

СПЕКТРЫ ИОНОВ ИЗОЭЛЕКТРОННОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ
Co I.I. Ga V

В. П. Аксенов и А. Н. Рябцев

Изучен спектр GaV в области $290 \div 1400 \text{ \AA}$. На основе идентификации 38 спектральных линий перехода $3d^9-3d^84p$ и 97 линий перехода $3d^84s-3d^84p$ определена энергетическая структура конфигураций $3d^84s$ и $3d^84p$.

Спектр четырехкратно ионизованного галлия GaV изучался в работах [1, 2]. В работе Кононова [1] на основании исследования перехода $3d^9-3d^84p$ установлена энергетическая структура конфигурации $3d^9$ и 21 из 45 возможных уровней энергии конфигурации $3d^84p$. В работе [2] идентифицировано 29 линий, принадлежащих переходам $3d^84s \ a^4F-3d^84p \ z^4(P^0D^0F^0G^0)$, благодаря чему определены уровни энергии нижайшего терма a^4F конфигурации $3d^84s$ и термов z^4D^0 и z^4G^0 конфигурации $3d^84p$, отсутствующие в работе [1]. В настоящем сообщении приводятся результаты подробного исследования энергетической структуры конфигураций $3d^84s$ и $3d^84p$ на основе анализа перехода $3d^84s-3d^84p$ и более полного изучения перехода $3d^9-3d^84p$.

Спектр перехода $3d^84s-3d^84p$, лежащий в области $\sim 1100 \text{ \AA}$ фотографировался на спектрографе нормального падения ДФС-29 с дифракционной решеткой радиуса 1 м на фотопленку УФ-2Т. Измерения проводились в первом порядке при обратной линейной дисперсии 8.3 \AA/мм . Для изучения перехода $3d^9-3d^84p$, попадающего в область спектра $\sim 300 \text{ \AA}$, применялся спектрограф косого падения ДФС-26 и фотопластинки Ilford-Q2. Спектрограф имеет решетку 600 штр./мм (радиуса 3 м), угол падения излучения 85° . Исследования проводились в первом и во втором порядках при обратной линейной дисперсии 1.18 и 0.77 \AA/мм соответственно.

В качестве источника излучения служила трехэлектродная вакуумная искра. Разрядные условия варьировались изменением напряжения $0.2 \div 10 \text{ кВ}$, емкости $1 \div 15\,000 \text{ мкф}$ и индуктивности. Галлий в небольших количествах помещался в отверстия в алюминиевом катоде, анод выполнялся из алюминия при работе на спектрографе ДФС-29 и из титана при съемке спектра на ДФС-26. Хорошие спектрограммы получались в обоих случаях за несколько сотен разрядов (~ 500).

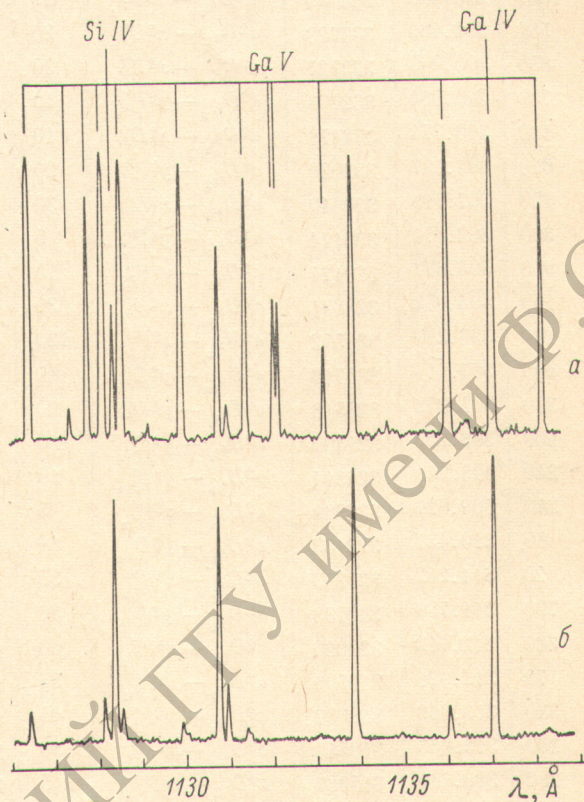
Положения спектральных линий измерялись на компараторе ИЗА-2. Расчет длин волн производился на ЭВМ. При расчете длин волн в области $\sim 300 \text{ \AA}$ в качестве реперов служили линии Ti [3]. Точность измерения длин волн в этом диапазоне составляет $0.002-0.004 \text{ \AA}$ в зависимости от интенсивности спектральной линии. Это соответствует ошибке $2 \div 4 \text{ см}^{-1}$ в энергии. Для области $\lambda > 500 \text{ \AA}$ в качестве реперов использовались линии C, O и F [4-7]. Точность измерения длин волн перехода $3d^84s-3d^84p$ составляет 0.02 \AA , что соответствует ошибке $2 \div 3 \text{ см}^{-1}$ в энергии.

