

durchaus an die bekannten spektroskopischen anlehnen und ihre Mittel benutzen, ist schließlich einer völlig andersartigen Arbeitsweise Erwähnung zu tun, die gleich bei der Entstehung des Röntgenstrahls die Meßwerkzeuge anlegt, und die faktisch die *K*-, *L*-Serien ganz leichter Atome hat finden lassen. *Franck* und *Knipping* haben anläßlich ihrer Arbeit über die Resonanzspannung und Ionisierungsspannung des Heliums bemerkt, daß unter Umständen auch die Linien durch Elektronenstoß angeregt werden, die auf die Resonanzlinie folgen. Weiter hat *Einsporn* im Quecksilberdampf eine Anzahl von neuen Linien durch Elektronenstoß bekommen. In beiden Fällen konnte gezeigt werden, daß die betreffenden Anregungsspannungen, nach der Einsteinschen Beziehung

$$eV = \frac{hc}{\lambda}$$

in Wellenlängen umgerechnet, exakt mit der Lage von bekannten (Hg-) resp. eben bekanntgewordenen (He-)Linien übereinstimmen. So war es durchaus gerechtfertigt, seinerzeit diese Methode als Ultraviolett-spektroskopie zu bezeichnen. Diese Arbeitsweise, die im Grunde genommen auf *Dember* zurückgeht, ist auch auf das Röntgengebiet angewendet worden und soll als fünfte röntgenspektroskopische Methode bezeichnet und kurz erläutert werden.

Sie ist dadurch charakterisiert, daß man aus einem als Kathode dienenden Glühdraht *K* Elektronen (gefiederter Pfeil) austreten läßt, die unter dem Einfluß eines variierbaren Beschleunigungsfeldes (durch die Batterie *B* und den als Spannungsteiler dienenden Widerstand *W*) beschleunigt auf die Anode *A* fallen, wo sie

Strahlung erzeugen, die durch die lichtelektrische Erregung an der Auffangevorrichtung *L* nachgewiesen wird. Die Anode wird dabei mit den zu untersuchenden Substanzen bedeckt. Auf diese Weise gelang es kürzlich *Kurth* (Phys. Rev. 1921), die *K*- und *L*-Strahlung von Kohlenstoff und Sauerstoff sowie die *M*- und *N*-Serie von Eisen und Kupfer nachzuweisen. In ähnlicher

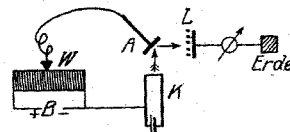


Fig. 6. Lichtelektrische Methode.

*K* = Glühkathode  
*A* = Antikathode  
*B* = Beschleunigungsbatterie  
*W* = Potentiometerwiderstand  
*L* = Lichtelektrischer Auffänger.

Weise haben *Mohler* und *Foot* (ebenda) die Strahlung von Kalium, Natrium und Magnesium, *Richardson* und *Bazzoni* (Phil. Mag. 1921) die *K*-Strahlung des Kohlenstoffs und die *M*-Strahlung des Molybdäns gemessen. Die gefundenen Wellenlängen sind sowohl untereinander, soweit sie vorliegen, als auch mit den theoretisch errechneten in guter Übereinstimmung.

In den genannten Arbeiten sind bis jetzt Wellenlängen bis 375 Å-E erreicht, so daß wir nun tatsächlich die Lücke zwischen den kurzen ultravioletten Wellen und den Röntgenstrahlen geschlossen sehen. So genießen wir die schöne Aussicht, nach Vervollkommen der eben genannten Methode in Bälde die gesamten Röntgenlinien sämtlicher bekannter Elemente zu besitzen, kaum, daß das erste Jahrzehnt nach der Laueschen Entdeckung verflossen ist.

## Bericht über neuere Ergebnisse der Röntgenspektroskopie.

Von Gregor Wentzel, München.

Man kennt heute drei prinzipiell verschiedene Methoden der Röntgenwellenlängenmessung: 1. die spektrale Zerlegung der Röntgenstrahlen durch Beugung in Kristallen, wobei die Wellenlängen gemäß der Gleichung:

$$2d \sin \vartheta = n\lambda$$

direkt mit der Kristallgitterkonstanten verglichen werden; 2. die Methode des Elektronenstoßes, bei welcher Anregungsspannungen gemessen und vermittelt der Gleichung:

$$eV = \frac{hc}{\lambda}$$

auf Wellenlängen von Absorptionskanten umgerechnet werden; 3. die Bestimmung von Geschwindigkeiten sekundärer (photoelektrischer) Kathodenstrahlen durch magnetische Ablenkung, von wo aus man mittels der Gleichung:

$$\frac{mv^2}{2} = hc \left( \frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} \right)$$

auf die charakteristischen Wellenlängen  $\lambda_p$  und  $\lambda_s$  des primären bzw. sekundären Radiators schließen kann<sup>1</sup>). Von diesen drei Methoden liefert die erste, die unmittelbar auf der Laueschen Entdeckung fußt, weitaus die genauesten Resultate. Die beiden anderen Methoden haben bisher noch keine wesentlich neuen Zahlenergebnisse geliefert und können im folgenden ohne Schaden übergangen werden; doch versprechen sie für die Wellenlängenmessung der ganz harten Röntgenstrahlen und der  $\gamma$ -Strahlen<sup>2</sup>) wertvoll zu werden, wo die Laue-Bragg'sche Methode wegen der relativen Größe der Kristallgitterkonstanten versagt.

<sup>1</sup>) Vgl. etwa *M. de Broglie*, J. de Physique, Sept. 1921, S. 265.

<sup>2</sup>) Vgl. *Ellis*, Proc. Roy. Soc. 99A, 261 (1921).

Faßt man den Begriff der Röntgenstrahlung weiter und versteht darunter die Eigenstrahlung der inneren Atomschalen überhaupt, so kann man sagen, daß die Röntgenlinien der leichtesten Elemente mit optischen Mitteln im Ultraviolett zugänglich sind, und man hat als vierte Meßmethode die der Beugung an sehr engen Strichgittern hinzuzufügen. Durch diese hat *Millikan*<sup>3)</sup> neuerdings die *L*-Serie von 13 Al, 12 Mg und 11 Na messen und den Übergang der *L*-Serie in die optischen Spektren von 9 F bis 3 Li abwärts verfolgen können. Da aber *Millikan* sein Zahlenmaterial noch nicht in vollem Umfang veröffentlicht hat, verzichten wir auf Angabe seiner Ergebnisse, zumal es im Rahmen dieser Laue-Festschrift überhaupt angebracht ist, sich auf die Ergebnisse der erstgenannten Methode, der Spektralanalyse durch Kristallgitter, zu beschränken.

Wir stellen zunächst in Abschnitt I die zurzeit zuverlässigsten Meßresultate zusammen und geben dann in Abschnitt II einen gedrängten Überblick über die Systematik der Röntgenspektren.

### I. Zahlenangaben.

Die folgenden Tabellen enthalten die gemessenen Wellenlängen  $\lambda$  in *X*-Einheiten ( $1 X = 10^{-11}$  cm) und die daraus berechneten Frequenzen  $\nu = 1/\lambda$  in Vielfachen der Rydbergzahl  $R = 109\,737 \text{ cm}^{-1}$ . Sämtliche Zahlen sind nach dem Vorgang von *Siegbahn* auf Steinsalz  $d = 2,814\,00 \cdot 10^{-8}$  cm (auf Kalkspat  $d = 3,029\,04 \cdot 10^{-8}$  cm) bezogen. Die amerikanischen Messungen, die ursprünglich mit Bezug auf Kalkspat  $d = 3,028 \cdot 10^{-8}$  angegeben sind, wurden dementsprechend korrigiert.

