Die Linienabsorption des Quecksilberdampfes für einzelne Hyperfeinstruktur-Komponenten der Linie 2537 Å.E.

Autor(en): **Zuber, K.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **8 (1935)**

Heft IV

PDF erstellt am: **27.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110535

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Die Linienabsorption des Quecksilberdampfes für einzelne Hyperfeinstruktur-Komponenten der Linie 2537 Å.E.

von **K. Zuber.**

(2. IV. 35.)

Zusammenfassung: Messungen der Linienabsorption einzelner Hyperfeinstruktur-Komponenten führen zu Ergebnissen, welche mit dem Feinstrukturschema von SCHÜLER und KEYSTON unter Berücksichtigung der von Inglis angegebenen Korrektur in Einklang stehen, falls man die mittlere Lebensdauer des $2\,^3P_1$-Niveaus im Gegensatz zu MROZOWSKI für alle Isotope gleich gross annimmt. Aus der Absorption für einzelne Komponenten lässt sich der Absorptionskoeffizient k_{λ_0} der ganzen Linie berechnen. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Kunze und Ladenburg-Wolfsohn.

I. Einleitung.

§ 1. Nach LADENBURG und REICHE[1]) versteht man unter der Linienabsorption die Schwächung, die das Licht einer Linie beim Durchlaufen einer Schicht, welche dieselbe Linie als Absorptionslinie besitzt, erfährt. Bedeutet J_0 die Intensität vor, J diejenige nach der Absorption, so findet man für die Durchlässigkeit der Schicht $D = J/J_0$.[2])

$$D = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n k_{\lambda_0}^n \cdot l^n}{n!\sqrt{1 + n\left(\frac{\Delta\lambda_e}{\Delta\lambda_a}\right)^2}}. \qquad (1)$$

Dabei ist vorausgesetzt, dass sowohl die Form der Emissionslinie wie auch die der Absorptionslinie nur durch den Dopplereffekt bestimmt werde. In der Formel 1 bedeuten $\Delta\lambda_e$ und $\Delta\lambda_a$ die Dopplerbreiten der Emissions- und der Absorptionslinie, l die Schichtlänge und k_{λ_0} den Absorptionskoeffizienten in der Mitte der Linie für unendlich dünne Schicht.

Die Methode der Linienabsorption gestattet, die mittlere Lebensdauer eines angeregten Atomzustandes zu bestimmen. Zu diesem Zwecke rechnet man sich zuerst die Oszillatorenstärke f aus,

---

[1]) R. LADENBURG und F. REICHE, Ann. d. Phys. (4) **42**, 181, 1913.

[2]) A. v. MALINOWSKI, Ann. d. Phys. **44**, 935. 1914. M. SCHEIN, Helv. Phys. Acta, **2**, Suppl. I 1929.

welche eine für die betreffende Linie charakteristische Grösse darstellt. Es ist[1])

$$f = \frac{\bar{q} \cdot k_{\lambda_0}}{2\frac{e^2}{m\,c} \cdot \lambda_0 \cdot N}. \tag{2}$$

Hier bedeutet $\bar{q}$ die mittlere Geschwindigkeit der Atome, e und m die Ladung und Masse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, λ_0 die Wellenlänge der Linienmitte und N die Zahl der in der Volumeinheit zur Absorption der Linie zur Verfügung stehenden Atome.

Handelt es sich bei der betreffenden Linie um eine Resonanzlinie, ist also aus dem angeregten Zustande k nur der Übergang in das Niveau j mit Emission von Strahlung möglich, so gilt für die mittlere Lebensdauer T dieses Zustandes

$$T = \frac{g_k}{g_j} \cdot \frac{m\,c^3}{8\,\pi^2 \cdot e^2\,\nu_0^2} \cdot \frac{1}{f}. \tag{3}$$

Die g_k und g_j bedeuten die statistischen Gewichte der beiden Zustände, ν_0 die dem λ_0 entsprechende Frequenz.

§ 2. Zahlreiche Messungen der Linienabsorption sind mit der Quecksilberlinie 2537 Å.E. ($2\,{}^3P_1 - 1\,{}^1S_0$) ausgeführt worden. Diese Linie besitzt aber eine Hyperfeinstruktur, so dass also die angegebenen Formeln nicht anzuwenden sind, da sie für eine isolierte Linie gelten. Die Hyperfeinstruktur besteht aus fünf interferometrisch auflösbaren Komponenten[2]). Nach MacNair[3]) sind die Abstände der Komponenten von der mittleren Linie die folgenden:

Komponente	I	II	III	IV	V	
Abstand	−25,4	−10,4	0	+11,5	+21,4	m Å.E.

