

Das Graphitrohr F (Länge 10 cm, lichte Weite 14 mm, Wandstärke etwa 2 mm) dient als Vakuumofen. Die Energie wurde von einem Niederspannungstransformator (A. E. G., Berlin) von 10 kW Leistung durch ein von Wasser durchflossenes dickwandiges Eisenrohr (S, S) geliefert. Die Temperatur konnte leicht auf 2000°C gehalten werden. Die Öfen wurden durch einen Eisenmantel geschützt. f ist der kleine, mit Chromnickeldraht bewickelte Quarzofen, der das zu untersuchende Element enthält; T ist das Thermolement, das zur Temperaturmessung diente. pp' sind die auf Molybdänstäben montierten Graphitplatten; sie sind von F völlig isoliert und befinden sich in kleinem Abstand voneinander, damit der Zwischenraum gleich temperiert war. Die Platten verhindern auch den Dampfausfluss und machen die Konzentration gleichförmig. Die angelegte Spannung war nur 1 Volt, und der elektrische Strom wurde durch ein mit einem Milliampereometer geeichtes Galvanometer gemessen.

L ist der Eisenmantel und MM' Ansatzrohr, die mit Quarzfenstern verschlossen waren.

Zur Messung der Temperatur des Vakuumofens während der Versuche diente ein Wannersches Pyrometer, das auf die Quarzfenster gerichtet wurde. Da aber erfahrungsgemäss die von der Seite beobachtete Temperatur um 100 bis 200°C niedriger ist als die wahre Temperatur, wurde nach Kings Vorgang in einem Vorversuch eine der Graphitplatten pp' beseitigt und das Pyrometer auf die andere Platte gerichtet. Dies gibt dann die wahre

Hohlraumtemperatur. Die Unterschiede der zwischen seitlich beobachteten und der wahren Hohlraumtemperatur wurde dann in Abhängigkeit von der Leistung tabelliert und bei den eigentlichen Messungen in Rechnung gezogen.

Der Betrag der Oberflächenemission der Elektronen von pp' wurde folgendermassen ermittelt: Der untere Ofen wurde kalt belassen, damit kein Dampf in den Raum zwischen p und p' eintrat. Der grosse Ofen wurde dann auf etwa 2000°C erhitzt und die beiden Platten abwechselnd positiv und negativ geladen. Der Galvanometerausschlag auf beiden Seiten der Nullage war immer derselbe. Wurde dann eine der Platten aus dem gleich temperierten inneren Raume in den kälteren äusseren Raum gezogen so schlug, wenn diese kältere Elektrode negativ geladen wurde, das Galvanometer nicht aus.

In der weiteren Untersuchung wurde der untere Ofen mit verschiedenen Elementen beschickt und auf eine passende Temperatur erhitzt. Mit Hg, Zn, Cd wurde kein Galvanometerausschlag erhalten. Mit Mg trat nur ein kleiner Ausschlag auf. Dagegen wurden mit Na und K die Ausschläge sehr gross, und die elektrischen Ströme konnten nur noch mit einem Milliampereometer gemessen werden. Die Temperatur des oberen Ofens wurde abwechselnd auf 1300 bis 2000°C gehalten.

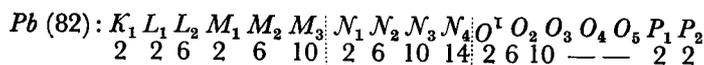
Die Ergebnisse sind völlig im Einklang mit der Grösse der Ionisierungsspannungen der untersuchten Elemente und werden demnächst ausführlicher mitgeteilt werden.

36. ÜBER DAS MAINSMITH-STONERSCHE SCHEMA DES AUFBAUS DER ATOME

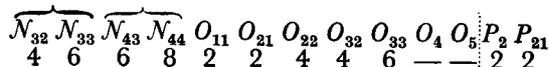
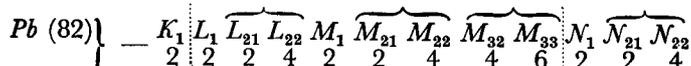
Von M. N. Saha und B. B. Ray

(*Physik Zeitschr.*, **28**, 221, 1927)

Bekanntlich haben Main Smith und Stoner das Bohrsche Schema des Aufbaus der Atome dadurch modifiziert, dass sie jedes $L_2, M_2, M_3 \dots$ Niveau in zwei durch verschiedene innere Quantenzahlen j und $j+1$ bezeichnete Unterniveaus spalten. Z. B. für den Aufbau der Atome von Pb kann man nach Bohr schreiben:



Nach Main Smith und Stoner dagegen:



Jedes der oberen L_2, M_2, M_3 usw. Niveaus wird in zwei Unterniveaus $\overbrace{L_{21} L_{22}}, \overbrace{M_{21} M_{22}}, \overbrace{M_{32} M_{33}}$ gespalten.