A. *Absorptionskanten*. Für die *K*-Grenze (Tab. 1) liegen systematische Messungen von leichtesten bis zu schwersten Elementen von seiten verschiedener Beobachter vor: *Fricke*, Phys. Rev. 16, 202; 1920 (Elemente 12 Mg bis 24 Cr); *Duane* und *Kang-Fuh-Hu*, Phys. Rev. 14, 516; 1919 (Elemente 25 Mn bis 58 Ce); *Siegbahn* und *Jönsson*, Physikal. Zeitschr. 20, 251; 1919 (Elemente 59 Pr bis 67 Ho); *Duane* und *Stenström*, Proc. Nat. Acad. 6, 477; 1920 (74 W); *Duane*, *Fricke* und *Stenström*, Proc. Nat. Acad. 6, 607; 1920 (Elemente 78 Pt bis 92 U). Die 3 *L*-Grenzen (Tab. 2) sind nur bei einer Gruppe mittlerer Elemente (55 Cs bis 60 Nd) von *G. Hertz* (Zs. f. Phys. 3, 19; 1920) und bei den schweren Elementen (74 W bis 92 U) von *Duane* und *Patterson* (Proc. Nat. Acad. 6, 509; 1920) präzisionsmäßig gemessen. Die *M*-Grenzen (Tab. 3) endlich, 5 an der Zahl, sind nur bei schwersten Elementen bekannt;  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  sind bei U und Th von *W. Stenström* (Diss. Lund 1919) gemessen; die übrigen Angaben der Tabelle 3 gehen auf *D. Coster* (Zs. f. Phys. 5, 139; 1921, und C. R. 172, 1176; 1921) zurück. Bezüglich der Feinstruktur der Absorptionskanten muß auf die

Originalarbeiten von *Fricke*, *Hertz* und *Stenström* verwiesen werden.

Tabelle 1.

K-Grenze,  $\lambda$  und  $\nu/R$ .

Element	$\lambda$	$\nu/R$	Element	$\lambda$	$\nu/R$
12 Mg.....	9511,2	95,81	45 Rh.....	533,2	1709,1
13 Al.....	7947,0	114,67	46 Pd.....	507,7	1794,9
15 P.....	5758,0	158,26	47 Ag.....	485,2	1878,1
16 S.....	5012,3	181,81	48 Cd.....	463,4	1966,5
17 Cl.....	4384,4	207,84	49 In.....	443,6	2054,3
18 A.....	3865,7	235,73	50 Sn.....	424,3	2147,7
19 K.....	3434,5	265,33	51 Sb.....	406,6	2241,2
20 Ca.....	3063,3	297,48	52 Te.....	389,7	2338,4
21 Sc.....	2751,7	331,17	53 J.....	373,8	2437,9
22 Ti.....	2493,7	365,43	55 Cs.....	344,5	2645,2
23 V.....	2265,3	402,27	56 Ba.....	330,8	2754,7
24 Cr.....	2067,5	441,14	57 La.....	318,9	2857,5
25 Mn.....	1889,8	482,20	58 Ce.....	306,9	2969,3
26 Fe.....	1740,2	523,66	59 Pr.....	294,6	3093
27 Co.....	1602,3	568,73	60 Nd.....	283,5	3214
28 Ni.....	1489,5	611,80	62 Sm.....	263,6	3457
29 Cu.....	1379,0	660,82	63 Eu.....	254,3	3584
30 Zn.....	1296,7	702,76	64 Gd.....	245,6	3710
31 Ga.....	1190,6	765,39	66 Ds.....	229,4	3972
32 Ge.....	1115,0	817,28	67 Ho.....	221,4	4116
33 As.....	1043,9	872,95	74 W.....	178,12	5116,0
34 Se.....	979,3	930,53	78 Pt.....	158,2	5760
35 Br.....	918,2	992,45	79 Au.....	153,5	5937
37 Rb.....	814,6	1118,7	80 Hg.....	149,2	6108
38 Sr.....	769,9	1188,6	81 Tl.....	144,8	6293
39 Y.....	725,7	1255,7	82 Pb.....	141,0	6463
40 Zr.....	687,4	1325,7	83 Bi.....	137,2	6642
41 Nb.....	650,5	1400,9	90 Th.....	113,1	8057
42 Mo.....	618,2	1474,1	92 U.....	107,5	8477
44 Ru.....	558,6	1631,3			

Tabelle 2.

L-Grenzen,  $\lambda$  und  $\nu/R$ .

Element	$\lambda$			$\nu/R$		
	$L_1$	$L_2$	$L_3$	$L_1$	$L_2$	$L_3$
55 Cs.....	2459	2299	2157	370,6	396,4	422,5
56 Ba.....	2348	2194	2063	388,1	415,3	441,7
57 La.....	2250	2098	1971	405,0	434,4	462,3
58 Ce.....	2158	2007	1887	422,3	454,0	482,9
59 Pr.....	2071	1922	1808	440,0	474,1	504,0
60 Nd.....	1992	1842	1736	457,5	494,7	524,9
74 W.....	1214,0	1073,0	1024	750,63	819,27	889,9
78 Pt.....	1070,9	932,4	888,8	850,94	977,34	1025,3
79 Au.....	1038,7	899,6	860,9	877,32	1013,0	1058,5
80 Hg.....	1007,0	870,3	833,8	904,93	1047,1	1092,9
81 Tl.....	977,9	841,8	803,8	931,86	1082,5	1130,9
82 Pb.....	950,0	813,6	780,6	959,23	1120,0	1167,4
83 Bi.....	921,9	787,5	753,5	988,47	1157,2	1209,4
90 Th.....	759,9	628,8	604,6	1199,2	1449,2	1507,2
92 U.....	721,6	592,0	568,7	1262,8	1539,3	1602,4

<sup>3)</sup> R. A. Millikan, Proc. Nat. Acad. 7, 289 (1921).

Tabelle 3.  
M-Grenzen,  $\lambda$  und  $\nu/R$ .

Element	$\lambda$					$\nu/R$				
	$M_1$	$M_2$	$M_3$	$M_4$	$M_5$	$M_1$	$M_2$	$M_3$	$M_4$	$M_5$
83 Bi .....	4762,1	4569,1	3896			191,36	199,44	233,9		
90 Th .....	3721,3	3552,3	3058,5	2571	2388	244,90	256,55	297,99	354,4	381,6
92 U .....	3490,7	3325,5	2873,4	2385	2229	261,03	273,99	317,18	382,1	408,9

B. Emissionslinien. Die Tabellen 4 bis 11 geben, für  $\lambda$  und  $\nu/R$  getrennt, eine Übersicht über die zurzeit vorliegenden Präzisionsmessungen der K-, L- und M-Serie. In den Tabellenköpfen ist außer den Linienbezeichnungen, die zum Teil bei den verschiedenen Autoren voneinander abweichen, die Termdarstellung der einzelnen Linien angegeben, unter teilweiser Vornahme der im II. Abschnitt skizzierten Linien-systematik. Linien, die nur bei einem Element gemessen und bei den Nachbarelementen nicht einwandfrei festgestellt werden konnten, sind nicht in die Tabelle aufgenommen, aber im Text erwähnt.