Da die Abstände der Komponenten gross sind gegenüber der Dopplerbreite, kann man für jede Komponente Formel 1 anwenden und findet für die Durchlässigkeit, wenn die m-te Komponente durch den Index m charakterisiert wird,

$$D = \frac{\sum_{m=1}^{5} J_m}{\sum_{m=1}^{5} J_{0\,m}} = 1 + \frac{\sum_{m=1}^{5} J_{0\,m} \sum \frac{(-1)^n\, k_{\lambda_0 m}^n \cdot l^n}{n!\sqrt{1 + n\,(\Delta\lambda_e/\Delta\lambda_a)^2}}}{\sum_{m=1}^{5} J_{0\,m}}. \tag{4}$$

[1]) R. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 775. 1914.
[2]) R. W. Wood, Phil. Mag. **50**, 761, 1925.
[3]) W. A. MacNair, Phys. Rev. **31**, 986, 1928.

Der Messung zugänglich ist D, doch kann man daraus natürlich nicht die $k_{\lambda_0 m}$ erhalten, es sei denn, dass man besondere Annahmen über dieselben macht. Üblicherweise pflegt man im Falle der Linie 2537 anzunehmen, dass die $k_{\lambda_0 m}$ alle gleich gross seien. Dann geht Formel 4 in 1 über. Dass diese Annahme aber nicht richtig ist, geht daraus hervor, dass nach SCHRAMMEN[1]) die Intensitäten der Komponenten in der Emissionslinie verschieden gross sind. Ferner hat MROZOWSKI[2]) für einzelne Komponenten $k_{\lambda_0 m}$ gemessen und verschiedene Werte erhalten. MROZOWSKI lässt einzelne Komponenten in Hg-Dampf einfallen und beobachtet, wie das Resonanzleuchten mit der Eindringtiefe abklingt. Da seine Messungen der Intensität auf photographischem Wege erfolgten, war es angezeigt, dieselben nach der photoelektrischen Methode zu wiederholen.

Ist $k_{\lambda_0 m}$ bestimmt, so lässt sich nach Formel 2 und 3 entscheiden, ob die Lebensdauer des $2\,^3P_1$-Zustandes für die verschiedenen Isotopen gleich gross ist. Nach MROZOWSKI sollen Unterschiede bis zu 50% vorhanden sein. Da es theoretisch sehr unwahrscheinlich ist, dass die Lebensdauer des $2\,^3P_1$-Niveaus durch die Verschiedenheit der Isotopenkerne beeinflusst wird, war es wünschenswert, zu untersuchen, ob die Verschiedenheit der einzelnen gemessenen $k_{\lambda_0 m}$ der Annahme gleicher Lebensdauer widerspricht. Dazu muss man die Mengenverhältnisse der Isotopen und deren Zuordnung zu den Komponenten kennen. ASTON[3]) hat die Mengenverhältnisse gemessen; die Zuordnung der Isotopen zu den Komponenten ist von SCHÜLER und KEYSTON[4]) angegeben worden.

II. Methode und Resultate.

§ 3. Leider ist es bis jetzt noch nicht möglich, die Hg-Isotopen zu trennen und mit jedem Isotop für sich allein Messungen der Linienabsorption vorzunehmen. MROZOWSKI hat aber gezeigt, dass man einzelne Hyperfeinstrukturkomponenten aus der Linie 2537 Å.E. ausfiltern kann. Man lässt die ganze Linie durch ein mit Hg-Dampf gefülltes Rohr laufen, welches sich in einem Magnetfeld befindet, dessen Kraftlinien senkrecht zu der Richtung des Lichtes stehen. Je nach der Feldstärke werden einzelne Komponenten absorbiert, andere durchgelassen. Für ein

[1]) A. SCHRAMMEN, Ann. d. Phys. **83**, 1013, 1928.
[2]) S. MROZOWSKI, Bull. Acad. Pol. I. 464, 1930.
[3]) F. W. ASTON, Proc. Roy. Soc; London (A) **113**, 509, 1927.
[4]) H. SCHÜLER u. J. E. KEYSTON, Z. f. Phys. **72**, 423, 1931.

