

(Mitteilung aus dem Einstein-Institut, Astrophysikalisches Observatorium,
Potsdam.)

Hyperfeinstrukturen und Kernmomente des Quecksilbers. II.

Von **H. Schüler** in Potsdam und **E. G. Jones**, Nottingham, England¹⁾
zurzeit in Potsdam.

Mit 12 Abbildungen. (Eingegangen am 7. Januar 1932.)

Es wird als Fortsetzung der ersten Arbeit über Hg-Hyperfeinstrukturen die Analyse acht weiterer Hg I -Linien wiedergegeben. Es bestätigt sich wieder die Übereinstimmung der beobachteten mit den theoretischen Aufspaltungsbildern und Intensitäten bis auf den Fall der λ 5461, wo bisher die Intensitäten der Komponenten der ungeraden Isotopen mit denen der geraden nicht in Einklang zu bringen sind. Weiter ist die Möglichkeit „verbotener“ Übergänge diskutiert worden. Unter den in dieser Arbeit festgelegten Termen befinden sich einige, deren Aufspaltungen für die beiden ungeraden Isotopen nicht mehr gleich sind, sondern eine merkliche (bis 15%) Abweichung aufweisen, wobei die $I = 3/2$ -Aufspaltung sowohl kleiner als größer wie die $I = 1/2$ -Aufspaltung beobachtet wird. Die für den Isotopenverschiebungseffekt charakteristischen Abstände der Schwerpunkte der ungeraden Isotopen sind in einer Tabelle zusammengestellt. Es bestätigt sich ohne Ausnahme die Tatsache, daß die Terme für $I = 3/2$ stets umgekehrt liegen wie die entsprechenden von $I = 1/2$.

Die vorliegende Arbeit ist eine Fortsetzung der Untersuchungen über die Hyperfeinstrukturen und Kernmomente des Quecksilbers, über welche bereits früher von J. E. Keyston und einem der Verfasser²⁾ berichtet worden ist. Es ist eine Anzahl neuer Quecksilberlinien eingeordnet worden. Damit sind einerseits die früheren experimentellen Ergebnisse weiter bestätigt worden, andererseits hat sich neues interessantes Tatsachenmaterial ergeben.

Intensitäten. Bevor wir die Resultate wiedergeben, seien einige Bemerkungen über die Intensitäten der Hyperfeinstrukturkomponenten vorausgeschickt. An und für sich ist ja die Aufstellung der Termschemata und ihre Kontrolle durch Kombinationslinien ein hinreichender Beweis für die Richtigkeit der Analyse. Trotzdem erschien uns die Berücksichtigung der Intensitäten der Hyperfeinstrukturkomponenten nicht überflüssig, weil

¹⁾ London University Travelling Student.

²⁾ H. Schüler u. J. E. Keyston, Die Naturwissensch. **19**, 676, 1931; H. Schüler u. J. E. Keyston, ZS. f. Phys. **72**, 423, 1931 (als Teil I bezeichnet); H. Schüler, Die Naturwissensch. **47**, 950, 1931.

sie unter Umständen genauere Schlüsse gestattet als die einfache Beobachtung der Komponentenbilder. Zu fordern ist dabei, daß sich in möglichst zahlreichen Fällen die Übereinstimmung der experimentellen Beobachtungen mit den erwarteten theoretischen Intensitäten nachweisen läßt. Diese Forderung ist, wie bereits in dem ersten Teil dieser Arbeit betont wurde, in zahlreichen Fällen innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt. Im Hinblick auf Anfragen von verschiedenster Seite, wie eine solche Feststellung ohne komplizierte zeitraubende Auswertungen möglich sei, wollen wir an dem

Beispiel der grünen Quecksilberlinie, $\lambda 5461$, die Möglichkeit einer sehr einfachen Bestätigung zeigen.

In Fig. 1 sind die Lagen der Komponenten wiedergegeben, wie sie in einem Fabry-Perot-Etalon mit 5 und 10 mm¹) Abstand beobachtet werden. Die Bezeichnungswise ist die gleiche wie im ersten Teil der Arbeit. Die Komponenten *g*, *f*, *h*, *b* gehören der Isotope 201, *A* und *C* der Isotope 199 an. Die beigefügten Zahlen stellen die aus den Multiplettintensitätsregeln und den Aston'schen Isotopenmengenverhältnissen gewonnenen theoretischen Intensitäten dar. Die Spektralaufnahmen zeigen nun,

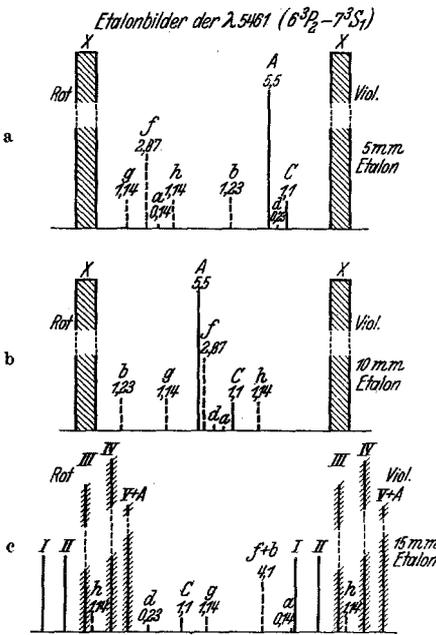


Fig. 1.

daß bei den benutzten Lichtquellen die Komponenten *g*, *h*, *C* die gleiche Intensität haben, und daß die Komponente *b* eine Spur stärker ist. Die Tatsache, daß die Komponente *b* mit der Intensität 1,23 sich bereits von den Komponenten mit der Intensität 1,14 abhebt, berechtigt uns zu dem Schluß, daß man in solchen Fällen die relativen Intensitäten der Komponenten innerhalb 10 % festlegen kann. Die Prüfung der Intensitäten der Komponenten *f* und *A* haben wir auf folgende Weise vorgenommen:

Da die verwendeten Lichtquellen sehr konstant brennen, war es möglich, während der Belichtung durch Änderung der Spaltweite des Vorzerlegungs-

¹) Siehe auch den ersten Teil dieser Arbeit, Fig. 17 (c), S. 440.

apparats (senkrecht zur Dispersionsrichtung des Etalons) die einzelnen Komponenten mit mehreren durch verschiedene Belichtungszeit abgestuften Schwärzungen aufzunehmen. Durch Änderung des Verhältnisses der Expositionszeiten ließ sich für den Intensitätsvergleich ohne Mühe dasjenige Zeitverhältnis herausfinden, bei dem die schwache Stufe der stärkeren Linie die gleiche Schwärzung hatte, wie die stärkere Stufe der schwachen Linie. Auf diese Weise kann man die Intensitäten der Komponenten innerhalb 15 bis 20% auch ohne genaue Kenntnis des Schwarzschildexponenten festlegen. Wenn es möglich ist, die Komponenten innerhalb mehrerer Ordnungen zu verfolgen, kann man die Fehlergrenzen vielleicht auf 10% herabdrücken, und innerhalb dieser Fehlergrenze scheinen uns auch die Intensitäten der Komponenten A und f bestimmt zu sein.