Nach Stoner¹ erklärt sein Schema die Entstehung der K -, L -, M -Röntgenspektren viel besser als das Bohrsche Schema. Es erklärt die Existenz zweier verschiedener L -Absorptionskanten $L_{21} L_{22}$, zweier M_2 -Absorptionskanten $M_{21} M_{22}$, zweier M_3 -Absorptionskanten $M_{32} M_{33}$ usw. Nach Stoners und seiner Nachfolger Ansicht war der Ursprung der Emissions-Röntgenstrahlenspektren auch nach der alten Bohrschen Theorie schwer verständlich.

Aber nähere Betrachtungen zeigen, dass das Bohrsche Schema den Ursprung der Emission und Absorptions-

¹ Stoner, *Phil. Mag.* **48**, 769, 1924; *Sommerfeld, Physik, Zeitschr.* **26**, 70, 1925.

Röntgenstrahlenspektren mindestens ebensogut erklären kann wie das MainSmith-Stonersche, wenn man damit das Paulische Prinzip² der Elektronenbahnen-Synthese koppelt. Schreiben wir z. B. das Bohrsche Strukturdiagramm von Pb in folgender Weise um:

Strukturdiagramm (Pb)

K_1								
2	L_1	L_2						
	2	6 M_1	M_2	M_3				
		2	6 N_1	10 N_2	N_3	N_4		
			2	6 O_1	10 O_2	14 O_3	O_4	O_5
				2	6 P_1	10 P_2	P_3	P_4
					2	(2)		

Die Nummer unter jedem durch grosse Buchstaben bezeichneten Niveau bezeichnet die Gesamtzahl der Elektronen, die nötig sind, um das Niveau vollständig zu besetzen. Diese Art der Darstellung leitet uns zum klaren Verständnis des periodischen Systems, so wie auch zum Verständnis des Ursprungs der optischen Spektren. (Über Näheres siehe verschiedene noch im Druck befindlichen Mitteilungen in Phil Mag.). Das Elektron kann nur um eine ungerade Zahl von Stufen springen. Jede horizontale oder vertikale Verschiebung des Elektrons zählt man als eine Stufe. Z. B. $L_1 \rightarrow K_1$ ist ein zweistufiger Sprung, und ist verboten. $L_2 \rightarrow K_1$ ist ein dreistufiger Sprung, und ist erlaubt. Diese Regel enthält das vollständige Auswahlprinzip, das für optische wie auch für Röntgenspektren ausnahmslos gilt, und alle sogenannten Durchbrechung erklärt.

Die K-Serien erklärt man folgendermassen: Ein Elektron werde durch Elektronenbombardierung von dem K_1 -Niveau entfernt, also es sei nur ein Elektron in K_1 . Ein Elektron wird jetzt von ($L_2, M_2 \dots$ oder jedem durch den Index (2) bezeichneten Diagonalniveau) zu K_1 springen. Den Prozess kann man so veranschaulichen:

$$K_1 \ 6L_2 \rightarrow 2K_1 \ 5L_2$$

($L_2 \rightarrow K_1$) gibt uns K_α, K_α'

$$K_1 \ 6M_2 \rightarrow 2K_1 \ 5M_2$$

($M_2 \rightarrow K_1$) gibt uns K_β, K_β'

Um die zwei verschiedenen Linien K_α, K_α' zu erklären, ist es nicht nötig, von vornherein das L_2 in L_{21} und L_{22} zu spalten. Nach dem Paulischen Prinzip gibt:

$$K_1 \ 6L_2 \text{ eine } {}^2S_{1/2}\text{-Bahn,}$$

$$[K_1 \text{ gibt } {}^2S_1, \ 6L_2 \text{ gibt } {}^1S_0, \ \text{die resultierende Bahn ist } {}^2S_{1/2}]$$

$$2K_1 \ 5L_2 \text{ zwei } {}^2P_1, \ {}^2P_2\text{-Bahnen}$$

$$[2K_1 \text{ gibt } {}^1S_0, \ 5L_2 \text{ gibt } {}^2P_1, \ {}^2P_2, \ \text{Resultante } {}^2P_1 \ {}^2P_2.]$$

Danach rühren von einem Sprung eines Elektrons von $L_2 \rightarrow K_1$ zwei Linien her:

$$\begin{array}{c|c} & {}^2P_1 \ {}^2P_2 \\ \hline {}^2S_{1/2} & 1 : 2 \\ & (K_\alpha') \ (K_\alpha) \end{array}$$

Das Intensitätsverhältnis folgt aus der Ornstein-Sommerfeldschen Regel.