Feld von 4500 Gauss wird z. B. von den π-Komponenten (elektrischer Vektor des Lichtes parallel zu H) nur die Komponente I durchgelassen. Bringt man daher hinter dem Rohr ein ultraviolettdurchlässiges Nicol derart an, dass nur π-Licht durchgelassen wird, so erhält man die Komponente I isoliert. Stellt man das Nicol so ein, dass es σ-Licht durchlässt und wählt man das Feld zu 1200 Gauss, so bekommt man nur die Komponenten III und IV. Ein Feld von etwa 5700 Gauss gestattet noch die Komponenten II und V zusammen zu isolieren. MROZOWSKI hat die Filterwirkung direkt mit der Lummer-Gehrkeplatte festgestellt. Ausgedehnte Versuche mit dieser Filtrierungsmethode sind von ŽVIRONAS[1]) ausgeführt worden. Sie bestätigten, soweit dies bei seiner Methode möglich war, dass die Zuordnung der Isotopen zur Hyperfeinstruktur nach SCHÜLER und KEYSTON richtig ist.

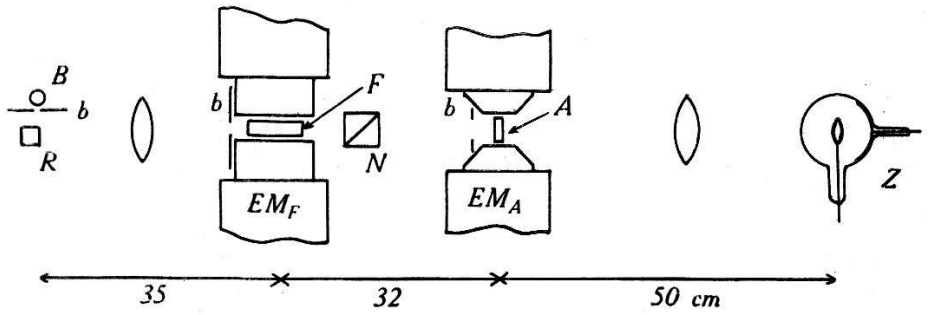

Fig. 1a.

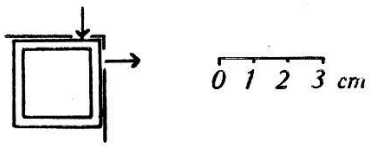

Fig. 1b.

§ 4. In Fig. 1a ist die Anordnung wiedergegeben. Das Filterrohr F ist 8 cm lang. Es befindet sich zwischen den Polschuhen des Elektromagneten EM_F. Bei einigen Versuchen war dem Hg-Dampf Wasserstoff von 1 mm Hg beigemischt. Dadurch kann nach MROZOWSKI[2]) verhindert werden, dass sich die Quarzfenster mit einer ultraviolett undurchlässigen Schicht überziehen. R ist die Resonanzlampe (Fig. 1b), B der wassergekühlte Bogen. N ist ein GLAN'sches Prisma. Durch die Blenden b wird der Strahlengang begrenzt. Der kleinste Durchmesser befindet sich vor dem Filterrohr und beträgt 10 mm. Das gefilterte Licht fällt auf das Absorptionsgefäss A (Schichtlänge 11 mm), welches sich im Feld des Magneten EM_A befindet. Das nicht absorbierte Licht

[1]) A. ŽVIRONAS, Helv. Phys. Acta **7**, 224, 684, 1934.
[2]) S. MROZOWSKI, Z. f. Phys. **78**, 826. 1932.

*

wird durch eine Linse auf die Photozelle Z geworfen. Zur Verstärkung des Photostromes dient eine Doppelgitterröhre, welche in einer Schaltung[1]) verwendet wird, welche weitgehend unempfindlich gegen Spannungsschwankungen der Batterien ist. Um Konstanz der Gitterisolation zu sichern, befinden sich Photozelle, Verstärkerröhre und Gitterableitwiderstand in einen luftdichten Eisenpanzer eingebaut. Die Proportionalität zwischen Lichtintensität und Ausschlag wurde nach der üblichen Methode[2]) untersucht und, wo dies notwendig war, eine Korrektur angebracht[3]).

§ 5. Leider ist es nicht möglich, mit dem Mrozowskifilter jede der Komponenten einzeln herauszufiltern. Nur die Komponente I kann allein isoliert werden. Die andern Filterkombinationen liefern stets zwei Komponenten zusammen. Damit wird aber die Methode der Linienabsorption für unsere Problemstellung ungeeignet. Falls aber für zwei Komponenten die $k_{\lambda_0 m}$ gleich gross sind, so lassen sich die Formeln des ersten Paragraphen wieder verwenden. Nach SCHRAMMEN sollen sich die Intensitäten von III und IV wie 6,6 : 6,9, diejenigen von II und V wie 6,5 : 5,0 verhalten. Man wird daher bei dem Paar III und IV eher als bei dem Paar II und V die Gleichungen 1—3 anwenden dürfen. Aus diesem Grunde wurden ausser mit der Komponente I nur Versuche mit dem Paar III und IV ausgeführt.