Die nach diesem Verfahren bei λ 5461 angestellten Messungen ergeben, daß bei den verwendeten Lichtquellen die freiliegenden Komponenten g , f , h , b , A und C ¹⁾ etwa innerhalb 10% die berechneten Intensitäten besitzen. Diese Feststellung ist deswegen wichtig, weil bei Benutzung eines wassergekühlten Hg-Bogens für die Isotope 199 eine bedeutende Verstärkung von C gegen A auftritt. Wir haben z. B. in der wassergekühlten Bogenlampe etwa gleiche Intensität von A und C festgestellt. Es ist dann zu erwarten, daß auch Komponente B , die vom gleichen Niveau ausgeht wie C , ebenfalls verstärkt wird. Diese Verstärkung läßt sich schwer beobachten, weil B mit einer anderen starken Komponente zusammenfällt. Bei der Isotope 201 läßt sich im Bogen, gegen die Komponenten g und h ($7\ ^3S_1, F = 1/2$) als Maßstab, eine 50%ige Verstärkung von b ($7\ ^3S_1, F = 5/2$) nachweisen. Man kann die beim Quecksilber und Cadmium²⁾ beobachteten Hyperfeinstruktur-Intensitätsanomalien einheitlich so beschreiben, daß von den Anfangsniveaus diejenigen mit dem größten F verstärkt erscheinen gegen diejenigen mit kleinem F , wobei es gleichgültig ist, ob die Niveaus „normale“ oder „umgekehrte“ Lage haben. Leider ist es nicht möglich, etwas darüber auszusagen, ob die Gesamtintensität der Komponenten der Isotope 199 sich gegen die Gesamtintensität der Isotope 201 ändert, weil nicht alle Komponenten frei zu beobachten sind. Aus einem Vergleich von g und h (201) mit A (199) kann man nur sagen, daß A schwächer geworden ist und nur dreimal statt fünfmal so stark als g und h ist.

Zusammenfassend läßt sich in bezug auf die Intensität der Hyperfeinstrukturkomponenten folgendes aussagen. Es gibt Lichtquellen, die diejenigen Hyperfeinstrukturintensitäten aufweisen, die man nach den Multi-

¹⁾ Vgl. Fig. 1a, b und Fig. 11.

²⁾ H. Schüler u. J. E. Keyston, ZS. f. Phys. **71**, 415, 1931.

plettintensitätsregeln erwartet. Wir haben diese Intensitäten in Entladungen sowohl mit reinem Hg-Dampf wie auch bei Zusatz von He, Ar, Ne, H₂ und Luft erhalten. Unter solchen Anregungsbedingungen muß man annehmen, daß die Hyperfeinstrukturniveaus entsprechend den statistischen Gewichten besetzt sind. Wie einerseits die richtige statistische Besetzung überhaupt zustande kommt, und wodurch andererseits die Intensitätsanomalien bedingt sind, läßt sich aus den Versuchen noch nicht einwandfrei entscheiden.

Ergebnisse. In Tabelle 1 sind, als Fortsetzung der Tabelle 1 des ersten Teiles dieser Arbeit, die Intensitäten für einen $j = 2 \rightarrow 2$ -Übergang berechnet.

Tabelle 1.

Übergang $j = 2 \rightarrow 2$.

$I = 3/2$			$I = 1/2$		
F	Relative Intensität	Absolute Intensität	F	Relative Intensität	Absolute Intensität
$1/2 \rightarrow 1/2$	5	0,68	$3/2 \rightarrow 3/2$	9	5,94
$1/2 \rightarrow 3/2$	5	0,68	$3/2 \rightarrow 5/2$	1	0,66
$3/2 \rightarrow 1/2$	5	0,68	$5/2 \rightarrow 3/2$	1	0,66
$3/2 \rightarrow 3/2$	8	1,09	$5/2 \rightarrow 5/2$	14	9,24
$3/2 \rightarrow 5/2$	7	0,96			16,50
$5/2 \rightarrow 3/2$	7	0,96			
$5/2 \rightarrow 5/2$	17,3	2,36			
$5/2 \rightarrow 7/2$	5,7	0,78			
$7/2 \rightarrow 5/2$	5,7	0,78			
$7/2 \rightarrow 7/2$	34,3	4,69			
		13,66			

In den folgenden Figuren ist die gleiche Bezeichnungsweise gewählt, wie im ersten Teil dieser Arbeit, d. h. die Lagen der Komponenten sind in 10^{-3} cm^{-1} angegeben. Die nicht unterstrichenen Komponenten sind alle beobachtet und stets mit verschiedenen Etalonabständen ausgemessen worden. Die unterstrichenen Komponenten werden vom Strukturbild gefordert, sind aber nicht beobachtet worden. Die Gründe hierfür sind gewöhnlich aus den Bildern leicht zu entnehmen, entweder sind die Komponenten zu schwach oder sie sind verdeckt durch naheliegende, stärkere Komponenten. Bisher ist im ganzen Hg-Spektrum keine überflüssige Komponente von uns gefunden worden. Die Zahlen über den Komponenten sind die Intensitäten, berechnet aus den Multiplettintensitätsregeln und den Astonischen Isotopenmengenverhältnissen. Diese Intensitäten sind in zahlreichen Fällen durch Beobachtungen bestätigt worden.

λ 5769. In dieser Linie sind alle für die Feststellung des Termschemas wichtigen Komponenten beobachtet worden. Über die Trennung der Komponenten *a* und *B* hat früher bereits Lau berichtet¹⁾. Da sie als zwei gleich starke Linien erscheinen, stellen sie einen eindrucksvollen Beweis für die Richtigkeit der Intensitätsüberlegungen dar. Komponente *e* ist zwar beobachtet worden, konnte aber nicht isoliert gemessen werden; *c* fällt experimentell mit *f* zusammen.