1. K-Serie (Tab. 4 und 5). Die in Tab. 4 an-

geführten K-Wellenlängen der Elemente 11 Na bis 30 Zn sind sämtlich im Siegbahnschen Laboratorium in Lund gemessen; die diesbezüglichen Originalabhandlungen sind: Siegbahn, Ann. d. Phys. 59, 56; 1919, E. Hjalmar, Zs. f. Phys. 1, 439; 1920 u. 7, 341; 1921, N. Stenstrom, Zs. f. Phys. 3, 60; 1920. Von den schwereren Elementen sind nur einzelne präzisionsmäßig gemessen<sup>4)</sup>: 31 Ga von Uhler u. Cooksey, Phys. Rev. 10, 645; 1917; 42 Mo von Duane, Bull. Nat. Research Council 1, 383; 1920, S. 393; 45 Rh von Duane u. Kang-Fuh-Hu, Phys. Rev. 11, 489; 1918, und 14, 369; 1919; 74 W von Duane u. Stenstrom, Proc. Nat. Acad. 6, 477; 1920. Die  $\beta$ -Linie von 45 Rh und 74 W ist von de Broglie (C. R. 170, 1053

Tabelle 4.  
K-Serie,  $\lambda$ .

	$\alpha', \alpha_2$ K-L <sub>2</sub>	$\alpha, \alpha_1$ K-L <sub>1</sub>	$\alpha_1', \alpha_7$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\alpha_5$	$\alpha_6$	$\beta_3, \beta'$	$\beta, \beta_1$ K-M <sub>3</sub>	$\beta''$	$\gamma, \beta_2$ K-N <sub>5</sub>
11 Na .....	11 883,6		11835	11802,4	11781,4	—	—	—	11591	—	—
12 Mg .....	9 867,75		9826,5	9799,40	9786,20	9730,2	9711,8	9647	9534,50	—	—
13 Al .....	8 319,40		8285,60	8264,60	8253,00	8205,80	8189,20	8025	7940,50	—	—
14 Si .....	7 109,17		7033	7063,82	7053,72	7014	7003	6793,3	6739,33	—	—
15 P .....	6 141,71		—	6102,19	6095,00	—	—	5820,4	5785,13	—	—
16 S .....	5363,75	5360,90	5340,6	5329,37	5323,25	5262,6	—	5045,0	5021,2	—	5012,7
17 Cl .....	4721,85	4718,70 <sup>5)</sup>	4702,5	4688	4684	—	—	—	4394,50	4390,8	—
19 K .....	3737,25	3733,86 <sup>5)</sup>	3718,7	3711,0	3708,8	—	—	—	3446,38	3442,46	3434,(6)
20 Ca .....	3355,12	3351,86 <sup>5)</sup>	3339,86	3332,3	3330,0	—	—	—	3082,97	3079,57	3067,40
21 Sc .....	3023,63	3025,26 <sup>5)</sup>	—	3006	—	—	—	—	2773,66	—	2755,(5)
22 Ti .....	—	—	—	2726,9	—	—	—	2515,06	2503,74	—	2493,67
23 V .....	—	—	—	2484,6	—	—	—	2285,26	2279,68	—	2265,37
24 Cr .....	2289,28	2285,17	—	2273,3	—	—	—	2086,31	2081,44	—	—
26 Fe .....	1936,60	1932,39	—	1923,30	—	—	—	1756,60	1752,72	—	1740,76
27 Co .....	1789,52	1785,24	—	1777,4	—	—	—	—	1617,15	—	1606
28 Ni .....	1658,60	1654,67	—	1647,6	—	—	—	1498,11	1496,69	—	1484,03
29 Cu .....	1541,22	1537,36 <sup>6)</sup>	—	1530,75	—	—	—	—	1388,87	—	1377,4
30 Zn .....	—	1431,9	—	1428,8	—	—	—	—	1292,50	—	1279,15
31 Ga .....	1341,61	1337,85	—	—	—	—	—	—	1205,91	—	—
42 Mo .....	712,36	703,07	—	—	—	—	—	632	631,31	—	619,9
45 Rh .....	616,6	612,3	—	—	—	—	—	546,1	545,5	—	534,4
74 W .....	213,48	208,67	—	—	—	—	—	185,0	184,26	—	179,07

<sup>4)</sup> Die älteren Messungen aus den Jahren 1915/16 sind hier nicht mitgeteilt, da man die betr. Wellenlängen genauer durch Interpolation mittels der Moseleyschen Formel erhält.

<sup>5)</sup> Herr M. Siegbahn hat nach freundlicher brieflicher Mitteilung bei den Elementen 17 Cl bis 21 Sc einen weiteren kurzwelligen K $\alpha$ -Begleiter in engster Nachbarschaft der Hauptlinie gemessen; Cl:  $\lambda = 4712$ ,

$\nu/R = 193,4$ ; K:  $\lambda = 3730$ ,  $\nu/R = 244,3$ ; Ca:  $\lambda = 3349$ ,  $\nu/R = 272,1$ ; Sc:  $\lambda = 3023$ ,  $\nu/R = 301,4$ . Die Werte für  $\alpha_1'$ ,  $\alpha_3$ ,  $\alpha_4$  bei den Elementen 17 Cl bis 30 Zn sind derselben Mitteilung entnommen.

<sup>6)</sup> Siegbahn, der in allerjüngster Zeit die Genauigkeit seiner Messungen abermals um eine Dezimale vorgetrieben hat, gibt neuerdings (C. R. 173, 1350, 1921) die Wellenlänge der K $\alpha$ -Linie von Cu zu 1537,302 Å.-E. an

Tabelle 5.  
K - Serie,  $\nu/R$ .

	$\alpha', \alpha_2$ K— $L_2$	$\alpha, \alpha_1$ K— $L_1$	$\alpha_1', \alpha_7$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\alpha_5$	$\alpha_6$	$\beta_3, \beta'$	$\beta, \beta_1$ K— $M_3$	$\beta''$	$\gamma, \beta_2$ K— $N_5$
11 Na .....	76,68		76,99	77,21	77,34	—	—	—	78,62	—	—
12 Mg .....	92,35		92,73	92,99	93,11	93,65	93,83	94,46	95,58	—	—
13 Al .....	109,53		109,98	110,26	110,41	111,05	111,27	113,55	114,76	—	—
14 Si .....	128,18		128,65	120,02	129,18	129,92	130,12	134,15	135,22	—	—
15 P .....	148,37		—	149,33	149,51	—	—	156,56	157,52	—	—
16 S .....	169,89	169,98	170,62	170,98	171,18	173,1	—	180,62	181,48	—	181,79
17 Cl .....	192,99	193,12	193,78	194,4	194,5	—	—	—	207,37	207,54	—
19 K .....	243,83	244,06	245,04	245,56	245,70	—	—	—	264,41	264,71	265,3
20 Ca .....	271,61	271,87	272,85	273,47	273,65	—	—	—	295,58	295,91	297,08
21 Sc .....	300,88	301,22	—	303,1	—	—	—	—	328,54	—	330,7
22 Ti .....	—	—	—	334,18	—	—	—	362,32	363,24	—	365,43
23 V .....	—	—	—	366,77	—	—	—	398,76	399,73	—	402,26
24 Cr .....	398,06	398,78	—	400,86	—	—	—	436,78	437,81	—	—
26 Fe .....	470,55	471,58	—	473,80	—	—	—	518,77	519,92	—	523,49
27 Co .....	509,23	510,45	—	512,70	—	—	—	—	563,50	—	567,4
28 Ni .....	549,42	550,73	—	553,09	—	—	—	608,28	608,86	—	614,05
29 Cu .....	591,26	592,75	—	595,31	—	—	—	—	656,12	—	661,59
30 Zn .....	—	636,42	—	637,79	—	—	—	—	705,04	—	712,40
31 Ga .....	679,23	681,14	—	—	—	—	—	—	755,67	—	—
42 Mo .....	1279,2	1287,0	—	—	—	—	—	1442	1443,5	—	1470,0
45 Rh .....	1477,9	1488,3	—	—	—	—	—	1669	1670,5	—	1705,2
74 W .....	4268,6	4367,0	—	—	—	—	—	4926	4945,6	—	5088,9