Das Wesentliche in dieser Betrachtung ist die Tatsache, dass es ganz unnötig ist, das L_2 -Niveau von vornherein als in zwei Unterniveaus gespalten anzusehen. Es gibt nur ein L -Niveau, das sechs Elektronen enthält. Wenn ein Elektron davon entfernt wird, werden nach dem Paulischen Reziprozitätsgesetze die zurückbleibenden fünf Elektronen entweder eine resultierende 2P_1 - oder 2P_2 -Bahn geben. Aber die Spaltung ist dynamisch, nicht statisch, wie von MainSmith-Stoner angenommen wurde. In jedem normalen Atome gibt es keine von vornherein festgelegte $L_{21} \ L_{22}$ -Unterniveaus; wenn man aber eine grosse Zahl von Atomen betrachtet, in deren jedem ein Elektron aus dem L_2 -Ring entfernt wird, werden in einem Augenblick bei einem Drittel der Atome die $5L_2$ -Elektronen im 2P_1 -Zustand, bei zwei Dritteln aber im 2P_2 -Zustand sein. Daher ist die Energie des Atomrests für ein Drittel $A-h$ (2P_1), für zwei Drittel $A-h$ (2P_2).

In derselben Weise kann man auch die Absorptionsskante und den Ursprung der L-Reihe erklären. Z. B.: Nehmen wir das L-Spektrum des Wolframs, das am genauesten studiert ist.

Die ${}^2S\text{-}{}^2P_{1,2}$ -Serie.

$$L_1 \ 6M_2 \rightarrow 2L_1 \ . \ 5M_2 = {}^2S_1 - a^2P_{1,2} = 893,0 - 191,3$$

$$= 701,7 \ (\beta_4)$$

$$(M_2 \rightarrow L_1) \quad \quad \quad -169,8 = 723,2 \ (\beta_3)$$

$$L_1 \ 6N_2 \rightarrow 2L_1 \ . \ 5N_2 = {}^2S_1 - b^2P_{1,2} = 893,0 - 38 = 855 \ (\gamma_2)$$

$$(N_2 \rightarrow L_1) \quad \quad \quad -33,0 = 860 \ (\gamma_4)$$

Das ($L_1 \ 6M_2$) und ($L_1 \ 6N_2$) bedeutet denselben Zustand, da nur ein Platz im L_1 -Ring leer ist. $b^2P_{1,2}$, dem ($2L_1 \ 5N_2$)-Zustand entsprechend, ist eine Art höherer Rydberg-Term zu ${}^2P_{1,2}$ des $2L_1, \ 5M_2$ -Zustands.

$$L_1 \ 6N_2 \rightarrow 2L_1 \ 5N_2 = {}^2S_1 - c^2P_{1,2} = 893 - 5 = 887,8 \ (\gamma_4).$$

Die ${}^2P_{1,2}\text{-}{}^2D_{2,3}$ -Serie.

$$5L_2 \ . \ 10M_3 \rightarrow 6L_2 \ . \ 9M_3 = {}^2P_{1,2} - a^2D_{2,3}$$

$$= 850,6 - 138,3 = 712,3 \ (\beta_1) \ ({}^2P_1 - {}^2D_2)$$

$$= 752,1 - 138,3 = 613,8 \ (\alpha_2)$$

$$= 752,1 - 133,7 = 618,45 \ (\alpha_1).$$

² Pauli, Zeitschr. f. Phys. 31, 765, 1925.

Nach der Sommerfeld-Ornsteinschen Regel sind die Intensitätsverhältnisse $\beta_1:\alpha_2:\alpha_1=5:1:9$.

$$5L_2, 10N_3 \rightarrow 6L_2, 9N_3 \text{ gibt } {}^2P_1 - b^2D_2 = 850,6 - 18,8 = 831,8 (\gamma_1)$$

$$N_3 \rightarrow L_2 \quad {}^2P_2 - b^2D_3 = 752,1 - 18,4 = 733,7 (\beta_2)$$

Die schwache Linie, ${}^2P_2 - {}^2D_2$ ist von β_2 untrennbar; ($O_3 \rightarrow O_2$) gibt γ_6 und β_5 .