λ 5790. Trotzdem die Komponenten teilweise sehr ungünstig liegen, haben sich doch die beiden Termschemata festlegen lassen, Komponente *e* liegt sehr nahe bei *C*, die schwachen Komponenten *c* und *f* gehen auf unseren Aufnahmen im Linienuntergrund verloren.

λ 4347. Diese Linie ist nur teilweise beobachtet. Die Ermittlung der Unterteilung des 7^1D_2 -Terms für $I = 3/2$ ist nicht möglich gewesen, weil die Linie durch die Überstrahlung der λ 4358 gestört ist. Trotzdem sind die Aufspaltungen des 7^1D_2 -

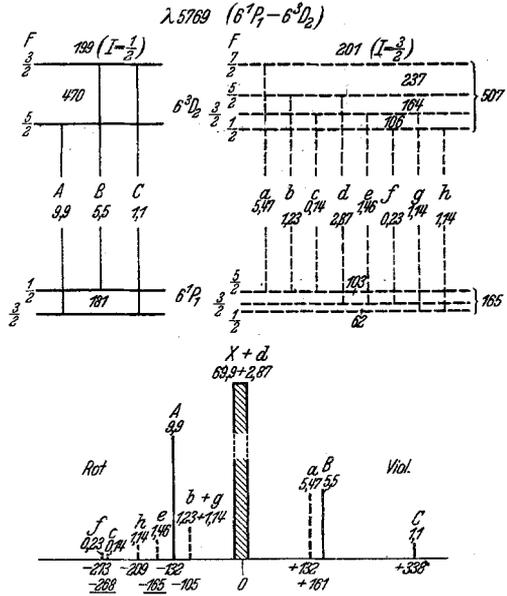


Fig. 2.

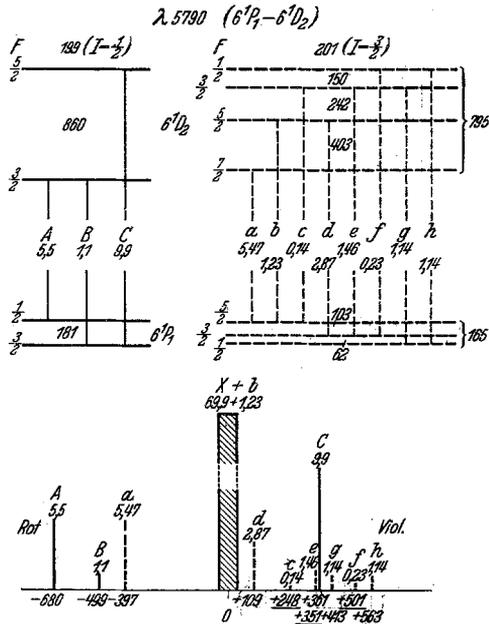


Fig. 3.

¹⁾ E. Lau, ZS. f. Phys. **63**, 313, 1930.

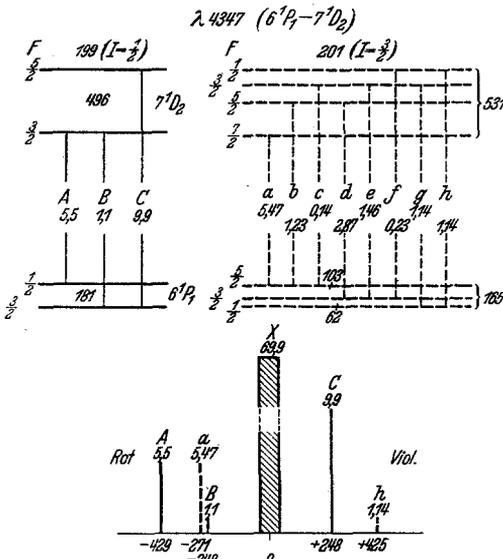


Fig. 4.

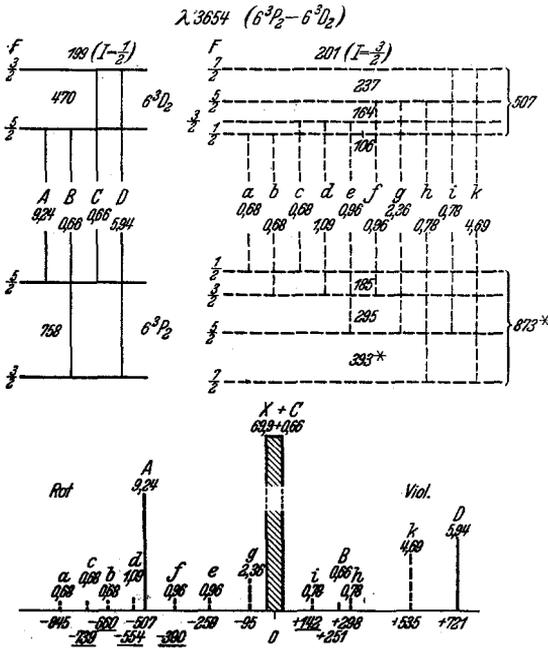


Fig. 5.

Terms wegen der vollkommenen Analogie dieser Linie mit $\lambda 5790$ gesichert. *B* läßt sich experimentell von *a* nicht trennen.

$\lambda 3654$. Die Analyse dieser Linie ist nur dadurch möglich gewesen, daß Herr E. Hochheim (I. G. Farbenindustrie, Oppau) für uns Etalonspiegel hergestellt hat, die im Ultraviolett ein ganz besonders hohes Reflexionsvermögen besitzen. Ihm sei an dieser Stelle besonders gedankt. Das Strukturbild ist sehr kompliziert, und es ist nur ein Teil der Komponenten beobachtet worden. Trotzdem ist das Bild in sich geschlossen und widerspruchlos. Unsere Messungen stimmen mit denen Nagaokas gut überein, bis auf die nach Rot liegenden schwachen Komponenten *a*, *c*, *b* und *d*, die Nagaoka nicht beobachtet hat, während wir sie, obwohl nicht aufgelöst, doch mit Sicherheit festgestellt haben. Die Spannweite nach Rot beträgt nach unseren Messungen

sicher über 815 Einheiten. Komponente i haben wir nicht genau messen können. Nagaoka gibt für sie +160 (statt +142), und für f , das wir auch nicht sicher festlegen konnten, den Wert -369 (statt -390). Der von Nagaoka angegebene Wert +279 entspricht nach unserer Deutung dem Schwerpunkt von B und h . $\lambda 3654$ ist besonders sorgfältig gemessen worden, weil sie die Aufspaltungen des 6^3P_2 -Terms festzulegen gestattet. Dieser Term spielt bei der Erklärung der $\lambda 5461$, wie weiter unten gezeigt wird, eine wichtige Rolle, dort werden auch die mit einem Stern versehenen Aufspaltungen 393 und 873 diskutiert.

