschätzten Intensitäten:

2 000 **6** 5 **9** 2 **3** 00 **00.**

Die fettgedruckten Übergänge mit $v'-v''=0, -2, -4, -6$ sind wahrscheinlicher als die Übergänge mit $v'-v''=-1, -3, -5, -7$. Es sieht so aus, wie wenn die Übergänge mit ungeraden $v'-v''$ teilweise verboten wären[2]). Sie sind deshalb in Tabelle 3 nicht fett gedruckt.

§ 7. Die zur Auswertung von Gleichung (1) notwendigen Daten befinden sich in Tabelle 4. $\nu-\nu^i$ sind die Isotopenaufspaltungen aus Tabelle 1 in Wellenzahlen, $\omega_{v'}$ und $\omega_{v''}$ die nach

[1]) E. Miescher und M. Wehrli, Helv. Phys. Acta **7**, 348, 1934.

[2]) Auf die wellenmechanische Erklärung dieser Tatsache wird in einer speziellen Arbeit eingegangen.

*

Gleichung (4) berechneten Grössen, wobei stets P-Zweige mit P-Zweigen und R-Zweige mit R-Zweigen kombiniert worden sind. Die Kolonne Z enthält die Art der Zweige und die zweitletzte Kolonne den Klammerausdruck $[K]$ der Gleichung (1).

Tabelle 4.
Isotopenaufspaltung.

Nr.	$\nu - \nu^i_{\mathrm{cm}^{-1}}$	$\omega_{v'}$	$\omega_{v''}$	K	Z
1	1,46	150,1	173,8	407	P
2	1,84	146,9	173,1	438	P
3	2,37	139,6	171,2	516	P
4	2,88	126	169	662	R
5	3,06	125	168,4	697	R
6	3,29	122,2	168	770	R
7	3,52	119	168,2	852	R
8	4,40	131	169	930	P
9	4,74	120,7	167	1108	R
10	5,36	118,3	166,9	1178	R
11	5,46	114,5	166,2	1259	R

$$K = [(v'' + \tfrac{1}{2})\,\omega_{v''} - (v' + \tfrac{1}{2})\,\omega_{v'}].$$

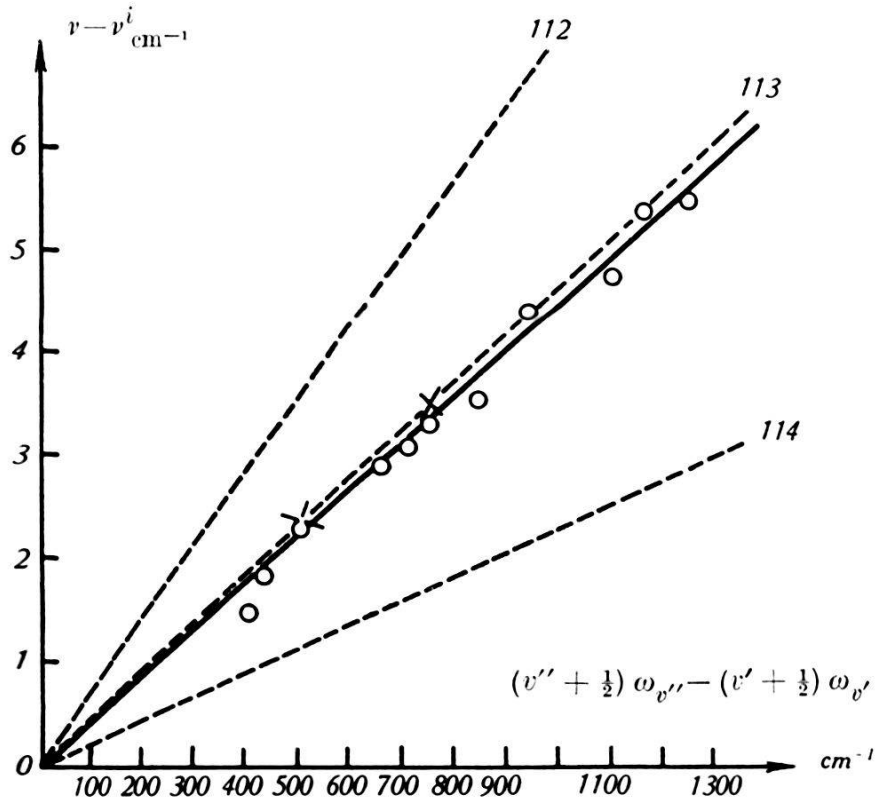

Fig. 3.
Isotopeneffekt (Experiment und Theorie).

In Fig. 3 ist die Aufspaltung $\nu - \nu^i$ als Funktion von K aufgetragen. Die Kreuze bezeichnen die beiden alten, die Kreise die neuen Messwerte. Wie Gleichung (1) fordert, liegen sie auf einer Geraden durch den Nullpunkt. Die gestrichelten Kurven sind theoretisch berechnet für die Massen 112, 113, 114. Man sieht, dass alle experimentellen Werte nahe an die Kurve 113 fallen. Die gemessene Kurve ergibt für den Isotopenfaktor $\varrho - 1$ $4{,}46 \cdot 10^{-3}$, die Theorie für 113 $4{,}64 \cdot 10^{-3}$, d. h. die systematische Abweichung beträgt 3,9% und liegt, wie man an der Streuung der Punkte in Fig. 3 erkennt, nahe an der Fehlergrenze[1]). Eine systematische Differenz könnte von einem noch vorhandenen Rotationsisotopeneffekt herrühren, oder davon, dass bei der Auswertung statt der Nullinien die Bandenkanten verwendet worden sind. Damit dürfte die Existenz des In 113 vollständig gesichert sein. Für das Mengenverhältnis ergibt sich aus dem Atomgewicht, gerechnet mit dem Packungseffekte $-6 \cdot 10^{-4}$, der Wert 11 : 1, der mit dem geschätzten Intensitätsverhältnis gut übereinstimmt.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. A. Hagenbach für die entgegenkommende Überlassung der Institutsmittel freundlichst danken.

Physikalische Anstalt, Basel.

---

[1]) Im Wellenlängenmasstab ist die grösste systematische Differenz 0,04 A.E.