Die ${}^2P_{1,2} - {}^2S_1$ -Serie.

$$5L_2, 2M_1 \rightarrow 6L_2, M_1 \text{ gibt } {}^2P_{1,2} - b^2S_1 = 850,6 - 208,1 = 642,5 (\eta)$$

$$(L_2 \rightarrow M_1) \quad 752,1 - 208,1 = 544,0 (\iota).$$

Diese 2S_1 entsteht durch Entfernung eines Elektrons aus dem M_1 -Ring.

$$5L_2, 2N_1 \rightarrow 6L_2, N_1 \text{ gibt } ({}^2P_{1,2} - c^2S) \quad 850,6 - 43 = 807 (\gamma_5)$$

$$(N_1 \rightarrow L_2) \quad 752,1 - 43 = 708 (\beta_6)$$

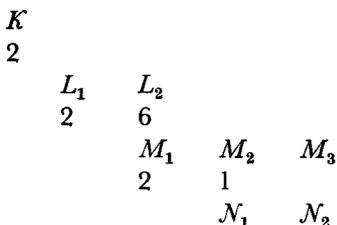
$$5L_2, 2O_1 - 6L_2, O_1 \quad ({}^2P_{1,2} - d^2S_1) \quad 850,6 - 5,7 = 844,5 (\gamma_8)^3$$

$$746,4 (\beta_7)$$

Die anderen beobachteten Linien, z. B. β_9, β_{10} entsprechen den optischen Linien ${}^2S_1 - {}^2D_{2,3}$ und durchbrechen die Auswahlregel, ebenso die Dauvillierschen Linien t und s , denen die Sprünge $a^2S_1 - b^2S_1 \dots$ entsprechen.

Wir werden jetzt zeigen, dass das Mainsmith-Stonersche Schema der Spaltung nicht nur unnötig, sondern etwas irreführend ist. Um diesen Punkt zu illustrieren, betrachten wir z. B. die optischen Spektren der Elemente von der dritten und vierten Gruppe.

Das Strukturdiagramm des Aluminiums sei:



Im normalen Zustand ist das strahlende Elektron in M_2 , also ist die normale Bahn 2P_1 (M_{21}), oder 2P_2 (M_{22}). Nach der Serienanalyse ist ${}^2P_1 = 48 \ 281$, ${}^2P_2 = 48 \ 169^4$, und es besteht kein grosser Unterschied zwischen ihrem Energieinhalt. Beide Bahnen sind nach ihrem Energieinhalt gleich wahrscheinlich, nach ihrer inneren Quantenzahl ist 2P_2 zweimal wahrscheinlicher als 2P_1 ; also wenn man eine grosse Anzahl von Atomen nimmt, wird in einem gegebenen Augenblick ein Drittel von ihnen in 2P_1 -Bahnen, zwei Drittel in 2P_2 -Bahnen sein. Nach Mainsmith-Stoner muss man alles in 2P_1 -Bahnen annehmen.

Fassen wir nun das Si-Spektrum ins Auge⁵. Das Si-Atom hat dieselbe Struktur wie Al. Wenn man durch Aufbringen eines neuen Elektrons das Si-Atom völlig aufbaut, besitzt dieses entweder die 2P_1 -oder 2P_2 -Bahn. Man kann nicht sagen, wie nach Mainsmith-Stoner zu erwarten sei, dass die beiden äusseren Elektronen ein mit L_{21} , bezeichnetes

Unterniveau füllen müssen, also die 2P_1 -Bahn besässen. Wenn das geschieht, muss die resultierende Bahn 3P_0 sein, aber nach der Serienanalyse sind neben 3P_0 auch tiefliegende 3P_1 , 3P_2 , 1D_2 , 1S_0 -Bahnen bekannt, und 3P_1 , 3P_2 haben ungefähr denselben Energieinhalt wie 3P_0 . Die Existenz dieser Terme kann man erklären, wenn man annimmt, dass abgesehen von ihren inneren Quantenzahlen die Wahrscheinlichkeit für das Bleiben beider äusserer Elektronen in 2P_1 oder 2P_2 dieselbe ist; man kann leicht zeigen:

${}^2P_1 \ {}^2P_1$ (Beide Elektronen in 2P_1 -Bahn) gibt resultierende Bahnen mit $j=0, 1$,

${}^2P_1 \ {}^2P_2$ (eins in 2P_1 , das andere in 2P_2) gibt Bahnen mit $j=1, 2$,

${}^2P_2 \ {}^2P_1$ gibt Bahnen mit $j=1, 2$,

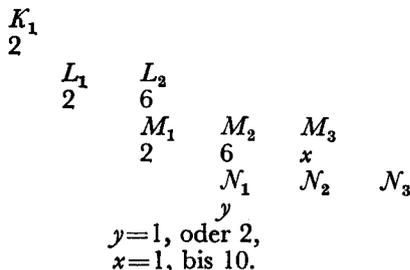
${}^2P_2 \ {}^2P_2$ gibt Bahnen mit $j=0, 1, 2, 3$.