$\lambda 3125$. Hier liegt ein Linienbild einerseits aus Messungen Nagaokas vor, andererseits läßt sich dasselbe aus bekannten Term-aufspaltungen konstruieren. Es ist als erste Annäherung das theoretische Struktur-bild unter der Annahme berechnet worden, daß die Schwerpunkte der ungeraden Isotopen genau in die Nulllinie fallen. Dabei ergeben sich, wie vorauszusehen, kleine systematische Ab-

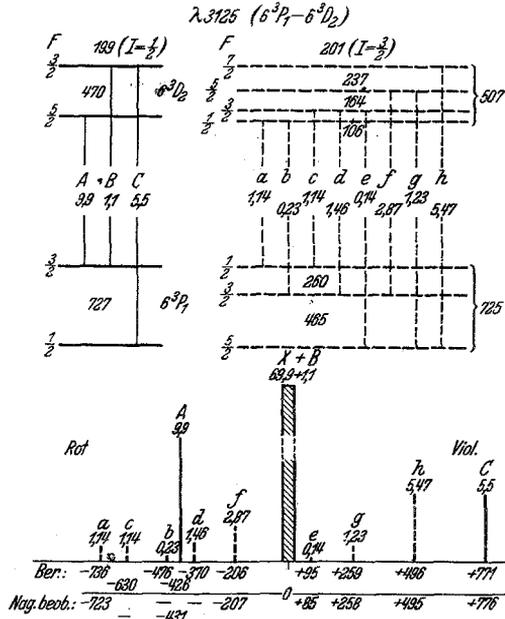


Fig. 6.

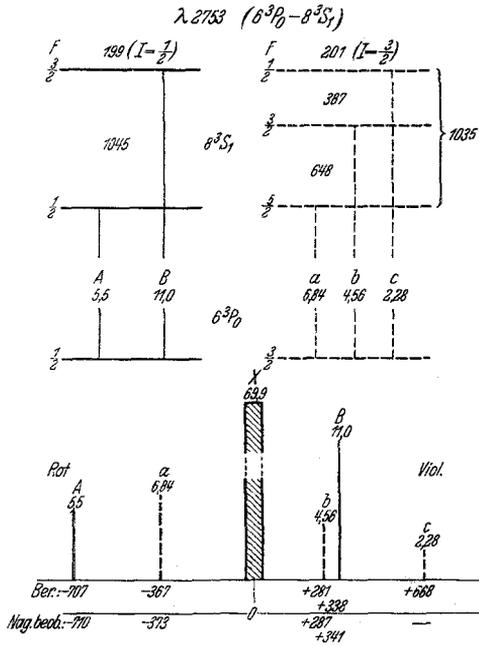


Fig. 7.

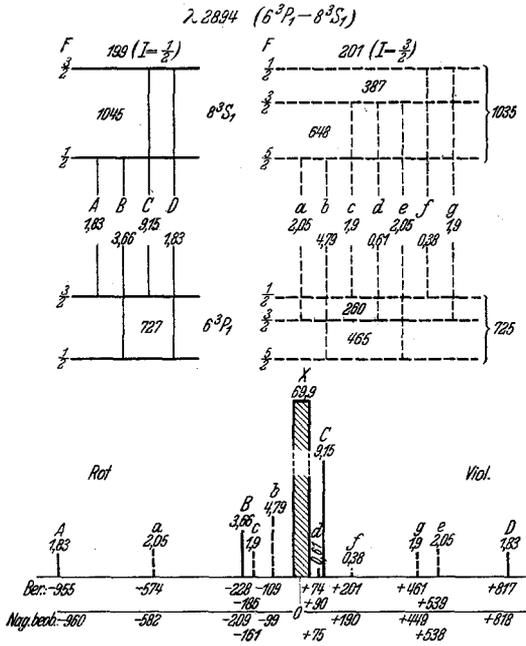


Fig. 8.

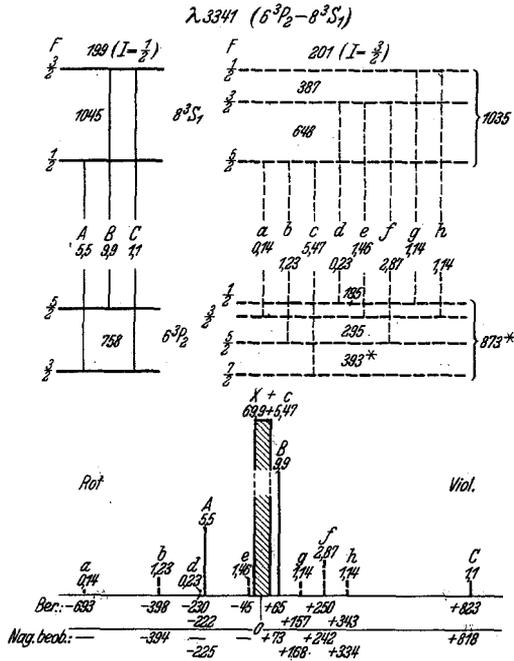


Fig. 9.

weichungen zwischen den berechneten und beobachteten Werten. Wenn man diese systematischen Abweichungen als Schwerpunktsverschiebungen berücksichtigt, so liegt der Schwerpunkt für 199, wie aus Tabelle 2 (siehe weiter unten) ersichtlich, bei +4 und derjenige von 201 bei +17. Das mit diesen Verschiebungen berechnete Bild ist mit den Nagaokaschen Messungen (wie Fig. 6 zeigt) in ausgezeichnete Übereinstimmung.

$\lambda 2753$, $\lambda 2894$ und $\lambda 3341$. Hier ist an dem Triplet $6^3P_{0,1,2} - 8^3S_1$ gezeigt, wie sich lediglich aus den Angaben Nagaokas und unseren Term aufspaltungen der 6^3P -Terme die Strukturbilder dieser drei Linien erklären lassen. Es sind aus $\lambda 3341 (6^3P_2 - 8^3S_1)$ die Aufspaltungen des 8^3S_1 -Terms berechnet und an den beiden anderen Linien kontrolliert worden. Da der 8^3S_1 -Term nahezu die gleiche Aufspaltung wie der 7^3S_1 -Term hat, so ergibt sich daraus eine große Ähnlichkeit zwischen diesem Triplet und dem sichtbaren $6^3P_{0,1,2} - 7^3S_1$ -Triplet.