Для определения интенсивностей спектральных линий спектрограммы записывались на регистрирующем микрофотометре ИФО-451 и затем по чернения переводились в интенсивности по характеристическим кривым

фотоматериалов. Для приведения интенсивностей переходов $3d^9-3d^84p$ и $3d^84s-3d^84p$ к единой шкале была произведена относительная калибровка эффективности спектрографа ДФС-29 в длинах волн 289 и 1108 Å. Это было сделано по методу измерения отношения интенсивностей линий С IV, имеющих общий верхний уровень: $1s^22p^2P^0-1s^24d^2D$ ($\lambda=289$ Å) и $1s^23p^2P^0_{1/2}-1s^24d^2D_{3/2}$ ($\lambda=1107.6$ Å). Благодаря тому, что на спектрограммах, полученных на ДФС-29, были видны одновременно переходы $3d^9-3d^84p$ и $3d^84s-3d^84p$, можно было измерить их относительную интенсивность и таким образом привести к единой шкале. Наиболее яркому переходу $a^2D_{3/2}-x^2F^0_{1/2}$ приписана интенсивность 1000.

Разделение спектральных линий по их принадлежности к ионам Ga различных степеней ионизации осуществлялось изменением разрядных условий искры. На рисунке приведен участок спектрограммы в области 1126–1139 Å, полученный без добавочной индуктивности в разрядном контуре (см. рисунок 1, а) и с 11 витками катушки индуктивности (см. рисунок 1, б) с использованием конденсатора 15000 мкф при напряжении 200 в. Видно, что линии Ga V можно было надежно выделить из совокупности линий Ga других степеней ионизации по изменению их интенсивности при вариации разрядных условий.

В спектре Ga V отождествлено 97 спектральных линий перехода $3d^84s-3d^84p$ и найдено дополнительно к работе [1] 5 новых линий перехода $3d^9-3d^84p$. Отождествление проводилось с помощью экстраполяции энергии уровней вдоль изоэлектронной последовательности. В табл. 1 приведены длины волн вновь отождествленных спектральных линий, а также уточненные длины волн линий перехода $3d^9-3d^84p$, отождествленных ранее [1]. В табл. 2 содержатся энергии уровней конфигураций $3d^9$, $3d^84s$ и $3d^84p$, определенные из измерений длин волн. Найдены все уровни энергии конфигураций $3d^84s$ и $3d^84p$, за исключением $3d^8(1S)4s^2S_{1/2}$, $3d^8(1S)4p^2P^0_{1/2}$ и $3d^8(1S)4p^2P^0_{3/2}$. Эти уровни неизвестны и в предыдущих ионах данной изоэлектронной последовательности. Кроме того, имеется некоторая неопределенность в нахождении уровней $z^4D^0_{1/2}$ и $z^2H^0_{1/2}$. С каждого из данных уровней имеется только один интенсивный переход в конфигурацию $3d^84s$, поэтому не имеется возможности проверить правильность расшифровки по принципу Ритца. Следуя работе [8], по анализу Zn IV переходам $a^2G^0_{3/2}-z^2H^0_{1/2}$ и $a^4F^0_{3/2}-z^4D^0_{1/2}$ приписана одна и та же спектральная линия 1127.75 Å. Следует отметить несоответствие теоретической интенсив-



Участок спектра Ga в области 1126–1139 Å, полученный от трехэлектродной искры ($C=15\ 000$ мкф, $U=200$ в).