Einige dieser Bahnen sind nach dem Paulischen Prinzip verboten, man erhält nur:

$${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2, {}^1D_2, {}^1S_0.$$

Wesentlich zu beachten ist, dass beide Elektronen nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen in 2P_1 , 2P_2 -Zustände verteilt sind. Es gibt keine festen Unterniveaus L_{21} mit zwei Elektronen.

Für die Erklärung der tiefliegenden (normalen) Terme anderer Elemente, besonders der ersten grossen Periode braucht man nicht eine feste Spaltung der äusseren M_3 in zwei durch M_{32} , M_{33} bezeichnete Unterniveaus anzunehmen. Schreiben wir zur Illustration das Strukturdiagramm verschiedener Elemente der ersten grossen Periode:



Elemente	Kombination, die tiefliegende Terme gibt	Tiefliegende Terme
21 Sc	$M_3, 2N_1$	2D
22 Ti	$2M_3, 2N_1$	3F
23 V	$3M_3, 2N_1$	4F
24 Cr	$\{4M_3, 2N_1$	5D
	$\{5M_3, N_1$	7S
25 Mn	$\{5M_3, 2N_1$	6S
	$\{6M_3, N_1$	8D
26 Fe	$\{6M_3, 2N_1$	5D
	$\{7M_3, N_1$	${}^5F, {}^3F$
27 Co	$\{7M_3, 2N_1$	4F
	$\{8M_3, N_1$	4F
28 Ni	$\{8M_3, 2N_1$	${}^3F, {}^3P, \bar{G} (?)$
	$\{9M_3, N_1$	${}^1P, {}^1S_0$
	$\{9M_3, 2N_1$	${}^3D, {}^1D$
29 Cu	$\{10M_3, N_1$	2S_1
	$\{9M_3, 2N_1$	${}^2D_{3,3}$

³ Diese Zahlen wurden den Siegbahnschen "Röntgenstrahlen" entnommen.

⁴ Siehe Fowlers Report on Series Spectra.

⁵ Hund, Zeitschr. f. Phys. **33**, 345, 1925; **34**, 296, 1925.

Also die Verteilung der M_3 -Elektronen erst in ein vollbesetztes M_{32} -Unterniveau, und dann des Restes in M_{33} ist ganz willkürlich. Nach der erfolgreichen Hundschens Theorie gewinnt man die optisch beobachteten tiefliegenden Terme, wenn man jedem M_3 -Elektron die ${}^2D_{2,3}$ -Bahn zuschreibt, und nach dem Paulischen Gesetz diese kombiniert. Es ist keine Rede von Spaltung: Einige Elektronen in M_{32} , der Rest in M_{33} .

Zur Erklärung der Funkenlinien in Röntgen spektren eröffnet diese Gedankenreihe einen neuen Weg. Bekanntlich hat Wentzel⁶ versucht, die K -Funkspektren von Al und Mg durch gleichzeitiges Entfernen zweier Elektronen aus dem K_1 -Ring zu erklären, aber mit geringem Erfolg. Nehmen wir an, dass die Elektronenbombardierung so geschieht, dass ein Elektron aus K_1 , ein anderes aus L_1 gleich zeitig entfernt werden. Man erhält dann diese Elektronengruppierung:

$K_1 5L_2$ als Anfangszustand, also ${}^3P_{0,1,2}$ 1P_1 -Bahnen (K_1 gibt 2S_1 , $5L_2$ gibt ${}^2P_{1,2}$, die resultierende Bahn ist ${}^3P_{0,1,2}$ 1P_1).

Nun lassen wir ein Elektron aus dem L_2 -Ring zu K_1 springen. Man erhält die Elektronengruppierung:

$2K_1 4L_2$ als Endzustand, also ${}^3P_{0,1,2}$ 1D_2 , 1S_0 -Bahnen.