Zum Beispiel ist $\lambda 3341$, wie die Lage der Komponenten zeigt, beinahe eine Wiederholung der grünen Linie $\lambda 5461$.

Die Strukturbilder sind in der gleichen Weise berechnet, wie bei der vorhergehenden Linie $\lambda 3125$. Als erste Annäherung wurden auch hier die Schwerpunkte der ungeraden Isotopen direkt in den Nullpunkt gelegt. Die so berechneten Strukturbilder zeigen noch kleine systematische Abweichungen. Wenn man nun diese als die zu erwartenden Schwerpunktsverschiebungen deutet (siehe Tabelle 2), so ergeben sich die Bilder, die hier mitgeteilt sind. Ein Vergleich der beobachteten und berechneten Zahlen zeigt, daß man es auch hier mit einer geschlossenen, eindeutigen Darstellung zu tun hat. Wenn noch etwas daran zu verbessern ist, so sind es lediglich Details und nichts Prinzipielles.

$\lambda 4358$. Es ist hier noch einmal das Strukturbild der $\lambda 4358$ wiedergegeben, und zwar sind diesmal die in zwischen beobachteten geraden Isotopen getrennt eingezeichnet. Als Nullpunkt ist die stärkste Isotope 202 genommen. Die

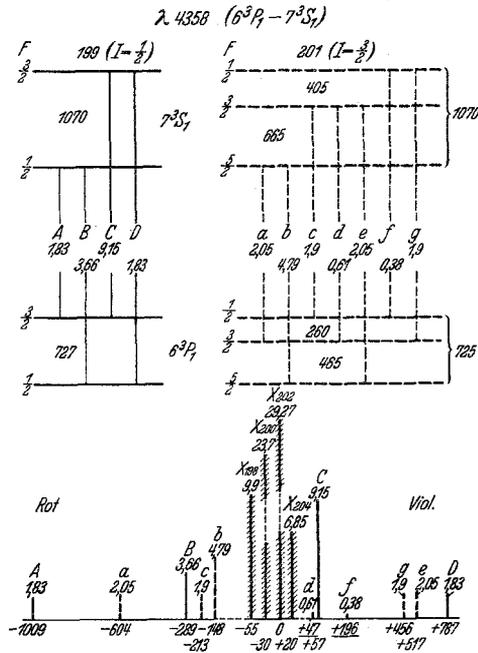


Fig. 10.

Struktur der Mittellinie ist gegen die äußeren Komponenten vergrößert dargestellt, was durch die Schraffierung der Grundlinie angedeutet ist. Während die Angaben Nagaoka's über die äußeren Komponenten durch die Aufnahmen mit unseren Lichtquellen gut bestätigt werden, finden wir, daß die von Nagaoka angegebene Struktur der Hauptlinie nicht ein Emissions-, sondern ein Selbstumkehrbild darstellt. Es liegen die geraden Isotopen in der Reihenfolge der Atomgewichte, und zwar liegt Hg 198 nach Rot. Dieser Reihenfolge fügen sich, wie weiter unten in Fig. 12 gezeigt wird, die Schwerpunkte der ungeraden Isotopen sehr befriedigend ein. Die Lage der Hg 204 ist vielleicht noch ein wenig zu

korrigieren. Die Intensitäten der geraden Isotopen sind zwar wegen der kleinen Aufspaltungen schwer zu beurteilen, doch scheinen sie nicht im Widerspruch mit den theoretischen zu sein. Nagaoka hat in seiner Lichtquelle eine Komponente — 834 von merklicher Intensität beobachtet. Da es nach unserem Termschema nicht unmöglich ist, daß diese Komponente einen „verbotenen“ Übergang $5/2 \rightarrow 1/2$ (Isotope 201) darstellt, den wir in unserer Lichtquelle vielleicht nicht beobachten konnten, so haben wir besondere Aufnahmen mit wassergekühltem Hg-Bogen, den Nagaoka ja auch benutzt hat, gemacht, um diese Komponente zu suchen. Wir haben nichts davon beobachten können. Auch bei den gelben Linien $\lambda 5790$

und $\lambda 5769$ ließen die Angaben anderer Beobachter die Möglichkeit „verbotener“ Übergänge offen. Es sind auch diese Fälle geprüft worden, aber es hat sich das Resultat ergeben, daß bisher keine „verbotenen“ Komponenten in den Hyperfeinstrukturbildern des Quecksilbers festzustellen sind.

$\lambda 5461$. Wie in der vorhergehenden Linie ist auch hier die stärkste Komponente als Nulllinie angenommen, und die Struktur der Hauptlinie vergrößert dargestellt (angedeutet durch die schraffierte Grundlinie). Wie bei $\lambda 4358$ hat hier Nagaoka wieder in der Hauptlinie das Selbstumkehrbild gemessen.

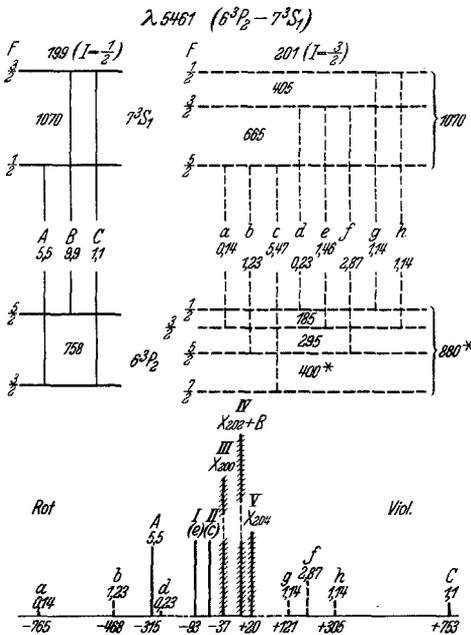


Fig. 11.

