Über das zweite Funkenspektrum des Bleies.

Von **A. S. Rao** und **A. L. Narayan** in Kodaikanal (Südindien).

(Eingegangen am 20. Oktober 1929.)

Vor einiger Zeit wurde das zweite Funkenspektrum des Bleies von K. R. Rao und den Verfassern dieser Arbeit analysiert und ein vorläufiger Bericht über die gefundenen Serienregelmäßigkeiten im Ind. Journ. Phys. Bd. II, Teil IV, S. 468—476 gegeben. Wir sind inzwischen auf eine gleiche Veröffentlichung von Smith* aufmerksam geworden. Zwischen den Ergebnissen von Smith und den unseren besteht gute Übereinstimmung, abgesehen von der Zuordnung von $1\,{}^3P - 1\,{}^3S$. Er gibt für $1\,{}^3P - 1\,{}^3S$ und $1\,{}^3P - 1\,{}^3\overline{P}$ die folgende:

	$1\,{}^3P_2$	${}^3P_1$	${}^3P_0$
${}^3S_1$	76 447 (15)	91 047 (10)	95 036 (7)
${}^3\overline{P}_0$	—	78 159 (15)	—
$\overline{P}_1$	71 095 (12)	85 694 (15)	89 687
$\overline{P}_2$	85 833 (15)	100 428 (10)	—

Offenbar benutzt er unser $1\,{}^3S_1$ als $1\,{}^3\overline{P}_1$. Carrol gibt für die von ihm vorgeschlagenen Linien sehr unregelmäßige Intensitäten. Das von uns vorgeschlagene $1\,{}^3S_1$ wird durch die Festlegung der Nebenserien $1\,{}^3S - 2\,{}^3P$, $1\,{}^3D - 2\,{}^3P$ und $2\,{}^3P - 2\,{}^3S$ gestützt. Eine weitere Stütze findet das von uns vorgeschlagene $1\,{}^3P - 1\,{}^3S$ in der Genauigkeit, mit der es das Gesetz der irregulären Dubletts für die isoelektronische Folge Hg I, Tl II und Pb III befolgt. Durch Auswechseln der Smithschen Niveaus $1\,{}^3S_1$ und $1\,{}^3\overline{P}_1$ würde wahrscheinlich das ganze Schema mit unserem in Übereinstimmung gelangen. Als Ergebnis unserer Suche nach weiteren

* Proc. Nat. Acad. Amer. **14**, 878—880, 1928.

Regelmäßigkeiten konnten wir die folgenden Linien als $2\,^3P - 2\,^3D$ und $2\,^3P - 2\,^3\overline{P}$ einordnen:

	$2\,^3P_2$	4941	$^3P_1$	164	$^3P_0$
$2\,^3D_3$	3 589,9 (7) 27 848		— —		— —
D_2	3 665,1 (1) 27 277		3 102,93 (4) 32 219		— —
D_1	3 723,9 (0) 26 845		3 145,6 (4) 31 781		3 129,62 (2) 31 943
$2\,^3\overline{P}_2$	3 451,9 (6) 28 961		2 948,6 33 904		— —
$\overline{P}_1$	4 031,36 (3) 24 799		3 361,61 (4) 29 739		— —
$\overline{P}_0$	— —		— —		3 437,36 (2) 29 084

Eine genauere Untersuchung der Platten läßt vermuten, daß das starke Paar 25 297 (8) und 28 931 (10) wahrscheinlich $1\,^3F_{3,\,4} - 1\,^3G_4$ ist.

Als die oben erwähnte Arbeit veröffentlicht wurde, waren wir in der Zuordnung des Singulettspektrums noch nicht weit gekommen. Es wurde vermutet, daß die starke Linie 1048,9 (12) $1\,^1S_0 - 1\,^1P_1$ und 1553,1 (20) $1\,^1S_0 - 1\,^3P_1$ sein könnten. Seither wurde versucht, das Singulettspektrum zu identifizieren und die folgende Tabelle bringt die durch Kombination von Singulettermen und durch Interkombination von Singulett- und Tripletttermen entstehenden Linien.

	Zuordnung	λ	Int.	ν beobachtet	ν berechnet	
1	$1\,^1S_0 - 1\,^3P_1$	1553,1	20	64 387	—	$1\,^1S_0 = 255\,216$
2	$1\,^1S_0 - 1\,^1P_1$	1048,9	12	95 338	—	$1\,^1P_1 = 159\,879$
3	$1\,^1P_1 - 1\,^3S_1$	1826,2	0	54 759	54 737	—
4	$1\,^1P_1 - 1\,^3D_2$	1597,8	0	62 586	62 577	—
5	$1\,^1P_1 - 1\,^3D_1$	1610,1	1	62 107	62 103	—
6	$1\,^3S_1 - 2\,^1P_1$	3689,32	7	27 098	—	$2\,^1P_1 = 78\,043$
7	$2\,^1P_1 - 2\,^3S_1$	4827,1	1	20 710	20 709	—
8	$1\,^3P_1 - 1\,^1D_2$	1118,6	3	89 397	89 393	—
9	$1\,^1P_1 - 1\,^1D_2$	1711,1	—	58 442	—	$1\,^1D_1 = 101\,434$
10	$1\,^1D_2 - 2\,^1P_1$	4272,64	8	23 398	23 393	—
11	$1\,^1D_2 - 2\,^3P_2$	4496,21	3	22 235	22 234	—
12	$1\,^3D_1 - 2\,^1P_1$	5189,2	4	19 265	19 260	—
13	$1\,^3D_2 - 2\,^1P_1$	5063,1	3	19 746	19 741	—

Es folgt ein Verzeichnis aller eingeordneten Linien mit ihren Wellenzahlen und Termbezeichnungen.