Der Übergang:

$$K_1 5L_2 \rightarrow 2K_1 4L_2$$

$$(L_2 \rightarrow K_1).$$

ist erlaubt. Daher kann man die zwei Reihen von Triplett- p -Termen miteinander kombinieren und wenn die eine Reihen als normal betrachtet wird, muss die andere Reihe gestrichen werden. Man kann jetzt die folgenden Linien erwarten

	3P_0	3P_1	3P_2	1D_2	1S_0
3P_0		9			
3P_1	9	18— u	u	(15)	(3)
3P_1		u	45— u	(25)	
1P_1	(3)	(9)	(15)	(15)	(3)

⁶ Wentzel, Zeitschr. f. Phys. 31, 445, 1925.

Die Entstehungsweise ist ganz analog der Entstehungsweise der PP -Multipletten in Spektren von Al, Zn, Cd, Si^{+7} . Die Zahlen bedeuten die erwartete Intensität nach der Ornstein-Sommerfeldschen Regel. Es gibt auch andere Möglichkeiten, aber die letztere scheint die wahrscheinlichste zu sein. Die mit u' bezeichneten Linien sind immer die schwächsten, und die unter und neben dem Triplett-schema liegenden Linien werden erfahrungsgemäss auch sehr schwach sein.

Bei diesem Prozess handelt es sich um die gleichzeitige Entfernung eines Elektrons aus K_1 , und des zweiten aus L_2 . Die Anregungsenergie kann daher die der K -Reihen nicht weit überschreiten, also ungefähr $K_1 + xL_2$, K_1 =Anregungsenergie für das K -Spektrum, x eine von 1 nicht weit entfernte Zahl, L_2 dieselbe für das L_2 -Spektrum. Die Anregungsenergie für das Entfernen zweier Elektronen aus L_2 ist auch für schwere Elemente etwa zweimal grösser als L_2 , für leichte Elemente kann sie L_2 drei- oder viermal überschreiten.

Für schwere Elemente können daher die Funkenlinien nur mit Schwierigkeit von K -Linien getrennt werden, also als Satelliten zu K -Linien erscheinen, für leichte Elemente dagegen ist die Trennung beobachtbar. Es ist auch nicht nötig, für die verschiedenen Linien weit entfernte Anregungsenergie anzunehmen. Sie gehören zu derselben Multiplettgruppe, und mit zunehmender Stromdichte werden sie immer intensiver. Die Anschauung stimmt mit den Ergebnissen der wichtigsten Versuche von Bäcklin und Larson⁸) über die Anregungsspannung von Funkenlinien, so wie auch mit dem Ergebnis, dass die Intensitätsverhältnisse zwischen Funkenlinien immer dieselben sind.

Allahabad und Calcutta (Indien)

(Eingegangen 13. Dezember 1926).

⁷ Siehe Saha und Kichlu, Über die anomalen Terme in Erdalkalisppektren; wird in Phil. Mag. erscheinen.

⁸ Bäcklin u. Larson.—Siegbahn, Röntgenstrahlen.

37. ÜBER EIN NEUES SCHEMA FÜR DEN ATOMAUFBAU

(Physik Zeitschr., 28, 469, 1127)

In einer in dieser Zeitschrift¹ vor kurzem erschienenen Arbeit haben B. B. Ray und der Verfasser die Meinung geäußert, dass die Main-Smith-Stonersche Praxis der Unterniveauspaltung (z. B. M_3 in $M_{32}, M_{33} \dots$) nicht nur unnötig, sondern auch irreführend ist. In der Tat gibt es nur:

- 1. K -Niveau
- 2. L - „ , bzw. L_1, L_2
- 3. M - „ , „ M_1, M_2, M_3
- 4. N - „ , „ N_1, N_2, N_3, N_4

¹ M. N. Saha und B. B. Ray, Physik. Zeitschr., 28, 221, 1927.

Die Unterniveauspaltung, die zur Erklärung der Röntgenstrahlenspektren nötig erscheint, ist nur scheinbar; es gibt keine statische Spaltung, nur eine dynamische. Es sei noch bemerkt, dass in seiner erfolgreichen Erklärungsweise der Komplexspektren Hr. Hund² keinen Gebrauch von dieser künstlichen Spaltung gemacht hat.

Die in dieser Arbeit entwickelte Gedankenreihe verfolgend, wurde ein neues Schema für den Atomaufbau ausgearbeitet, das eine klare und einheitliche Übersicht

² Hund, Zeitschr. f. Physik, 33, 345, 1925; 34, 296, 1925.