Das von uns beobachtete Emissionsbild ist mit dem von Lau beobachteten¹⁾ im wesentlichen in Übereinstimmung. Wie bereits oben (siehe Fig. 1) betont wurde, stimmen die außen liegenden Komponenten b, A, g, f, h und C unter sich in ihren Intensitäten mit den theoretisch erwarteten überein. Dagegen lassen sich die Intensitäten des inneren Strukturbildes I bis V nicht widerspruchlos an dieselben anschließen. Aus $\lambda 3654$ folgt,

¹⁾ Herr Lau hat nach freundlicher mündlicher Mitteilung die erwartete Komponente d, getrennt von A, wirklich beobachtet.

daß die Komponente B (Hg_{199}) bei IV ($= 0$) und e (Hg_{201}) bei I (-93) liegen müssen; c sollte nach -75 fallen, d. h. es muß, unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen, noch offen bleiben, ob sie nach I (-93) oder II (-64) gehört. Die wahrscheinlichere Lage ist jedoch II. Jedenfalls sollen beide Deutungen für die weitere Diskussion im Auge behalten werden¹⁾.

Bei der Einordnung der geraden Isotopen in das innere Strukturbild scheint die Zuordnung von Hg_{200} zu III, Hg_{202} zu IV und Hg_{204} zu V vorläufig die einfachste Lösung zu sein. Es ist nun die Frage, wo liegt die mit einer Intensität 9,9 zu erwartende Isotope 198? Wenn man an der bisher ausnahmslos bestätigten Erscheinung festhält, daß die geraden Isotopen bei Verschiebungen immer die Reihenfolge der Atomgewichte einhalten, so ist Hg_{198} in den Komponenten I oder II zu suchen. Es sind dann in diesen Komponenten die Intensitäten $e = 1,46$, $c = 5,47$ und $\text{Hg}_{198} = 9,9$ enthalten. Wenn man die Intensitäten vernachlässigt und nur die Zahl der Komponenten diskutiert, so kann man annehmen, daß II die Komponenten Hg_{198} und e , dagegen I die Komponente c enthält. Man kommt auf diese Weise, wie Fig. 12 (b) zeigt, wohl zu einer vernünftigen Isotopenverschiebung; wir halten es jedoch nicht für zulässig, auf die Aussagen der Intensitäten im inneren Strukturbild zu verzichten,

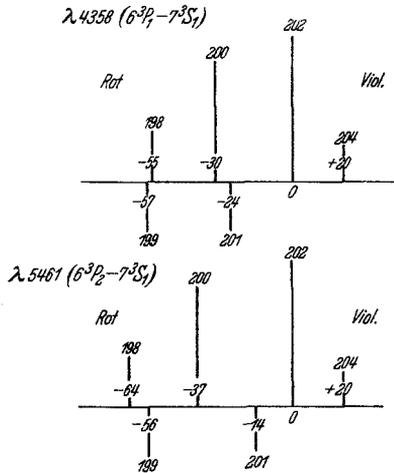


Fig. 12.

zumal sie bei den äußeren Komponenten gute Übereinstimmung zeigen. Es ist nun versucht worden, nach dem eingangs beschriebenen Verfahren die Intensitäten der inneren Komponenten mit denen der äußeren zu vergleichen. Dazu ist ein 15 mm-Etalon besonders günstig; wie aus Fig. 1 (c) ersichtlich, liegen die Komponenten $f + b$ ($= 4,1$) in unmittelbarer Nähe von I, II und III, so daß sie bequem als Maßstab benutzt werden können. Vorher wurde als Kontrollmessung ($f + b$) mit C und g verglichen. Es ergab sich eine mit dem theoretischen Wert zufriedenstellende Übereinstimmung. Gegen $f + b$ ($= 4,1$) als Maßstab gemessen besitzen I und II höchstens

¹⁾ Da c scheinbar nach II fällt, ergibt sich aus $\lambda 5461$ für die größte 6^3P_2 ($I = 3/2$)-Teilaufspaltung der Wert 400 und daraus die Gesamtaufspaltung 880.

die Intensität 6 und III, roh geschätzt, den Wert 16 statt 23,8¹⁾. Wir finden hier also Intensitätsanomalien, die weit über das Maß unserer Fehlergrenze hinausgehen. Bei unseren bisherigen Untersuchungen stimmen die beobachteten Intensitäten immer mit den theoretisch berechneten innerhalb unserer Fehlergrenze ($\sim 10\%$) überein, so daß die Aston'schen Angaben immer nur bestätigt werden konnten, und selbst bei $\lambda 5461$ machen die äußeren Komponenten keine Ausnahme. Wenn man diese Anomalien aus irgendeinem Verhalten der Lichtquellen erklären wollte, müßte man insbesondere an folgendes denken: Bei dem Übergang $7\ ^3S_1$ nach dem metastabilen $6\ ^3P_2$ -Term weisen die ungeraden Isotopen untereinander die richtigen Intensitäten auf, während die geraden Isotopen Hg_{198} und Hg_{200} ²⁾ damit verglichen, geschwächt erscheinen, d. h. es läge nahe anzunehmen, daß in unseren Lichtquellen bereits ein großer Teil der Intensität der geraden Isotopen 198 und 200 durch Reabsorption verlorengegangen ist. Wenn man also auch sicher an die Metastabilität der Endterme als mögliche Ursache für die Intensitätsanomalien denken muß, so läßt sich doch andererseits aus den Beobachtungen von Lau schließen, daß der Einfluß der Metastabilität auf die Intensitäten bei den in unserer Lichtquelle vorliegenden Verhältnissen klein sein sollte. Denn wie bekannt ist, werden die metastabilen Zustände des Hg durch Spuren von Wasserstoff, die auch in unseren Lichtquellen stets vorhanden waren, so stark vernichtet, daß sie die bedeutende Intensitätsstörung, die wir tatsächlich beobachteten, kaum verursachen könnten. Dafür sprechen die Beobachtungen von Lau und unsere Feststellung, daß sich in unseren Lichtquellen die Intensitäten nicht ändern, wenn wir dem Hg-Dampf den Wasserstoff nicht in den zufällig vorhandenen Spuren, sondern mit Drucken von 1 bis 2 mm zusetzen. Solange dieser Punkt noch nicht endgültig geklärt ist, möchten wir die andere Erklärungsmöglichkeit, nämlich eine Aufspaltung der geraden Isotopen³⁾, noch nicht für bewiesen halten, zumal mit dieser Annahme die Polarisationsbeobachtungen, worauf uns Herr von Keussler in liebens-

¹⁾ H. Schüler, Die Naturwissensch. 47, 950, 1931. Die hier angegebenen Intensitätsschätzungen von I und II zu 3,5 scheinen uns nach den inzwischen angestellten zahlreichen Beobachtungen doch etwas zu niedrig zu sein. Die Intensitätsbestimmungen sind besonders schwierig, weil die Komponenten nur in den tiefsten Ordnungen gut getrennt sind und man den Intensitätsgang innerhalb einer Ordnung ganz besonders beachten muß. Auch III, das größer als 20% angegeben wurde, hat gegen $f + b$ als Maßstab, eine etwas andere Intensität als früher geschätzt.