u. 1245; 1920) relativ zu  $\beta_1$  gemessen; sie entspricht der Kombination K— $M_4$ . Die bei den Elementen  $Z < 30$  beobachteten weichen  $\beta$ -Begleiter sind nicht mit dieser de Broglieschen  $\beta'$ -Linie zu identifizieren. Bei den Elementen 12 Mg bis 15 P ist von Hjalmar außer dem angeführten noch ein weiterer weicher  $\beta$ -Begleiter beobachtet und bei 14 Si zu  $\lambda = 6744,2$ ,  $\nu/R = 135,12$  gemessen. Ferner haben Duane und Stenström (l. c.) bei W einen zweiten weichen  $\alpha$ -Begleiter entdeckt, welcher der  $\alpha'$ -Linie eng benachbart ist und innerhalb der Fehlergrenzen durch die Termdifferenz K— $L_3$  dargestellt wird:  $\lambda = 215 \pm 1$ ,  $\nu/R = 4239 \pm 20$ .

Für die schwächeren K-Linien ist in den Tabellenköpfen keine Termdarstellung angegeben; im normalen Niveauschema ist kein Platz für sie. Wie Verf.<sup>7)</sup> kürzlich gezeigt hat, sind sie als eine Art „Funkenlinien“ im Röntgenspektrum zu deuten, nämlich als Emissionen eines im Innern zwei- oder dreifach ionisierten Atoms.

2. L-Serie. Die umfangreichen Messungen der L-Serie geben wir in zwei Gruppen für die mittleren und schweren Elemente getrennt. Tab. 6 und 7 enthalten die Präzisionsmessungen der Elemente 29 Cu bis 73 Ta von E. Hjalmar (Zs. f. Phys. 7, 341; 1921), welche sich nur auf die intensivsten Linien erstrecken und auch bei diesen teilweise lückenhaft sind. Bei 58 Ce und 59 Pr hat Hjalmar einige zerstreute Linien gemessen; doch weist Dauvillier (C. R. 173, 1458; 1921) nach, daß diese (sowie einige von Friman

beobachtete Linien) von Verunreinigungen herühren. Die Linie  $\alpha_3$ , die ohne Termdarstellung angeführt ist, ist eine Funkenlinie in dem oben angegebenen Sinne.

Eine weit eingehendere Musterung haben die L-Spektren der Elemente 73 Ta bis 92 U durch D. Coster (Zs. f. Phys. 6, 185; 1921) und A. Dauvillier (C. R. 173, 647; 1921) erfahren; letzterer hat neuerdings (C. R. 173, 1458; 1921) auch 51 Sb und 58 Ce genauer untersucht. Die Tabellen 8 und 9 enthalten die Messungen beider Autoren für jedes Element untereinanderstehend, durch ein C oder D am Anfang der Zeile voneinander unterschieden; die Übereinstimmung der voneinander unabhängigen Messungen ist, wenigstens bei den intensivsten Linien, überraschend gut. Bei 51 Sb, 58 Ce und 73 Ta sind die Hjalmarischen Zahlen aus den Tabellen 6 und 7 (unter dem Buchstaben H) wiederholt; auch hier ist die Übereinstimmung befriedigend. — Sämtliche Linien sind einerseits in der Art von Moseley-Sommerfeld (obere Zeile), andererseits in der Art von Siegbahn-Dauvillier (untere Zeile) bezeichnet; wo die Costersche Bezeichnung von der Dauvillierschen abweicht, ist sie in Klammern hinzugefügt. Die Sommerfeldsche Bezeichnung erstreckt sich nur auf diejenigen Linien, die dem Auswahlprinzip gehorchen (vgl. Abschnitt II). — Der Übersichtlichkeit wegen ist die ganze L-Serie, gemäß der Zugehörigkeit der einzelnen Linien zu den drei Endniveaus  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ , in eine  $L_1$ -,  $L_2$ - und  $L_3$ -Serie zerlegt. Linien der  $L_1$ - und  $L_2$ -Serie, die das gleiche Anfangs-

<sup>7)</sup> G. Wentzel, Ann. d. Phys. 66, 437; 1921.

Tabelle 6.  
*L-Serie, 29 Cu bis 73 Ta,  $\lambda$ .*

	$\alpha', \alpha_2$ $L_1 - M_2$	$\alpha, \alpha_1$ $L_1 - M_1$	$\alpha_3$	$\beta, \beta_1$ $L_2 - M_2$	$\varphi', \beta_4$ $L_3 - M_4$	$\varphi, \beta_3$ $L_3 - M_3$	$\gamma, \beta_2$ $L_1 - N_3$	$\delta, \gamma_1$ $L_2 - N_4$
29 Cu .....	—	13209,1	—	—	—	—	—	—
30 Zn .....	—	12222,5	—	11951	—	—	—	—
32 Ge .....	—	10413,6	—	—	—	—	—	—
33 As .....	—	9650,3	9617,3	9394,0	—	—	—	—
34 Se .....	—	8970,6	8938,6	8717,2	—	—	—	—
35 Br .....	—	8356,6	8326,2	8107,6	—	—	—	—
37 Rb .....	—	7302,7	7272,7	7060,4	—	—	—	—
38 Sr .....	—	6847,8	6818,3	6609,2	—	—	—	—
39 Y .....	—	6434,9	6406,5	6198,4	—	—	—	—
40 Zr .....	—	6055,9	6027,2	5822,8	—	—	—	—
41 Nb .....	—	5711,3	5688,6	5479,6	—	—	5295,1	—
42 Mo .....	—	5394,3	5372,1	5165,8	—	—	—	4711,1
44 Ru .....	4843,67	4835,67	—	4611,00	—	—	—	4172,82
45 Rh .....	4595,56	4587,78	—	4364,00	—	—	—	3935,7
46 Pd .....	4366,60	4358,50	—	4137,30	—	—	—	3716,36
47 Ag .....	4153,82	4145,64	4131,70	3926,64	3861,09	3824,45	3693,83	3514,85
48 Cd .....	3956,36	3947,82	—	3730,08	3674,25	3636,42	—	3328,00
49 In .....	3772,42	3763,67	3749,91	3547,83	—	—	—	3155,29
50 Sn .....	3601,08	3592,18	—	3377,92	—	3297,68	3163,84	2994,93
51 Sb .....	3440,75	3431,77	—	3218,36	—	3145,14	—	2845,07
52 Te .....	3291,00	3281,99	—	3069,97	3040,04	3001,33	—	2706,47
53 J .....	3150,87	3141,66	—	2930,93	—	—	2746,08	2577,48
55 Cs .....	2895,60	2886,10	—	2677,84	2660,53	2622,93	—	2342,52
56 Ba .....	2779,02	2769,64	—	2562,24	2549,76	2511,00	2399,28	2236,60
57 La .....	2668,93	2659,68	—	2453,30	2444,26	2405,31	—	2137,20
58 Ce .....	2565,11	2556,00	—	2351,00	2344,80	2305,9	2203,80	2044,33
59 Pr .....	2467,63	2457,70	—	2253,90	—	2212,37	2114,68	1956,81
60 Nd .....	2375,63	2365,31	—	2162,21	—	2122,30	—	1873,83
62 Sm .....	2205,68	2195,01	—	1993,57	—	—	—	1723,09
63 Eu .....	2127,33	2116,33	—	1916,31	—	—	—	—
64 Gd .....	2052,62	2041,93	—	1842,46	—	—	—	1588,63
65 Tb .....	1982,31	1971,49	—	1772,68	—	1742,56	1679,25	—
66 Dy .....	1915,64	1904,60	—	1706,58	—	—	1619,75	—
67 Ho .....	1852,06	1840,98	—	1643,52	—	1616,77	1563,65	—
68 Er .....	1791,40	1780,40	—	1583,44	—	—	1511,2	—
70 Yb .....	1678,9	1667,79	—	—	—	—	—	—
71 Lu .....	1626,36	1615,51	—	—	—	—	—	—
73 Ta .....	1529,33	1518,24	—	1323,51	—	—	1280,65	1134,71