а — без добавочной индуктивности в разрядном контуре, б — с 11 витками катушки индуктивности.

Таблица 1

<i>I</i>	λ , Å	<i>E</i> , см ⁻¹	Переход	<i>I</i>	λ , Å	<i>E</i> , см ⁻¹	Переход
1	2	3	4	1	2	3	4
60	290.524	344206	$a^2D_{5/2} - y^2G_{7/2}^0$	5	984.05	101618	$a^4P_{5/2} - z^4S_{3/2}^0$
120	296.815	336910	$a^2D_{5/2} - x^2F_{9/2}^0$	90	1014.47	98574	$a^2G_{9/2} - y^2G_{9/2}^0$
1000	298.428	335089	$a^2D_{5/2} - x^2F_{7/2}^0$	15	1014.85	98537	$a^2G_{7/2} - y^2G_{9/2}^0$
580	299.466	333928	$a^2D_{5/2} - x^2D_{9/2}^0$	20	1015.62	98462	$b^2D_{5/2} - y^4D_{7/2}^0$
830	300.006	333327	$a^2D_{3/2} - x^2F_{9/2}^0$	90	1019.71	98067	$a^2G_{7/2} - y^2G_{7/2}^0$
760	300.564	332708	$a^2D_{5/2} - y^2P_{3/2}^0$	10	1021.98	97849	$a^4F_{3/2} - z^2F_{9/2}^0$
180	300.774	332476	$a^2D_{5/2} - x^2D_{5/2}^0$	10	1032.38	96864	$a^4P_{3/2} - x^2D_{5/2}^0$
620	301.187	332020	$a^2D_{3/2} - y^2P_{1/2}^0$	20	1033.55	96754	$a^4F_{3/2} - z^2D_{3/2}^0$
50	302.718	330340	$a^2D_{3/2} - x^2D_{3/2}^0$	30	1038.76	96269	$a^4F_{5/2} - z^2F_{1/2}^0$
360	302.871	330174	$a^2D_{5/2} - y^4D_{7/2}^0$	5	1040.20	96135	$b^2D_{3/2} - y^4D_{5/2}^0$
650	303.837	329124	$a^2D_{3/2} - y^2P_{3/2}^0$	15	1045.80	95621	$a^4F_{7/2} - z^4F_{5/2}^0$
100	304.052	328891	$a^2D_{3/2} - x^2D_{5/2}^0$	30	1047.50	95465	$a^2P_{3/2} - z^2S_{1/2}^0$
160	306.230	326552	$a^2D_{5/2} - z^2P_{3/2}^0$	120	1050.48	95195	$a^4F_{3/2} - z^4F_{9/2}^0$
890	307.016	325716	$a^2D_{5/2} - y^2D_{5/2}^0$	80	1054.56	94826	$a^4F_{7/2} - z^4G_{9/2}^0$
230	307.202	325518	$a^2D_{3/2} - y^4D_{5/2}^0$	90	1058.12	94507	$a^4F_{7/2} - z^4F_{7/2}^0$
600	308.253	324409	$a^2D_{5/2} - y^2F_{1/2}^0$	80	1062.66	94104	$a^4P_{5/2} - y^4D_{7/2}^0$
240	308.343	324314	$a^2D_{5/2} - y^2D_{9/2}^0$	10	1063.81	94002	$b^2D_{5/2} - y^2D_{5/2}^0$
240	309.627	322969	$a^2D_{3/2} - z^2P_{9/2}^0$	5	1065.37	93864	$a^4F_{5/2} - z^4F_{3/2}^0$
60	310.431	322133	$a^2D_{3/2} - y^2D_{5/2}^0$	80	1066.69	93748	$a^4F_{5/2} - z^4F_{5/2}^0$
20	311.242	321293	$a^2D_{3/2} - z^2P_{1/2}^0$	35	1068.59	93581	$b^2D_{3/2} - z^2P_{3/2}^0$
700	311.786	320733	$a^2D_{3/2} - y^2D_{3/2}^0$	30	1069.45	93506	$a^4P_{3/2} - y^4D_{3/2}^0$