Die Versuche zerfallen in zwei Gruppen. Bei der ersten Gruppe ist kein Magnetfeld an das Absorptionsgefäss angelegt. Absorbieren werden die Komponenten, welche auch eingestrahlt werden, also z. B. die Komponente I oder das Paar III und IV.

Bei der zweiten Gruppe befindet sich A in einem Magnetfeld. Bestimmt man z. B. die Durchlässigkeit von I in Abhängigkeit eines an A angelegten Magnetfeldes, dessen Kraftlinien senkrecht zu der Richtung des Filterfeldes verlaufen, so findet man zuerst eine Zunahme und nachher wieder eine Abnahme von D. Bei $H = 3300$ Gauss beobachtet man ein Minimum, das nach dem Aufspaltungsschema[4]) dadurch zustande kommt, dass eine σ-Komponente von II über I wandert. Bestimmt man den Minimalwert von D, so kann man daraus auf das k_{λ_0} der Komponente II schliessen. Etwas Ähnliches beobachtet man, wenn mit dem Paar III und IV gearbeitet wird. Hier ist das Feld, in dem sich A

[1]) K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **6**, 495. 1933.

[2]) Vgl. z. B. A. ŽVIRONAS l. c.

[3]) Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER möchte ich auch an dieser Stelle für die Überlassung eines Elektromagneten herzlich danken.

[4]) A. ŽVIRONAS l. c.

befindet, parallel zum Filterfeld orientiert. Beim Minimum der Durchlässigkeit absorbieren ausser den σ-Komponenten von III und IV noch solche von II und V.

Die Formeln 1 und 4 gelten nur unter der Voraussetzung, dass die Emissionslinie eine Dopplerform besitzt. Es fragt sich aber, ob bei Anwendung eines Mrozowskifilters die durchgelassenen Komponenten diese Intensitätsverteilung beibehalten. Da nach dem Aufspaltungsschema von Žvironas für die in Frage kommenden Magnetfelder der Abstand der Absorptionslinien im Filtergefäss von den durchgelassenen Komponenten bekannt ist, kann man abschätzen, ob eine Formänderung wesentlich auftritt. Es zeigt sich, dass dieselbe für die in Frage kommende Messgenauigkeit ohne Bedeutung ist.

§ 6. J_0 wurde im allgemeinen durch Ausfrieren des Hg-Dampfes bestimmt. Bei einzelnen Versuchen lässt sich J_0 auch dadurch bestimmen, dass man A in ein Magnetfeld bringt, das so gross gewählt wird, dass keine Absorptionslinien an den Stellen der eingestrahlten Komponenten liegen. Ob dies der Fall war oder nicht, wurde stets durch Ausfrieren kontrolliert. Der Anteil an Streulicht bei der Messung von J bzw. J_0 wurde durch Einlassen von Luft in die Resonanzlampe ermittelt.

§ 7. Messresultate. Im folgenden sind die an verschiedenen Tagen gemessenen Werte der Durchlässigkeiten, die Mittelwerte sind, wiedergegeben. Zwischen den einzelnen Messungen wurde der Strahlengang im allgemeinen neu justiert. Der Index an D bezeichnet die verwendete Komponente, die arabische Ziffer dahinter das Magnetfeld von A. Es bedeutet z. B. $D_{\mathrm{III+IV}}$ die Durchlässigkeit für die Komponenten III und IV, $D_{\mathrm{III+IV,\,2450}}$ die entsprechende, wenn sich A in einem Feld von 2450 Gauss befindet.

In der Zusammenstellung ist die Temperatur der Quecksilbertropfen in den Ansätzen der Resonanzlampe und des Absorptionsgefässes mit T_R bzw. mit T_A angegeben.

Gruppe a.

1.	$D_{\mathrm{I}} = 29{,}8\%$	$D_{\mathrm{III+IV}} = 11{,}8\%$	$T_R = T_A = 17-18^0$ C
2.	$D_{\mathrm{I}} = 29{,}5\%$	$D_{\mathrm{III+IV}} = 11{,}5\%$	$T_R = T_A = 17{,}5^0$ C

Gruppe b.