niveau haben, also miteinander die *L*-Dublett-differenz  $L_2 - L_1$  bilden, kommen dabei untereinander zu stehen. In den Teilserien sind die Linien durchweg nach steigender Härte (bzw. zunehmender Höhe des Anfangsniveaus) geordnet, und Linienüberschneidungen können in ihnen nur ausnahmsweise ( $\beta_2'$ ) vorkommen. Stellen, an denen eine Überschneidung von zwei Linien verschiedener Teilserien stattfindet und eine getrennte Ausmessung der betr. beiden Linien nicht möglich war, sind in den Tabellen (nach dem Vorgang von Coster) durch \* gekennzeichnet. Die betr. Wellenlängen stellen Mittelwerte dar und sind daher mit größeren Fehlern behaftet. — Die Funktlinien  $\alpha_3$ ,  $\beta_2''$  ( $\beta_3$ ) und  $\gamma_{10}$  sind kurzwellige Begleiter der Linien  $\alpha$ ,  $\gamma$  und  $\delta$ . Ihrer

Härte nach sollten also  $\alpha_3$  und  $\beta_2''$  zwischen  $\alpha$  und  $\gamma$  bzw. zwischen  $\gamma$  und  $\beta_2'$  zu stehen kommen; doch läßt das Schema hier keinen Platz, und wir haben sie deshalb zwischen  $\varepsilon$  und  $\alpha'$  bzw. zwischen  $\iota$  und  $\gamma'$  untergebracht. Die Linie  $\gamma_{10}$  wurde in die *L*-Serie genau unter  $\beta_2''$  eingereiht, weil sie mit dieser Linie die *L*-Dublettdifferenz bildet<sup>8)</sup>. Bei 79 Au hat Dawvillier die  $\beta_2''$ -Linie in ein enges Dublett aufgespalten. Die Linie  $\alpha_3$  ist identisch mit der gleichbezeichneten Funktlinie der Tabellen 6 und 7 (S. 378).

An zerstreuten Linien gibt Dawvillier die fol-

<sup>8)</sup> Bezüglich der Bedeutung dieser Tatsache (Superposition von relativistischer und Ionisierungsfineinstruktur, vgl. die Anm. 7) zitierte Arbeit des Verf., § 1 und Nachtrag.









43

Tabelle 7.  
*L-Serie, 29 Cu bis 73 Ta,  $\nu/R$ .*

	$\alpha', \alpha_2$ $L_1 - M_2$	$\alpha, \alpha_1$ $L_1 - M_1$	$\alpha_3$	$\beta, \beta_1$ $L_2 - M_2$	$\varphi, \beta_4$ $L_3 - M_4$	$\varphi, \beta_3$ $L_3 - M_3$	$\gamma, \beta_2$ $L_1 - N_3$	$\delta, \gamma_1$ $L_2 - N_4$
29 Cu .....	—	68,47	—	—	—	—	—	—
30 Zn .....	—	74,55	—	76,25	—	—	—	—
32 Ge .....	—	87,50	—	—	—	—	—	—
33 As .....	—	94,42	94,75	97,00	—	—	—	—
34 Se .....	—	101,58	101,94	104,53	—	—	—	—
35 Br .....	—	109,04	109,44	112,39	—	—	—	—
37 Rb .....	—	124,78	125,30	129,06	—	—	—	—
38 Sr .....	—	133,07	133,64	137,87	—	—	—	—
39 Y .....	—	141,61	142,24	147,01	—	—	—	—
40 Zr .....	—	150,47	151,19	156,50	—	—	—	—
41 Nb .....	—	159,55	160,19	166,29	—	—	172,09	—
42 Mo .....	—	168,93	169,62	176,40	—	—	—	193,42
44 Ru .....	188,13	188,44	—	197,62	—	—	—	218,38
45 Rh .....	198,29	198,62	—	208,77	—	—	—	231,53
46 Pd .....	208,69	209,07	—	220,25	—	—	—	245,19
47 Ag .....	219,37	219,80	220,55	232,06	236,01	238,27	246,69	259,15
48 Cd .....	230,32	230,82	—	244,29	248,00	250,59	—	273,81
49 In .....	241,55	242,12	243,00	256,84	—	—	—	288,79
50 Sn .....	253,05	253,67	—	269,76	—	276,33	287,56	304,26
51 Sb .....	264,84	265,53	—	283,13	—	289,73	—	320,29
52 Te .....	276,89	277,65	—	296,83	299,75	303,61	—	336,69
53 J .....	289,20	290,05	—	310,91	—	—	331,83	353,54
55 Cs .....	314,70	315,74	—	340,29	342,50	347,41	—	389,00
56 Ba .....	327,90	329,01	—	355,64	357,38	362,89	379,80	407,42
57 La .....	341,43	342,61	—	371,44	372,81	378,85	—	426,37
58 Ce .....	355,25	356,51	—	387,60	388,62	395,18	413,49	445,74
59 Pr .....	369,28	370,77	—	404,30	—	411,89	430,91	465,68
60 Nd .....	383,58	385,25	—	421,44	—	429,37	—	486,30
62 Sm .....	413,14	415,14	—	457,09	—	—	—	528,86
63 Eu .....	428,35	430,58	—	475,52	—	—	—	—
64 Gd .....	443,94	446,27	—	494,58	—	—	—	573,60
65 Tb .....	459,69	462,21	—	514,05	—	522,93	542,65	—
66 Dy .....	475,69	478,44	—	533,96	—	—	562,58	—
67 Ho .....	492,02	494,98	—	554,45	—	563,62	582,77	—
68 Er .....	508,68	511,82	—	575,48	—	—	602,99	—
70 Yb .....	542,76	546,38	—	—	—	—	—	—
71 Lu .....	560,30	564,06	—	—	—	—	—	—
73 Ta .....	595,85	600,20	—	683,51	—	—	711,55	803,06

genden an: bei 74 W:  $\lambda = 1218,0$ ,  $\nu/R = 748,2$ ; bei 79 Au:  $\lambda = 1041,2$ ,  $1036,0$ ,  $1031,6$ ,  $1029,6$ ,  $920,1$ ,  $899,0$ ,  $\nu/R = 875,2$ ,  $879,6$ ,  $883,4$ ,  $885,1$ ,  $990,4$ ,  $1013,6$ ; bei 92 U:  $\lambda = 568,9$ ,  $\nu/R = 1601,8$ . Die letztgenannte Linie ( $L\omega$ ) verdient besonderes Interesse, da sie als kurzwelligste  $L$ - ( $L_3$ -) Linie des Urans sogar die  $\psi$ -Linie an Härte übertrifft. Ihr Ausgangsniveau ist das oberste Niveau der  $P$ -Schale:  $P_1^9$ ). Die Au-Linien  $\lambda = 1036,0$  ( $L\epsilon$ ) und  $899,0$  ( $L\sigma$ ), die miteinander die  $L$ -Dublettendifferenz bilden, entsprechen anscheinend den Elektronenübergängen aus dem untersten  $P$ -Niveau  $P_3$  in die Niveaus  $L_1$  und  $L_2^9$ ).