360	312.412	320090	$a^2D_{5/2} - z^4P_{5/2}^0$	60	1069.60	93493	$a^4P_{3/2} - y^4D_{5/2}^0$
70	312.921	319569	$a^2D_{5/2} - z^4P_{3/2}^0$	55	1071.19	93354	$a^4P_{1/2} - y^4D_{1/2}^0$
330	313.669	318807	$a^2D_{3/2} - y^2F_{5/2}^0$	45	1071.11	93361	$a^4P_{1/2} - y^4D_{3/2}^0$
200	315.943	316513	$a^2D_{3/2} - z^4P_{5/2}^0$	80	1073.77	93130	$a^4F_{7/2} - z^4F_{9/2}^0$
280	316.469	315987	$a^2D_{3/2} - z^4P_{3/2}^0$	5	1074.89	93033	$a^4P_{5/2} - y^4D_{9/2}^0$
700	319.998	313089	$a^2D_{5/2} - z^2F_{5/2}^0$	90	1078.83	92693	$b^2D_{5/2} - y^2F_{7/2}^0$
160	320.522	311991	$a^2D_{5/2} - z^2D_{3/2}^0$	110	1079.60	92627	$a^4F_{3/2} - z^4F_{3/2}^0$
590	322.302	310268	$a^2D_{5/2} - z^2F_{7/2}^0$				$a^4F_{5/2} - z^4F_{7/2}^0$
520	322.917	309677	$a^2D_{5/2} - z^2G_{7/2}^0$	10	1080.55	92546	$a^2P_{1/2} - y^2P_{1/2}^0$
960	322.980	309617	$a^2D_{5/2} - z^2D_{5/2}^0$	60	1080.99	92508	$a^4F_{3/2} - z^4F_{5/2}^0$
380	323.098	309504	$a^2D_{3/2} - z^2F_{5/2}^0$	250	1085.01	92165	$a^4F_{9/2} - z^4G_{11/2}^0$
750	324.243	308410	$a^2D_{3/2} - z^2D_{3/2}^0$	80	1087.37	91965	$a^2F_{1/2} - z^2F_{7/2}^0$
50	324.820	307863	$a^2D_{3/2} - z^4F_{3/2}^0$	30	1088.08	91905	$b^2D_{3/2} - z^2P_{1/2}^0$
520	324.945	307744	$a^2D_{5/2} - z^4F_{5/2}^0$				$a^2P_{3/2} - x^2D_{3/2}^0$
410	326.126	306630	$a^2D_{5/2} - z^4F_{7/2}^0$	90	1091.71	91599	$a^2F_{5/2} - z^2F_{5/2}^0$
400	326.759	306036	$a^2D_{3/2} - z^2D_{5/2}^0$	100	1094.36	91378	$a^2F_{7/2} - z^2G_{7/2}^0$
280	328.644	304281	$a^2D_{3/2} - z^4F_{3/2}^0$	15	1094.74	91346	$b^2D_{3/2} - y^2D_{5/2}^0$
5	832.50	120120	$a^4F_{9/2} - y^4D_{7/2}^0$	80	1095.10	91316	$a^2F_{7/2} - z^2D_{3/2}^0$
20	878.17	113873	$a^4F_{3/2} - y^4D_{1/2}^0$	40	1100.39	90877	$a^2P_{1/2} - x^2D_{3/2}^0$
10	943.58	105979	$b^2D_{5/2} - z^4S_{3/2}^0$	70	1101.62	90775	$a^2G_{7/2} - x^2F_{5/2}^0$
10	978.34	102214	$b^2D_{5/2} - x^2D_{5/2}^0$	160	1102.83	90676	$a^4F_{9/2} - z^4G_{9/2}^0$
15	979.60	102082	$a^4P_{3/2} - z^4S_{5/2}^0$	140	1103.03	90659	$a^4F_{7/2} - z^4G_{7/2}^0$
10	980.98	101939	$a^4P_{1/2} - z^4S_{3/2}^0$	60	1104.93	90504	$a^2F_{5/2} - z^2D_{5/2}^0$