3.	$D_{\mathrm{I}} = 73{,}5\%$	$T_R = 17{,}5^0$ C	$T_A = 0^0$ C
	$D_{\mathrm{III+IV}} = 47{,}2\%$	$T_R = T_A = 0^0$ C	
4.	$D_{\mathrm{I}} = 74{,}2\%$	$T_R = 17{,}5^0$ C	$T_A = 0^0$ C
	$D_{\mathrm{III+IV}} = 44{,}1\%$	$T_R = T_A = 0^0$ C.	

Gruppe c.

5.	$D_{\mathrm{I}} = 28{,}3\%$	$D_{\mathrm{I}\,3300} = 54{,}6\%$	$T_R = T_A = 19^0$ C
6.	$D_{\mathrm{I}} = 27{,}9\%$	$D_{\mathrm{I}\,3300} = 56{,}7\%$	$T_R = T_A = 18^0$ C
8.	$D_{\mathrm{I}} = 29{,}8\%$	$D_{\mathrm{I}\,3300} = 53{,}4\%$	$T_R = T_A = 17^0$ C

Gruppe d.

9.	$D_{\mathrm{III+IV}} = 48{,}3\%$	$D_{\mathrm{III+IV}\,2450} = 59{,}5\%$	$T_R = 17^0$ C $T_A = 0^0$ C
10.	$D_{\mathrm{III+IV}} = 48{,}3\%$	$D_{\mathrm{III+IV}\,2450} = 59{,}0\%$	$T_R = 17^0$ C $T_A = 0^0$ C.

III. Diskussion der Resultate.

§ 8. Die Versuche zeigen, dass die Durchlässigkeiten und damit die k_{λ_0} für die verschiedenen Komponenten ungleich gross sind. Es soll nun weiter diskutiert werden, ob man daraus auf verschiedene Lebensdauer des angeregten Atomzustandes schliessen darf. Zur Entscheidung dieser Frage ist es notwendig, die Verteilung der Isotopen auf die verschiedenen Hyperfeinstruktur-Komponenten zu kennen. In der Tabelle ist die von SCHÜLER und KEYSTON[1]) angegebene Zuordnung wiedergegeben. Die Bedeutung der Kolonnen ist der Reihe nach: die Komponenten, die zugeordneten Isotopen, die Quantenzahl des Impulsmomentes für das ganze Atom (also einschliesslich des Anteils, welcher bei den ungeradzahligen Isotopen durch das Kernmoment geliefert wird) in den beiden Atomzuständen k und j, dann folgen die entsprechenden statistischen Gewichte, die Oszillatorenstärken und die $k_{\lambda_0 m}$, beide in willkürlichen Einheiten. Für die Berechnung dieser beiden letzten Kolonnen ist angenommen worden, dass die mittlere Lebensdauer des $2\,{}^3P_1$-Zustandes für alle Isotopen gleich gross sei. Ferner wurde für jede Isotopensorte das $\bar{q}$ von Formel 2 als gleich gross angenommen, eine Annahme, welche im Hinblick auf die erzielte Messgenauigkeit von 2—4% erlaubt ist. Die Partialdrucke sind der Arbeit von ASTON[2]) entnommen. Die so erhaltenen $k_{\lambda_0 m}$ sind die gleichen, die von SCHÜLER und KEYSTON angegeben wurden.

§ 9. Um zu entscheiden, ob die Annahme gleicher mittlerer Lebensdauer des $2\,{}^3P_1$-Zustandes statthaft ist, wird folgendermassen vorgegangen. Als Ausgangspunkt dient einer der gefundenen D-Werte, z. B. D_{I}. Mit Formel 1 berechnet man das dazu gehörende $k_{\lambda_0\,\mathrm{I}} \cdot l$. Dann ordnet man den Komponenten III und IV solche Werte von $k_{\lambda_0 m}$ zu, die sich zu $k_{\lambda_0\,\mathrm{I}}$ verhalten wie die ent-

[1]) H. SCHÜLER und J. E. KEYSTON, l. c.
[2]) F. W. ASTON, l. c.

sprechenden Relativwerte der letzten Kolonne der Tabelle. Hierauf rechnet man mit Formel 4 die zu erwartende Durchlässigkeit für das Paar III und IV aus und vergleicht diese Zahl mit dem experimentellen Wert D_{I}. Da das berechnete $D_{\mathrm{III+IV}}$ gemäss Formel 4 auch von $J_{0\,\mathrm{III}}$ und $J_{0\,\mathrm{IV}}$ abhängt, und über diese Grössen nichts Bestimmtes bekannt ist, wird angenommen, dass sich die $J_{0\,m}$ wie die entsprechenden $k_{\lambda_0 m}$ verhalten.