3. *M-Serie* (Tab. 10, 11). Die hier mitzu-

<sup>9)</sup> Vgl. *Dauvillier*, l. c., und *G. Wentzel*, Zs. f. Phys. 8, 85, 1921.

teilenden Messungen stammen von *W. Stenström* (Diss. Lund 1919).

## II. Systematik.

### 1. Termdarstellung.

Nach der Kosselschen Theorie der Anregungs- und Emissionsvorgänge im Atominnern ist bekanntlich zu fordern, daß sich die Frequenz jeder Röntgenemissionslinie streng als Differenz der Frequenzen zweier Absorptionsgrenzen des betr. Elementes darstellen lasse:

$$\nu/R = G_1 - G_2.$$

Die Grenzfrequenzen  $G_1$  und  $G_2$  entsprechen vollkommen den Termen der optischen Spektren. Mit Rücksicht auf die elementare Vorstellung, daß jedem solchen Term eine bestimmte Gruppe

Tabelle 10.  
M - Serie,  $\lambda$ .

	$\alpha'$ $M_1-N_2$	$\alpha$ $M_1-N_1$	$\beta$ $M_2-N_2$	$\gamma$ $M_3-N_3$	$\delta$ $M_3-O_1$	$\varepsilon$ $M_4-N_4$
66 Ds .....	—	9509	9313	—	—	—
67 Ho .....	—	9123	8930	—	—	—
68 Er .....	—	8770	8561	—	—	—
70 Ad .....	—	8123	7895	—	—	—
71 Cp .....	—	7818	7587	—	—	—
73 Ta .....	—	7237	7011,5	—	—	—
74 W .....	—	6973	6745	6091	—	—
76 Os .....	—	6477	6250	—	—	—
77 Ir .....	—	6245	6029	—	—	—
78 Pt .....	—	6028	5812	5311	—	—
79 Au .....	—	5819	5601	5115	—	—
81 Tl .....	5461	5449,9	5238,4	4802	—	—
82 Pb .....	5287	5275,1	5064,8	4663,7	—	—
83 Bi .....	5119	5107,2	4899,3	4523,8	—	—
90 Th .....	4143	4129,15	3933,3	3656,5	3127	3006
92 U .....	3916	3901,4	3708,3	3471,4	2943	2813

Tabelle 11.  
M - Serie,  $\nu/R$ .

	$\alpha'$ $M_1-N_2$	$\alpha$ $M_1-N_1$	$\beta$ $M_2-N_2$	$\gamma$ $M_3-N_3$	$\delta$ $M_3-O_1$	$\varepsilon$ $M_4-N_4$
66 Ds .....	—	95,83	97,85	—	—	—
67 Ho .....	—	99,88	102,0	—	—	—
68 Er .....	—	103,9	106,4	—	—	—
70 Ad .....	—	112,2	115,4	—	—	—
71 Cp .....	—	116,6	120,1	—	—	—
73 Ta .....	—	125,9	130,0	—	—	—
74 W .....	—	130,7	135,1	149,6	—	—
76 Os .....	—	140,7	145,8	—	—	—
77 Ir .....	—	145,9	151,1	—	—	—
78 Pt .....	—	151,2	156,8	171,6	—	—
79 Au .....	—	156,6	162,7	178,2	—	—
81 Tl .....	166,9	167,21	173,96	189,8	—	—
82 Pb .....	172,4	172,75	179,92	195,40	—	—
83 Bi .....	178,0	178,43	186,00	201,44	—	—
90 Th .....	220,0	220,70	231,68	249,22	291,4	303,1
92 U .....	232,7	233,58	245,75	262,51	309,6	323,9

Tabelle 12.

Anfangs- niveaus:	Endniveaus								
	$K$	$L_1$	$L_2$	$L_3$	$M_1$	$M_2$	$M_3$	$M_4$	$M_5$
$L_1$ .....	$K \alpha \alpha_1$	—	—	—	—	—	—	—	—
$L_2$ .....	$\alpha' \alpha_2$	—	—	—	—	—	—	—	—
$L_3$ .....	$(\alpha_3)$	—	—	—	—	—	—	—	—
$M_1$ .....	—	$L \alpha \alpha_1$	—	$(\beta_8 \beta_9)$	—	—	—	—	—
$M_2$ .....	—	$\alpha' \alpha_2$	$\beta \beta_1$	$(\beta_9 \beta_{10})$	—	—	—	—	—
$M_3$ .....	$\beta \beta_1$	—	$(\beta_{11})$	$\varphi \beta_3$	—	—	—	—	—
$M_4$ .....	$\beta' \beta'$	—	—	$\varphi' \beta_4$	—	—	—	—	—
$M_5$ .....	—	$\varepsilon \iota$	$\eta \eta$	—	—	—	—	—	—
$N_1$ .....	—	{	$(\beta'_7)$	{	$M \alpha$	—	—	—	—
$N_2$ .....	—		$(\gamma_6)$		$\alpha'$	$\beta$	—	—	—
$N_3$ .....	—	$\gamma \beta_2$	—	{	—	—	$\gamma$	—	—
$N_4$ .....	—	$\gamma' \beta'_2$	$\delta \gamma_1$		—	—	$\gamma'$	$\varepsilon$	—
$N_5$ .....	$\gamma \beta_2$	—	—	$\chi \gamma_3$	$\times$	$\times$	—	—	$\times$
$N_6$ .....	$\gamma'$	—	—	$\chi' \gamma_7 \gamma_2$	—	$\times$	—	—	$\times$
$N_7$ .....	—	$\iota \beta_6$	$\kappa \gamma_5$	—	—	—	$\times$	$\times$	—
$O_1$ .....	—	$\xi \beta_5$	—	—	—	—	$\delta$	—	—
$O_2$ .....	—	$\xi'$	$\vartheta \gamma_2 \gamma_6$	—	—	—	$\delta'$	$\times$	—
$O_3$ .....	$\times$	—	—	$\psi \gamma_4$	$\times$	$\times$	—	—	$\times$
$O_4$ .....	$\times$	—	—	$\psi'$	—	$\times$	—	—	$\times$
$O_5$ .....	—	$\lambda \beta_7$	$\mu$	—	—	—	$\times$	$\times$	—
$P_1$ .....	$\times$	—	—	$\omega \gamma_8$	$\times$	$\times$	—	—	$\times$
$P_2$ .....	$\times$	—	—	$\omega'$	—	$\times$	—	—	$\times$
$P_3$ .....	—	$\varrho$	$\sigma$	—	—	—	$\times$	$\times$	—
	K-Serie	L-Serie			M-Serie				

oder Schale von Elektronen entspricht, und daß der Emissionsprozeß in einem Elektronenübergang aus einer Schale in eine energetisch tiefere besteht, pflegt man  $G_1$  als Endniveau und  $G_2$  als Anfangsniveau der betr. Linie (des betr. Elektronenübergangs) zu bezeichnen<sup>10)</sup>.