Таблица 1 (продолжение)

I	$\lambda, \text{Å}$	$E, \text{см}^{-1}$	Переход	I	$\lambda, \text{Å}$	$E, \text{см}^{-1}$	Переход
1	2	3	4	1	2	3	4
20	1105.26	90476	$a^4P_{5/2} - z^2P_{3/2}^0$	30	1148.42	87076	$a^2P_{3/2} - y^4D_{5/2}^0$
75	1105.62	90447	$a^2P_{3/2} - x^2D_{3/2}^0$	45	1150.09	86949	$a^2F_{7/2} - z^4F_{9/2}^0$
75	1107.76	90272	$a^4F_{5/2} - z^4G_{5/2}^0$	130	1150.23	86939	$a^4F_{9/2} - z^4D_{1/2}^0$
10	1109.85	90102	$a^4P_{3/2} - y^2D_{5/2}^0$	10	1154.69	86603	$b^2D_{3/2} - z^4P_{3/2}^0$
40	1115.55	89642	$a^4P_{5/2} - y^2D_{9/2}^0$	20	1155.96	86508	$a^2G_{9/2} - z^2H_{9/2}^0$
80	1118.34	89418	$b^2D_{3/2} - y^2F_{5/2}^0$	120	1156.51	86467	$a^2G_{7/2} - z^2H_{9/2}^0$
20	1120.29	89263	$a^4P_{3/2} - z^2P_{1/2}^0$	35	1157.74	86375	$a^2F_{5/2} - z^4F_{5/2}^0$
55	1123.18	89033	$a^4F_{3/2} - z^4G_{5/2}^0$	5	1159.33	86257	$a^2F_{5/2} - z^4F_{5/2}^0$
80	1123.66	88995	$a^2G_{9/2} - x^2F_{7/2}^0$	15	1160.83	86145	$a^4F_{5/2} - z^4D_{5/2}^0$
120	1126.40	88778	$a^2F_{5/2} - z^2F_{7/2}^0$	2	1163.17	85972	$a^2F_{7/2} - z^4G_{5/2}^0$
			$a^4F_{5/2} - z^4G_{7/2}^0$	5	1178.23	84873	$a^4F_{7/2} - z^4D_{1/2}^0$
10	1127.34	88704	$a^4P_{3/2} - y^2D_{9/2}^0$	40	1178.95	84821	$a^4P_{3/2} - z^4P_{1/2}^0$
80	1127.75	88672	$a^2G_{9/2} - z^2H_{11/2}^0$	10	1180.96	84677	$a^4P_{1/2} - z^4P_{1/2}^0$
			$a^4F_{3/2} - z^4D_{1/2}^0$	15	1183.13	84522	$a^2P_{3/2} - z^2P_{3/2}^0$
130	1128.10	88645	$a^2F_{7/2} - z^2G_{9/2}^0$	25	1183.63	84486	$a^2P_{3/2} - z^4P_{5/2}^0$
120	1128.53	88611	$a^4F_{7/2} - z^4G_{9/2}^0$	5	1205.27	82969	$a^2G_{1/2} - y^4D_{5/2}^0$
100	1129.94	88500	$a^4F_{5/2} - z^4D_{5/2}^0$	10	1207.95	82785	$a^2F_{5/2} - z^4G_{9/2}^0$
80	1131.43	88384	$b^2D_{5/2} - z^4P_{5/2}^0$	80	1213.17	82429	$a^2F_{7/2} - z^4G_{9/2}^0$
30	1132.16	88327	$a^2F_{7/2} - z^4F_{7/2}^0$	10	1221.87	81842	$a^2F_{1/2} - z^4D_{5/2}^0$
30	1132.08	88333	$a^4P_{5/2} - y^2F_{7/2}^0$	10	1222.45	81823	$a^2P_{1/2} - z^2P_{1/2}^0$
25	1133.24	88243	$a^4P_{5/2} - y^2D_{3/2}^0$	25	1230.43	81292	$a^2F_{5/2} - z^4G_{7/2}^0$
10	1134.69	88130	$a^2F_{5/2} - z^2D_{5/2}^0$	30	1265.45	79023	$b^2D_{3/2} - z^2D_{3/2}^0$
130	1136.07	88023	$a^4F_{7/2} - z^4D_{5/2}^0$	30	1276.85	78318	$a^2G_{9/2} - y^2F_{7/2}^0$
65	1138.20	87858	$b^2D_{5/2} - z^4P_{7/2}^0$	15	1283.64	77904	$b^2D_{5/2} - z^2D_{5/2}^0$
30	1143.35	87462	$b^2D_{3/2} - z^4P_{1/2}^0$	10	1311.35	76257	$a^2G_{7/2} - y^2F_{5/2}^0$
20	1145.98	87262	$a^4F_{3/2} - z^4D_{3/2}^0$				