Tabelle.

		F_k	F_j	g_k	g_j	f (rel)	$k_{\lambda_0 m}$ (rel)
I	199	$^3/_2$	$^1/_2$	4	2	2	10,96
	201	$^1/_2$	$^3/_2$	2	4	$^1/_2$	2,28
II	198	1	0	3	1	3	9,89
	201	$^3/_2$	$^3/_2$	4	4	1	4,56
III	200	1	0	3	1	3	23,77
IV	202	1	0	3	1	3	29,27
V	199	$^1/_2$	$^1/_2$	2	2	1	5,48
	201	$^5/_2$	$^3/_2$	6	4	$^3/_2$	6,84
	204	1	0	3	1	3	6,85

In dem funktionellen Zusammenhang zwischen D und k_{λ_0} tritt als Parameter das Verhältnis der Breiten von Emissions- und Absorptionslinie $\frac{\Delta\lambda_e}{\Delta\lambda_a}$ auf. $\frac{\Delta\lambda_e}{\Delta\lambda_a}$ ist auch bei gleicher Temperatur des Hg-Dampfes in Resonanzlampe und Absorptionsgefäss von 1 verschieden, da jede Lichtquelle Selbstabsorption zeigt. Dadurch wird $\Delta\lambda_e$ vergrössert, und zwar um so mehr, je grösser das betreffende $k_{\lambda_0 m}$ ist. Da es sehr unbequem ist, für jedes $k_{\lambda_0 m}$ das entsprechende $\Delta\lambda_e$ zu berechnen, wurde, um den Einfluss der Selbstabsorption in der Resonanzlampe zu berücksichtigen, die beobachtete Durchlässigkeit nach der von Kunze[1]) angegebenen Methode korrigiert. Dazu berechnet man sich eine Korrekturgrösse ε, welche von der Tiefe der emittierenden und der Länge der absorbierenden Schicht sowie von den $k_{\lambda_0 m}$ in Resonanzlampe und Absorptionsgefäss abhängt. Für die Grösse ε hat Kunze eine Tabelle und eine graphische Darstellung angegeben, so dass die Korrektur bequem bestimmt werden kann.

[1]) P. Kunze, Ann. d. Phys. **85**, 1013. 1928.

§ 10. Zuerst sollen die Ergebnisse der Gruppen a und b von § 7 betrachtet werden. Die Gruppe a ist für eine genauere Diskussion nicht sehr geeignet, weil hier die Korrekturgrösse ε relativ gross ist. Diese Messungen werden nur benötigt, um bei den übrigen Gruppen das ε zu bestimmen.