<sup>10)</sup> In Wirklichkeit entspricht  $G_1$  dem Anfangs- und  $G_2$  dem Endzustand des Atoms; vgl. die in Anm. 7) zitierte Arbeit des Verf., S. 442 u. 452.

Die Aufgabe, allen bekannten Röntgenlinien eindeutig ihre Anfangs- und Endniveaus zuzuordnen, kann heute als gelöst gelten. Man braucht zu diesem Zwecke, soweit es sich um einfach ionisierte Atome handelt, 24 Terme, nämlich 1 K-Term, 3 L-Terme, 5 M-Terme, 7 N-Terme, 5 O-Terme und 3 P-Terme. Wie dann Linien und Terme einander zuzuordnen sind, zeigt Tab. 12; dieselbe ist vollkommen äquivalent mit der in

Tab. 4 bis 11 angegebenen Termdarstellung der einzelnen Linien. Die „Funkenlinien“ (vgl. S. 373 unten  $K\alpha'_1 \alpha_3 \alpha_4 \alpha_5 \alpha_6 \beta_3 \beta' \beta'' L_3 \alpha_3 \beta_3'' \gamma_{10}$ ) finden natürlich in Tab. 12 keinen Platz; sie sind Emissionen zwei- oder dreifach ionisierter Atome und stellen also Kombinationen ganz anderer Energierterme dar. Was ihre Deutung und Termdarstellung im einzelnen anlangt, muß auf die oben (Anm. 7) zitierte Arbeit des Verf., insbesondere § 4, verwiesen werden.

Desgleichen müssen wir darauf verzichten, auf die historische Entwicklung des Termproblems einzugehen; bezüglich der Fortschritte in jüngerer Zeit verweisen wir auf die Arbeiten von W. Duane und W. Stenström (Proc. Nat. Acad. 6, 477; 1920), W. Kossel (Zs. f. Phys. 1, 119; 1920), A. Sommerfeld (ebenda 1, 135; 1920), A. Smekal (ebenda 5, 91 u. 121; 1921), D. Coster (ebenda 5, 139; 1921; 6, 185; 1921), G. Wentzel (ebenda 6, 84, 1921; 8, 85, 1921), A. Sommerfeld und G. Wentzel (ebenda 7, 86; 1921), A. Dauvillier (C. R. 172 u. 173; 1921).

Die Angaben der Tabelle 12 sind durch eine große Reihe von Additionsbeziehungen gemäß dem Kombinationsprinzip verifiziert und sichergestellt; systematische Kombinationsdefekte, wie sie die früheren unvollständigen Niveauschemata

## 2. Quantenzahlschema, Termmultiplizitäten.

Besonders überzeugend für die Richtigkeit des so erhaltenen Niveau- und Linienschemas sind die in diesem herrschenden Gesetzmäßigkeiten. Wir diskutieren dieselben an Hand des Quantenzahlschemas Tab. 13. Hierbei beschränken wir uns aber ausdrücklich auf die schweren Elemente ( $Z > 78$ ). Bei leichteren Elementen sind zweifellos die äußeren Schalen unvollständig oder überhaupt nicht vorhanden; doch läßt sich empirisch noch nicht entscheiden, wie Tab. 13 dementsprechend abzuändern wäre.

Wir ordnen zunächst in Anlehnung an Bohr<sup>11)</sup> jeder der 6 Atomshalen je zwei Quantenzahlen zu: die „scheinbare Quantenzahl“  $s$  und die „Quantensumme“  $k$  (bei Bohr schlechthin „Quantenzahl“ genannt). Letztere nimmt von Schale zu Schale gleichmäßig um 1 zu; erstere stimmt mit ihr bis zur  $N$ -Schale einschließlich überein, nimmt dann aber in der  $O$ - und  $P$ -Schale wieder auf 3 und 2 ab.  $s$  bestimmt nach Bohr die Unterteilung der Schalen in energetisch verschiedenwertige Elektronengruppen; eine nicht-ionisierte Schale soll gerade  $s$ -fach unterteilt sein. Unser empirischer Befund sagt ferner aus, daß jeder Schale gerade  $2s-1$  Energieterme entsprechen, d. h. daß die betr. Schale durch ein-

Tabelle 13.

	$K$	$L$ -Schale	$M$ -Schale	$N$ -Schale	$O$ -Schale	$P$ -Schale
Scheinbare Quantenzahl..... $s$	1	2	3	4	3	2
Quantensumme..... $k$	1	2	3	4	5	6
	$K$	$\tilde{L}_1 \tilde{L}_2 \tilde{L}_3$	$\tilde{M}_1 \tilde{M}_2 \tilde{M}_3 \tilde{M}_4 \tilde{M}_5$	$\tilde{N}_1 \tilde{N}_2 \tilde{N}_3 \tilde{N}_4 \tilde{N}_5 \tilde{N}_6 \tilde{N}_7$	$\tilde{O}_1 \tilde{O}_2 \tilde{O}_3 \tilde{O}_4 \tilde{O}_5$	$\tilde{P}_1 \tilde{P}_2 \tilde{P}_3$
Grundquantenzahl..... $m$	1	2 2 1	3 3 2 2 1	4 4 3 3 2 2 1	3 3 2 2 1	2 2 1
Azimutale Quantenzahl..... $n$	1	2 1 1	3 2 2 1 1	4 3 3 2 2 1 1	3 2 2 1 1	2 1 1

infolge unrichtiger Liniendeutung aufwiesen, sind nicht vorhanden. Überdies sind die Endniveaus  $G_1$  (d. h. die Energiewerte der Atome im angeregten Anfangszustand) für die intensiveren Linien durch direkte Anregungsversuche (Spannungsmessungen) ermittelt und in Übereinstimmung mit Tab. 12 gefunden worden; man vergleiche: D. L. Webster (Phys. Rev. 7, 599, 1916; Proc. Nat. Acad. 2, 90, 1916; 6, 26, 1920), F. C. Hoyt (ebenda 6, 639, 1920), P. A. Roß (Phys. Rev. 18, 336, 1921). Zweifel, ob die Anfangsniveaus gewisser Linien ( $\beta_7, \beta_7', \gamma_3, \gamma_3', \gamma_4, \gamma_4', \gamma_7$ ) in die  $N$ - oder in die  $O$ -Schale zu verlegen seien, ließen sich u. a. durch Intensitätsbetrachtungen beseitigen; die zur  $O$ -Schale gehörenden Linien zeigen nämlich von 74 W über 76 Os, 77 Ir, 78 Pt zu 79 Au eine charakteristische Intensitätszunahme (vgl. G. Wentzel, Zs. f. Phys. 6, 84, 1921, S. 88; A. Dauvillier, C. R. 173, 647, 1458, 1921). Dies erklärt sich daraus, daß sich die  $O$ -Schale in der Umgebung der Platintriade aus einer Achter- in eine Achtzehnerschale umlagert.

fache Ionisation in  $2s-1$  energetisch verschiedene Modifikationen übergehen kann.