Таблица 2

Конфигурация	Обозначение	J	$E, \text{см}^{-1}$	Конфигурация	Обозначение	J	$E, \text{см}^{-1}$	
1	2	3	4	1	2	3	4	
$3d^9$	a^2D	5/2	0	$3ds ({}^3F)4p$	z^4D^0	7/2	296992	
		3/2	3583			5/2	300144	
$3ds ({}^3F)4s$	a^4F	9/2	210052		z^4G^0	9/2	300730	
		7/2	212121			11/2	302217	
		5/2	214000			3/2	302499	
		3/2	215237			7/2	302779	
$3ds ({}^1D)4s$	a^2F	7/2	218301		z^4D^0	1/2	303911	
		5/2	221488		z^4G^0	5/2	304272	
$3ds ({}^3P)4s$	b^2D	5/2	231711		z^4F^0	9/2	305249	
		3/2	232968			7/2	306628	
		3/2	235609			z^2G^0	9/2	306947
		1/2	235752			5/2	307745	
$3ds ({}^3P)4s$	a^4P	5/2	236072	z^4F^0	3/2	307864		
		3/2	242026		z^2D^0	5/2	309616	
		1/2	243053		z^2G^0	7/2	309679	
		1/2	243053		z^2F^0	7/2	310267	
$3ds ({}^1G)4s$	a^2G	9/2	246093	z^2D^0	3/2	311991		
		7/2	246133	z^2F^0	5/2	313088		

Конфигурация	Обозначение	J	E, см ⁻¹	Конфигурация	Обозначение	J	E, см ⁻¹				
1	2	3	4	1	2	3	4				
3d ⁸ (3P)4p	z ⁴ P ⁰	3/2	319570	3d ⁸ (1G)4p	z ² H ⁰	9/2	332600				
		5/2	320093			3d ⁸ (3P)4p	y ² P ⁰	3/2	332707		
		1/2	320429				x ² D ⁰	3/2	333929		
3d ⁸ (1D)4p	y ² F ⁰	5/2	322388	3d ⁸ (1G)4p	z ² H ⁰	11/2	334765				
		3/2	324314			x ² F ⁰	7/2	335089			
	y ² D ⁰	7/2	324407	3d ⁸ (3P)4p	y ² P ⁰	1/2	335605				
		1/2	324874			x ² F ⁰	5/2	336909			
	z ² P ⁰	5/2	325713	3d ⁸ (1G)4p	z ² S ⁰	1/2	337491				
		3/2	326549			3d ⁸ (3P)4p	z ⁴ S ⁰	3/2	337690		
	y ⁴ D ⁰	5/2	329103	3d ⁸ (1G)4p	y ² G ⁰			7/2	344200		
		3/2	329112			9/2	344668				
	x ² D ⁰		7/2	330174							
			5/2	332473							