Bei der Gruppe b ist aus Intensitätsgründen T_R bei D_{I} höher als bei $D_{\mathrm{III+IV}}$ gewählt worden. Als Mittel ergibt sich für die unkorrigierten Werte $D_{\mathrm{III+IV}} = 45{,}6\,\%$ und $D_{\mathrm{I}} = 73{,}8\,\%$. Davon ist $\varepsilon = 1{,}4\,\%$ und $\varepsilon = 1{,}8\,\%$ abzuziehen. Die korrigierten Werte sind also $D_{\mathrm{III+IV}} = 44{,}2\,\%$ und $D_{\mathrm{I}} = 72{,}0\,\%$. Im folgenden wird als Abkürzung $k_{\lambda_6 m} \cdot l = x_m$ gesetzt. Die Durchlässigkeit $D_{\mathrm{III+IV}} = 44{,}2\,\%$ ergibt sich aus 4, wenn man für $x_{\mathrm{III}} = 1{,}11$ und $x_{\mathrm{IV}} = 1{,}37$ annimmt. Auf Grund dieser Zahlen und der Relativwerte der Tabelle von § 8 berechnet sich $x_{\mathrm{I}} = 0{,}62$. Mit Formel 1 findet sich $D_{\mathrm{I}} = 65{,}5\,\%$, ein Wert, welcher bedeutend kleiner als der experimentelle Wert (72%) ist. Man könnte vermuten, dass der 2^3P_1-Zustand bei den geradzahligen Isotopen eine kleinere Lebensdauer besitzt als bei den ungeradzahligen. Da zu $D_{\mathrm{I}} = 72\,\%$ nach Gleichung 1 $x_{\mathrm{I}} = 0{,}48$ folgt, würden sich die Lebensdauern verhalten wie $0{,}48 : 0{,}62 = 1 : 1{,}29$. Dabei ist jeder x-Wert auf etwa 3% genau gemessen, so dass als Fehler für das Verhältnis der Lebensdauern 6% folgt. Doch lassen sich die Abweichungen zwischen dem gefundenen und dem berechneten Wert noch anders erklären. Inglis[1]) hat auf Grund der Messungen von Žvironas[2]) zeigen können, dass die Komponente I in Wirklichkeit ein Dublett ist. Die eine Linie (Ia) stammt vom Isotop 201, die andere (Ib) vom Isotop 199. Als Abstand der Linien gibt Inglis 1,3 mÅE. an. Einfachheitshalber rechnen wir so, als ob Ia und Ib sich gar nicht überdecken. Der experimentell festgestellte Wert von D_{I} sollte dann kleiner sein. Man findet für $x_{\mathrm{Ia}} = 0{,}107$ und $x_{\mathrm{Ib}} = 0{,}512$. Daraus errechnet sich $D_{\mathrm{I}} = 74\,\%$. Der experimentelle Wert $D_{\mathrm{I}} = 72\,\%$ liegt zwischen den für die beiden Extremfälle berechneten Werten. Die Annahme gleicher Lebensdauern für das $2\,^3P_1$-Niveau führt somit zu keinem Widerspruch mit dem Experiment, wenn man die Struktur der Komponente I berücksichtigt. Mrozowski hat auch für die Komponente I und das Paar III und IV die x bestimmt. Er findet für $x_{\mathrm{I}} : x_{\mathrm{III+IV}} = 1 : 1{,}6$, während aus $D_{\mathrm{III+IV}} = 44{,}2\,\%$, $x_{\mathrm{III+IV}} = 1{,}24$[3]) und aus $D_{\mathrm{I}} = 72\,\%$, $x_{\mathrm{I}} = 0{,}48$ sich $x_{\mathrm{I}} : x_{\mathrm{III+IV}} = 1 : 2{,}58$ ergibt. Die er-

[1]) D. R. Inglis Z. f. Phys. **84**, 466. 1933.

[2]) A. Žvironas, l. c.

[3]) Unter $x_{\mathrm{III+IV}}$ soll derjenige Wert von x verstanden sein, welcher sich mit Formel 1 aus dem korrigierten Wert $D_{\mathrm{III+IV}}$ berechnet.

hebliche Diskrepanz ist wahrscheinlich auf die verschiedene Genauigkeit der Intensitätmessung zurückzuführen.

§ 11. Die Messungen c von § 7 gestatten, das x_{I} mit dem Anteil von x_{II} zu vergleichen, welcher vom Isotop 198 stammt. Als Mittelwerte ergeben sich $D_{\mathrm{I}} = 28{,}7\%$ und $D_{\mathrm{I}\,3300} = 54{,}9\%$. Abzuziehen ist $\varepsilon = 3{,}4\%$ und $\varepsilon = 1\%$, so dass die korrigierten Werte $D_{\mathrm{I}} = 25{,}3\%$ und $D_{\mathrm{I}\,3300} = 53{,}9\%$ sind. Nimmt man vorerst wieder von der Struktur der Komponente I keine Notiz, so findet sich $x_{\mathrm{I}} = 2{,}27$. Zu erwarten wäre dann $x_{\mathrm{II}\,\sigma} = 0{,}85$ und $D_{\mathrm{I}\,3300} = 56{,}2\%$. Rechnet man mit der Annahme, dass Ia und Ib völlig getrennt seien, so findet man für $x_{\mathrm{Ia}} = 0{,}63$ und $x_{\mathrm{Ib}} = 3{,}0$. Das Minimum von D_{I} wird zustande kommen, wenn die σ-Komponente des Isotops 198 über Ib wandert. Man erwartet dann $D_{\mathrm{I}\,3300} = 51{,}2\%$. Der experimentelle Wert liegt auch hier wieder zwischen den Werten, die sich für die beiden Grenzfälle berechnen lassen.