²⁾ Da Hg_{202} durch B gestört ist und Hg_{204} sehr nahe dabei liegt, so kann über ihre Intensitäten nichts Sicheres ausgesagt werden.

³⁾ H. Schüler, Die Naturwissensch. 47, 950, 1931.

würdiger Weise aufmerksam gemacht hat, in Widerspruch stehen würden. Wir wollen jedoch betonen, daß diese Intensitätsanomalien aus den zurzeit vorliegenden Erfahrungen über Hyperfeinstrukturen nicht erklärt werden können. Es soll versucht werden, durch möglichst exakte Messungen diese Intensitätsanomalien noch schärfer zu fassen.

Isotopenverschiebung. Zur Vervollständigung des im ersten Teil gegebenen Isotopenverschiebungsbildes sind in Fig. 12 die Lagen der geraden Isotopen und die Lagen der Schwerpunkte der ungeraden Isotopen für λ 4358 und λ 5461 wiedergegeben, wobei nach dem oben Gesagten zu beachten ist, daß die für λ 5461 gegebene Darstellung nicht das endgültige Bild darzustellen braucht.

Aus allen vollständigen Isotopenverschiebungsbildern ergibt sich, daß der Abstand der Schwerpunkte der ungeraden Isotopen etwa von der gleichen Größe ist, wie der Abstand zweier gerader Isotopen. Es ist also möglich, selbst bei nicht aufgelösten geraden Isotopen doch ungefähr etwas über die Isotopenverschiebung auszusagen. Es sind deshalb in Tabelle 2 für alle bisher untersuchten Quecksilberlinien die Schwerpunktsabstände zusammengestellt worden, wobei zu bemerken ist, daß die absolute Lage eines jeden Schwerpunktes durch die willkürliche Festlegung der stets verbreiterten Nulllinie immer eine gewisse Unbestimmtheit enthält. Für die Differenzen möchten wir einen Fehler von ± 10 Einheiten für möglich halten.

Tabelle 2.

λ	Term- bezeichnung	Lage der Schwerpunkte der Aufspaltungsbilder von		Differenz
		Hg ₁₉₉	Hg ₂₀₁	
4078	$6^3P_1 - 7^1S_0$	— 24	— 2	+ 22
4047	$6^3P_0 - 7^3S_1$	— 28	+ 4	+ 32
4358	$6^3P_1 - 7^3S_1$	— 57	— 24	+ 33
5461	$6^3P_2 - 7^3S_1$	— 56	— 14	+ 42
4916	$6^1P_1 - 8^1S_0$	— 4	— 4	0
6072	$7^3S_1 - 8^1P_1$	— 217	— 89	+ 128
6716	$7^1S_0 - 8^1P_1$	— 218	— 86	+ 132
6234	$7^1S_0 - 9^1P_1$	— 56	— 26	+ 30
5676	$7^3S_1 - 9^1P_1$	— 56	— 26	+ 30
2536	$6^1S_0 - 6^3P_1$	+ 330	+ 121	— 209
5790	$6^1P_1 - 6^1D_2$	— 43	— 6	+ 37
5769	$6^1P_1 - 6^3D_2$	— 3	— 8	— 5
3654	$6^3P_2 - 6^3D_2$	— 16	— 9	+ 7
2753	$6^3P_0 - 8^3S_1$	— 10	+ 21	+ 31
2894	$6^3P_1 - 8^3S_1$	— 16	+ 3	+ 19
3341	$6^3P_2 - 8^3S_1$	+ 20	+ 40	+ 20
3125	$6^3P_1 - 6^3D_2$	+ 4	+ 17	+ 13

Tabelle 3.

Term	Termaufspaltung in $\lambda \nu \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$		Gemessen an
	Hg ₁₉₉ ($I = 1/2$)	Hg ₂₀₁ ($I = 3/2$)	
6 1S_0 bis 9 1S_0	0	0	6 Linien
7 3S_1	1070	(-) 1070 = 665 + 405	5 "
8 3S_1	1045	(-) 1035 = 648 + 387	3 "
6 1P_1	(-) 181	165 = 103 + 62	5 "
8 1P_1	(-) 167	172 = 104 + 68	2 "
9 1P_1	(-) 386	385 = 235 + 150	2 "
6 3P_0	0	0	2 "
6 3P_1	727	(-) 725 = 465 + 260	5 "
6 3P_2	758	(-) 880 = 400 + 295 + 185	3 "
6 1D_2	860	(-) 795 = 403 + 242 + 150	1 "
7 1D_2	496	(-) 531	1 "
6 3D_2	(-) 470	507 = 237 + 164 + 106	3 "

(-) bedeutet: der tiefste Termwert hat die größte Quantenzahl (Term „umgekehrt“ liegend).

In Tabelle 3 sind alle bisher beobachteten Quecksilbertermaufspaltungen zusammengestellt. Es ist gleichzeitig angegeben, wie oft jeder Term beobachtet worden ist, weil die Prüfung eines Terms an verschiedenen Linien immer den eindrucksvollsten Beweis für die Richtigkeit der Analyse darstellt. Bemerkenswert scheint uns auch die Feststellung, daß neben den Termen mit gleicher Aufspaltung für $I = 1/2$ und $I = 3/2$ auch Terme vorhanden sind, deren Aufspaltungen sich merklich voneinander unterscheiden, und zwar existieren beide Fälle: die Aufspaltung für $I = 3/2$ kann sowohl größer als auch kleiner als die $I = 1/2$ -Aufspaltung sein. Die bisher gemachte Beobachtung, daß der $I = 3/2$ -Term immer umgekehrt liegt wie der entsprechende $I = 1/2$ -Term, hat sich ausnahmslos weiter bestätigt.

Der für diese Untersuchungen benutzte Zeiss'sche Prismenvorzerlegungsapparat ist uns in dankenswerter Weise von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden.

In der Diskussion der erhaltenen Resultate hat uns Herr Grotrian in liebenswürdiger Weise unterstützt.

Anhang.