λ	Int.	ν	Einordnung	λ	Int.	ν	Einordnung
1030,5	3	97 010	$1\,^3P_0 - 1\,^3D_1$	3176,54	10	31 472	$1\,^3D_3 - 1\,^3F_4$
1048,9	12	95 338	$1\,^1S_0 - 1\,^1P_1$	3242,84	5	30 828	$1\,^3D_3 - 1\,^3F_3$
1052,23	—	95 036	$1\,^3P_0 - a\,^3\overline{P}_1$	3361,61	4	29 739	$2\,^3P_1 - 2\,^3\overline{P}_1$
1069,2	4	93 528	$1\,^3P_1 - 1\,^3D_2$	3437,36	2	29 084	$2\,^3P_0 - 2\,^3\overline{P}_0$
1074,7	3	93 049	$1\,^3P_1 - 1\,^3D_1$	3451,9	6	28 961	$2\,^3P_2 - 2\,^3\overline{P}_2$
1098,39	—	91 042	$1\,^3P_1 - a\,^3\overline{P}_1$	3455,49	8	28 931	$1\,^3F_4 - 1\,^3G_4$
1115,0	2	89 686	$1\,^3P_0 - 1\,^3S_1$	3589,9	7	27 848	$2\,^3P_2 - 2\,^3D_3$
1118,6	3	89 397	$1\,^3P_1 - 1\,^1D_2$	3665,1	1	27 277	$2\,^3P_2 - 2\,^3D_2$
1167,0	4	85 690	$1\,^3P_1 - 1\,^3S_1$	3689,32	7	27 098	$1\,^3S_1 - 2\,^1P_1$
1250,6	4	79 962	$1\,^3P_2 - 1\,^3D_3$	3706,39	3	26 973	$2\,^3P_0 - 2\,^3S_1$
1266,9	1	78 933	$1\,^3P_2 - 1\,^3D_2$	3723,9	0	26 845	$2\,^3P_2 - 2\,^3D_1$
1274,6	0	78 456	$1\,^3P_2 - 1\,^3D_1$	3729,0	5	26 809	$2\,^3P_1 - 2\,^3S_1$
1308,1	—	76 447	$1\,^3P_2 - a\,^3\overline{P}_1$	3854,05	12	25 939	$2\,^3P_2 \sim 1\,^3S_1$
1406,6	2	71 093	$1\,^3P_2 - 1\,^3S_1$	3952,1	8	25 297	$1\,^3F_3 - 1\,^3G_4$
1553,1	20	64 387	$1\,^1S_0 - 1\,^3P_1$	4031,36	3	24 799	$2\,^3P_2 - 2\,^3\overline{P}_1$
1597,8	0	62 586	$1\,^1P_1 - 1\,^3D_2$	4272,64	8	23 398	$1\,^1D_2 - 2\,^1P_1$
1610,1	1	62 107	$1\,^1P_1 - 1\,^3D_1$	4496,21	3	22 235	$1\,^1D_2 - 2\,^3P_2$
1711,1	—	58 442	$1\,^1P_1 - 1\,^1D_2$	4571,72	7	21 868	$2\,^3P_2 - 2\,^3S_1$
1826,2	0	54 759	$1\,^1P_1 - 1\,^3S_1$	4760,98	6	20 998	$2\,^3P_1 \sim 1\,^3S_1$
2948,6	—	33 904	$2\,^3P_1 - 2\,^3\overline{P}_2$	4798,2	4	20 835	$2\,^3P_0 \sim 1\,^3S_1$
3043,89	10	32 843	$1\,^3D_1 - 1\,^3F_2$	4827,1	1	20 710	$2\,^1P_1 - 2\,^3S_1$
3089,1	4	32 363	$1\,^3D_2 - 1\,^3F_2$	5063,1	3	19 746	$1\,^3D_2 - 2\,^1P_1$
3102,93	4	32 219	$2\,^3P_1 - 2\,^3D_2$	5189,2	4	19 265	$1\,^3D_1 - 2\,^1P_1$
3129,62	2	31 943	$2\,^3P_0 - 2\,^3D_1$	5523,5	5	18 100	$2\,^3P_2 \sim 1\,^3D_2$
3137,83	10	31 860	$1\,^3D_2 - 1\,^3F_3$	5857,67	6	17 068	$2\,^3P_2 \sim 1\,^3D_3$
3145,6	4	31 781	$2\,^3P_1 - 2\,^3D_1$				

Kodaikanal, Observatory, August 1929.