ности перехода $a^2G_{7/2} - z^2H_{11/2}^0$ и значений, получаемых экспериментально. Как в случае связи LS, так и в случае промежуточной связи (см., например, расчет интенсивностей в промежуточной связи для Ni II [9]) этот переход должен обладать максимальной интенсивностью в сравнении с другими линиями перехода $3d^8 4s - 3d^8 4p$. Однако в ионах CO I:—Zn IV спектральная линия, относимая к данному переходу, не является самой яркой, а даже имеет более чем в 2 раза меньшую интенсивность, чем сильные линии перехода $3d^8 4s - 3d^8 4p$. То же имеет место и в случае Ga V.

Полученные результаты показывают, что анализ переходов $3d^8 4s a^4F - 3d^8 4p z^4(P^0D^0F^0G^0)$, проведенный в работе [2], является на 80% ошибочным.

Обозначения уровней в табл. 2 даны в терминах связи LS. В случае конфигурации $3d^8 4s$ имеется разделение уровней на группы, происходящее от различных термов конфигурации $3d^8$, а внутри этих групп — на термы. Для этой конфигурации такие обозначения достаточно полно характеризуют уровни и являются оправданными. В конфигурации $3d^8 4p$ практически не имеется группировки уровней в соответствии с принадлежностью к определенному терму. Более того, в данной конфигурации особенно расположена лишь группа уровней, происходящих от терма $3d^8 {}^3F$. Уровни другой генеалогии перемешаны между собой. Таким образом, классификация уровней конфигурации $3d^8 4p$ в терминах связи LS с указанием терма и генеалогии является весьма условной.

Сравнение энергетической структуры конфигураций $3d^8 4s$ и $3d^8 4p$ с теоретическими расчетами [10, 11] показывает, что расчет удовлетворительно описывает расщепления термов. В конфигурации $3d^8 4s$ отклонения теории от эксперимента составляют в среднем 50 см⁻¹ и лишь для расщепления терма $e {}^2D$ отклонение достигает 337 см⁻¹. В конфигурации $3d^8 4p$ максимальное отклонение теории от эксперимента для расщеплений термов составляет ~1000 см⁻¹. Значительно хуже поддается теоретическому расчету относительное расположение термов. Здесь расхождение теории с экспериментом достигает ~4000 см⁻¹ для конфигурации $3d^8 4s$ и ~6000 см⁻¹ для $3d^8 4p$. Как в случае расщепления термов, так и для относительного положения термов, точность теоретических расчетов [10, 11] значительно ниже точности, получаемой экстраполяцией вдоль изоэлектронной последовательности.

В заключение авторы выражают благодарность Э. Я. Кононову и К. Н. Кошелеву за помощь в работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Э. Я. Кононов. Опт. и спектр., 23, 170, 1967.
- [2] Y. N. Joshi, K. S. Bhatia, W. E. Jones. Sci. of Light, 21, 113, 1972.
- [3] L. A. Svensson, J. O. Ekberg. Ark. Fysik, 40, 145, 1969.

- [4] R. L. Kelly. Atomic Emission Lines Below 2000 Angstroms. NRL Report 6648, Washington, 1968.
- [5] J. Bromander. Ark. Fysik, 40, 257, 1969.
- [6] H. P. Palenius. Ark. Fysik, 39, 15, 1969.
- [7] H. P. Palenius. Physica Scripta, 1, 113, 1970.
- [8] A. M. Crooker, K. A. Dick. Can. J. Phys., 46, 1241, 1968.
- [9] H. Mendlowitz. Ap. J., 143, 573, 1966.
- [10] Я. И. Визбарайте, Э. Б. Рудзикас, Д. В. Грабаускас. Лит. физ., сб. 8, 481, 1968.
- [11] Я. И. Визбарайте, Д. В. Грабаускас, А. Н. Иванова, Р. И. Каразия, Н. В. Рабинькина, У. И. Сафронова, А. П. Юцис. Опт. и спектр., 26, 337, 1969.

Поступило в Редакцию 10 июля 1973 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