Nach dem Erscheinen der ersten vorläufigen Mitteilung von J. E. Keyston und einem der Verfasser¹⁾ über die Lösung der Quecksilber-

¹⁾ H. Schüler u. J. E. Keyston, Die Naturwissensch. 31, 676, 1931.

hyperfeinstrukturen hat K. Murakawa drei Arbeiten über das gleiche Thema veröffentlicht¹⁾, wobei die Arbeit in der Zeitschrift für Physik im wesentlichen eine Übersetzung der zweiten „Scientific Papers“-Veröffentlichung ist.

Wir haben in unserer obigen Arbeit die Resultate von Murakawa nicht erwähnt, weil sie nur einen bedingten Wert haben. Wir wollen hier auch nicht die Resultate von Murakawa im einzelnen richtigstellen, weil dazu eine längere Mitteilung notwendig wäre. Es sei nur für diejenigen Leser, denen eine Kritik der experimentellen Daten nicht ohne weiteres möglich ist, auf einige Punkte hingewiesen, die den Wert der Arbeiten von Murakawa zu beurteilen gestatten.

1. Infolge der Benutzung eines Hg-Bogens als Lichtquelle beobachtet Murakawa (wie früher Nagaoka) die Strukturen der Mittellinien von λ 5461 und λ 4358 in Selbstumkehr. Dadurch ergeben sich falsche Isotopenverschiebungen, und zwar liegen die kleineren Atomgewichte bei Murakawa nach Violett statt nach Rot.

2. Damit im Zusammenhang steht die falsche Aufspaltung $6^3P_2 (I = 1/2)$ 802 statt 758.

3. Bei λ 2894 lassen sich, wie aus Tabelle 4 ersichtlich ist, die aus Murakawas Term-aufspaltungen berechneten Strukturbilder weder mit seinen eigenen, noch mit Nagaokas Messungen einheitlich darstellen, was Murakawa hätte bemerken müssen, hätte er den Vergleich durchgeführt.

Tabelle 4.

λ 2894 ($6^3P_1 - 8^3S_1$); Hg₂₀₁ ($I = 3/2$).

Komponente	Berechnet Murakawa	Beobachtet Murakawa	Beobachtet Nagaoka	Berechnet Verfasser
$5/2 \rightarrow 3/2$	— 606	— 885	— 582	— 574
$5/2 \rightarrow 5/2$	— 130	— 99	— 99	— 109
$3/2 \rightarrow 1/2$	— 200	— 161	— 161	— 186
$3/2 \rightarrow 3/2$	+ 64	—	+ 75	+ 74
$3/2 \rightarrow 5/2$	+ 540	+ 540	+ 538	+ 539
$1/2 \rightarrow 1/2$	+ 300	—	+ 190	+ 201
$1/2 \rightarrow 3/2$	+ 564	—	+ 449	+ 461

Wir haben hier unsere eigenen Berechnungen (siehe Fig. 8 oben) ebenfalls eingetragen, um zu zeigen, wie befriedigend unsere Aufspaltungen mit den Angaben Nagaokas übereinstimmen.

¹⁾ K. Murakawa, Sc. Pap. Inst. Phys. and Chem. Res., Tokyo, 326 u. 331, 1931; ZS. f. Phys. 73, 366, 1931.

4. Die Behauptung, daß $\lambda 6072$ ($7^3S_1 - 8^1P_1$) falsch eingeordnet sei, ist durch die Strukturanalyse im ersten Teil dieser Arbeit widerlegt.

5. Trotzdem Murakawa mit Hilfe seines Gitters hätte weitere Hg-Hyperfeinstrukturen festlegen können, ist er doch in den drei Arbeiten nicht über die Terme hinausgekommen, die bereits in der vorläufigen Mitteilung in den Naturwissenschaften von H. Schüler und J. E. Keyston¹⁾ gegeben worden sind.

Zum Schluß sie noch auf eine Bemerkung von Herrn Mrozowski²⁾ hingewiesen, die nicht unwidersprochen bleiben kann. Es heißt da wörtlich: „Der Verfasser (Mrozowski) hat gezeigt, daß die vier geradzahligcn 198-, 200-, 202- und 204-Quecksilberisotope keine Kernmomente, dagegen das 199-Isotop ein Kernmoment $1/2$ und das 201-Isotop ein Kernmoment $3/2$ haben.“ Die einzige Stelle in seinen bisher veröffentlichten Arbeiten, die sich auf diesen Punkt beziehen könnte, und die dafür zitiert wird, steht *Nature* **127**, 890, 1931 und lautet: „The three lines . . . must be attributed to two isotopes, 199 and 201 (overlapping of a doublet and a triplet?) with nuclear moments equal to an odd multiple of $1/2$.“ Es ist hier weder von den beiden Kernmomenten $1/2$ und $3/2$ die Rede, noch ist eine Zuordnung zu 199 und 201 gegeben. Eine einfache Überlegung zeigt, daß es mit den benutzten experimentellen Mitteln auch gar nicht möglich ist, eine eindeutige Zuordnung zu erlangen. Mrozowski hat lediglich unter Hinweis auf den Thalliumisotopenverschiebungseffekt³⁾ die Aufspaltung der geraden Isotopen diskutiert und dabei übersehen, daß diese Möglichkeit bereits in den Naturwissenschaften⁴⁾ erörtert worden ist. Seine Zuordnung der geraden Isotopen zu bestimmten Komponenten war damals nur als Hypothese zu bewerten, weil gerade die beobachteten Intensitäten sich nur rein qualitativ den Beobachtungen Astons einfügten. Erst nachdem J. E. Keyston und einer der Verfasser⁵⁾ sich durch Beobachtungen an den roten Quecksilberlinien $\lambda 6072$ und $\lambda 6716$ davon überzeugt hatten, daß die Angaben Astons spektroskopisch bestätigt waren, glaubten sie trotz der Abweichungen zwischen den experimentellen beobachteten und den berechneten Intensitäten bei $\lambda 2536$ die gegebene Deutung veröffentlichen zu können.

¹⁾ H. Schüler u. J. E. Keyston, *Die Naturwissensch.* **19**, 676, 1931.

²⁾ S. Mrozowski, *ZS. f. Phys.* **72**, 783, 1931.

³⁾ H. Schüler u. J. E. Keyston, *Die Naturwissensch.* **19**, 320, 1931.

⁴⁾ H. Schüler, ebenda **18**, 895, 1930.

⁵⁾ H. Schüler u. J. E. Keyston, ebenda **19**, 676, 1931.