§ 13. Gruppe d von § 7. Als Mittelwert folgt $D_{\mathrm{III+IV}} = 48{,}3\%$ und $D_{\mathrm{III+IV}\,2450} = 59{,}2\%$. Die Korrekturgrössen sind 6,7 und 4,0%, so dass die korrigierten Werte $D_{\mathrm{III+IV}} = 41{,}6\%$ und $D_{\mathrm{III+IV}\,2450} = 55{,}2\%$ folgen. Aus $D_{\mathrm{III+IV}}$ rechnet man wieder die x-Werte für die Komponenten III und IV aus und ordnet den Komponenten II und V, deren σ-Komponenten im Magnetfeld von 2450 Gauss an der Absorption einen Beitrag leisten, entsprechende x zu. Die Durchlässigkeit lässt sich dann leicht berechnen, wenn die Komponenten II, III, IV und V alle gleiche Abstände besitzen. Unter dieser Annahme ergibt sich $D_{\mathrm{III+IV}\,2450} = 56\%$. Die Übereinstimmung mit dem beobachteten Wert ist recht gut. Auch hier führt somit die Annahme gleicher Lebensdauer zu einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

§ 14. Wie gezeigt wurde, bestehen zwischen den Resultaten von Mrozowski und denjenigen dieser Mitteilung erhebliche Differenzen. Es ist daher wünschenswert, noch einen Vergleich mit andern Autoren durchzuführen. Allerdings ist Mrozowski der einzige, welcher die x für einzelne Feinstrukturkomponenten bestimmt hat. Dagegen ist der mittlere $\bar{k}_{\lambda_0}$-Wert der ganzen Linie (also jener Wert, welcher sich aus der für die ganze Linie gemessenen Durchlässigkeit mit der Formel 1 bestimmt) sehr genau gemessen worden. Ferner kennt man auch die mittlere Oszillatorenstärke der Linie.

Als Ausgangspunkt für den Vergleich wählen wir die korrigierten $D_{\mathrm{III+IV}}$-Werte, rechnen daraus zuerst wieder die x_{III} und x_{IV} mit Formel 4 und der Tabelle von § 8 aus und nachher ent-

sprechend der Tabelle die x der übrigen Komponenten. Dann wird mit Formel 4 die Durchlässigkeit D für die ganze Linie berechnet. Wählt man als Ausgangswert $D_{III+IV} = 44{,}1\%$ von Gruppe b, so findet sich $D = 52{,}5\%$. Mit $D_{III+IV} = 41{,}6\%$ von Gruppe d ergibt sich $D = 49{,}6\%$. Der erste Wert ist wahrscheinlich etwas genauer, weil hier die Korrekturgrösse ε kleiner ist als beim zweiten Wert. Aus diesen Zahlen folgt mit Hilfe der Formel 1 für das mittlere $\bar{k}_{\lambda_0}$ der ganzen Linie $\bar{k}_{\lambda_0} = 0{,}88$ bzw. 0,96. Der entsprechende Wert, welchen KUNZE[1]) für einen Sättigungsdruck bei 0° C angibt, ist $\bar{k}_{\lambda_0} = 0{,}92$.

Berechnet man mit Hilfe der von LADENBURG und WOLFSOHN[2]) gemessenen mittleren Oszillatorenstärke $f = 0{,}0255$ das $\bar{k}_{\lambda_0}$ der ganzen Linie, so findet sich, wenn man mit KUNZE als Dampfdruck bei 0° C $p = 2{,}14\ 10^{-4}$ mm Hg annimmt, $\bar{k}_{\lambda_0} = 0{,}94$. Mit beiden Werten stimmt der hier mitgeteilte Mittelwert 0,92 innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Zusammenfassend lässt sich somit sagen, dass die hier mitgeteilten Versuche der Linienabsorption einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten mit der Annahme gleicher Lebensdauer für das $2\ ^3P_1$-Niveau nicht in Widerspruch stehen. Nun ist es theoretisch auch sehr unwahrscheinlich, dass die Lebensdauer dieses Niveaus durch die Verschiedenheit der einzelnen Isotopenkerne beeinflusst wird. Es ist daher vielleicht eher am Platz, diese Versuche als eine Bestätigung des von INGLIS abgeänderten Feinstrukturschemas von SCHÜLER und KEYSTON aufzufassen.

Physikalisches Institut der Universität, Zürich.

---

[1]) P. KUNZE. l. c.

[2]) LADENBURG und WOLFSOHN, Z. f. Phys.

Errata.

H. P. A. **8**, 262, Abhandlung E. LIPS. In Tabelle 4, erste Zeile sollte es heissen

T	$\chi \cdot 10^6$	$\chi_m \cdot 10^3$	$\chi_m \cdot 10^3$ theor. für Gas

statt

T	$\chi \cdot 10^{-6}$	$\chi_m \cdot 10^{-3}$	$\chi_m \cdot 10^{-3}$ theor. für Gas