Außerdem belegen wir jedes einzelne Niveau einer Schale mit zwei Quantenzahlen: der „Grundquantenzahl“  $m$  und der „Azimutalquantenzahl“  $n$ . Diese Zahlen sind so gewählt, daß bei den Niveaus mit ungeradem Index  $m=n$ , bei den Niveaus mit geradem Index  $m=n+1$  ist; durchweg ist:  $1 \leq n \leq m \leq s$ .

## 3. Auswahlprinzip.

Das Quantenzahlschema Tab. 13 ermöglicht zunächst eine sehr einfache Formulierung des Auswahlprinzips, das in unserem Niveauschema gilt. Es lautet: Zwei Terme kombinieren dann und nur dann miteinander, wenn ihre Grundquantenzahlen  $m$  sich um  $\pm 1$  und zugleich ihre Azimutalquantenzahlen  $n$  sich um  $\pm 1$  oder 0 unterscheiden<sup>12)</sup>. Mit Hilfe der Tabellen 12

<sup>11)</sup> Nature-Briefe vom 24. März u. 16. Sept. 1921.

<sup>12)</sup> G. Wentzel, Zschr. f. Phys. 6, 84, 1921; S. 98. Vgl. auch D. Coster, Zschr. f. Phys. 6, 185, 1921; S. 199.

und 13 läßt sich diese Regel unmittelbar prüfen. Tatsächlich sind in der  $L$ -Serie alle Linien, die den genannten Bedingungen genügen, beobachtet. Die  $K$ - und die  $M$ -Serie sind leider der größeren experimentellen Schwierigkeiten wegen (große Härte der  $K$ -Linien schwerer Elemente, starke Verwaschenheit der  $M$ -Linien) noch nicht ausreichend untersucht; doch gehorchen auch hier die bereits bekannten Linien durchaus obiger Regel. Termkombinationen, die vom Auswahlprinzip gestattet, aber noch nicht beobachtet sind, sind in Tab. 12 durch das Zeichen  $\times$  angedeutet.

Die Gültigkeit des Auswahlgesetzes scheint allerdings insofern beschränkt zu sein, als es bei langer Expositionsdauer möglich war, auch einige verbotene Kombinationen als schwache Linien im Spektrum zu erhalten. In der Tat finden sich in Tab. 12 sieben solcher verbotenen Kombinationen vor; sie sind durch Einklammerung kenntlich gemacht. Vermutlich machen sich hier störende Einflüsse im Atomfeld geltend, z. B. elektrische Zusatzfelder, die bekanntlich auch die Auswahlregeln der optischen Spektren außer Kraft zu setzen vermögen.

#### 4. Dublettbeziehungen.

Es bleiben noch die quantitativen Gesetzmäßigkeiten zu erörtern. In Tab. 12 sind jeweils zwei aufeinanderfolgende Niveaus einer Schale durch Klammern verbunden. Diese Niveaupaaire sondern sich hinsichtlich der Abhängigkeit ihrer Energiedifferenzen von der Ordnungszahl  $Z$  in zwei charakteristisch verschiedene Gruppen; sie wurden vom Verf. als *reguläre* und *irreguläre Dubletts* unterschieden. Die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  der *regulären* Dubletts (obere

Klammern in Tab. 12) gehen im wesentlichen mit  $Z^4$ ; ihre Wellenlängendifferenzen  $\Delta\lambda = \Delta\nu/\nu^2$  sind demnach angenähert von  $Z$  unabhängig. Die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  der *irregulären* Dubletts (untere Klammern in Tab. 12) gehen im wesentlichen linear mit  $Z$ , ihre Wellenlängendifferenzen  $\Delta\lambda$  infolgedessen mit  $Z^{-3}$ ; ihre  $\Delta/\sqrt{\nu}$ -Werte, d. h. die Differenzen der  $\sqrt{\nu}$ -Werte zweier Dublett-komponenten, sind mit großer Annäherung konstant. Das Gesetz der regulären Dubletts ist im Fall des  $L$ -Dubletts ( $L_1 L_2$ ) zuerst von *Sommerfeld*, dasjenige der irregulären Dubletts im Fall des  $L$ -Dubletts ( $L_2 L_3$ ) zuerst von *G. Hertz* ausgesprochen worden.

Es ist nun eine überaus charakteristische Eigenschaft des Niveauschemas, daß in ihm reguläre und irreguläre Dubletts regelmäßig miteinander abwechseln. An Hand des Quantenzahl-schemas Tab. 13 kann man den Sachverhalt folgendermaßen beschreiben: Zwei Niveaus einer Schale (also gleicher Quantensumme  $k$  und scheinbarer Quantenzahl  $s$ ) bilden ein *reguläres* Dublett, wenn sie gleiche Zahlen  $m$  und verschiedene Zahlen  $n$  haben; sie bilden dagegen ein *irreguläres* Dublett, wenn sie verschiedene Zahlen  $m$  und gleiche Zahlen  $n$  haben.

Zur Charakterisierung der beiden Dublettarten braucht man sich übrigens nicht mit den oben erwähnten Näherungsgesetzen (konstante  $\Delta\lambda$  und  $\Delta/\sqrt{\nu}$ ) zu begnügen. Es hat sich gezeigt, daß sich *Sommerfelds* relativistische Termformel zur quantitativen Darstellung sämtlicher Dubletts, sowohl der regulären als der irregulären, vorzüglich eignet, wenn man über die in sie eingehenden Abschirmungszahlen in geeigneter Weise verfügt<sup>13)</sup>.

## Über die Wellenlänge der $\gamma$ -Strahlen.

Von Lise Meitner, Berlin-Dahlem.

Die Verknüpfung der radioaktiven Erscheinungen mit den Grundfragen der Chemie und Physik läßt sich sehr einfach erkennen, wenn man die Natur der drei bei radioaktiven Prozessen auftretenden Strahlenarten betrachtet. Die Erkenntnis, daß die  $\alpha$ -Strahlen Heliumatome sind, hat am entscheidendsten die Unzulänglichkeit des alten Elementenbegriffes dargetan und in weiterer konsequenter Entwicklung zur modernen Atomtheorie geführt. Die  $\beta$ -Strahlen haben durch ihre große Geschwindigkeit die Möglichkeit geboten, die von der Lorentz-Einsteinschen Theorie geforderte Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit zu prüfen und zu bestätigen. Die  $\gamma$ -Strahlen endlich, im Wesen identisch mit den Röntgenstrahlen, aber durchschnittlich von viel kleinerer Wellenlänge, werden vielleicht eines Tages ähnliche Bedeutung für die Aufklärung

der Kernkonstitution gewinnen, wie sie die Röntgenstrahlen heute für die Erforschung der Elektronenanordnung im Atom haben. Darum scheint es von besonderem Interesse, die für jede Wellenstrahlung charakteristische Konstante, nämlich die Wellenlänge, auch für die  $\gamma$ -Strahlen möglichst genau zu kennen. Wie weit heute die Möglichkeit einer solchen Wellenlängenbestimmung gegeben ist, soll im folgenden kurz ausgeführt werden.

Die Tatsache, daß die  $\gamma$ -Strahlen durch magnetische und elektrische Felder nicht beeinflusst werden und daß sie ein sehr hohes Durchdringungsvermögen besitzen, ist sehr bald nach ihrer Entdeckung erkannt und richtig dahin gedeutet worden, daß die  $\gamma$ -Strahlung elektro-

<sup>13)</sup> Vgl. A. Sommerfeld u. G. Wentzel, l. c.