

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Gd I

Н. П. Пенкин и В. А. Комаровский

Методом крюков Рождественского измерены относительные значения сил осцилляторов 138 спектральных линий поглощения Gd I, расположенных в области 4800—3500 Å и имеющих исходные уровни a^9D^0 , a^7D^0 и $a^{11}F^0$. Проведено сравнение теоретических интенсивностей спектральных линий в $a^9D^0-y^9D$, $a^9D^0-z^9D$, $a^9D^0-y^9F$ мультиплетах Gd I с экспериментальными. Сравнение показало, что в атоме гадолиния $L-S$ -связь отсутствует.

В последнее время очень сильно возрос интерес к надежным экспериментальным данным, связанным с определением энергетических уровней и их классификацией, а также сил осцилляторов (вероятностей переходов) спектральных линий атомов редкоземельных элементов. Это, в частности, связано с появлением теоретических работ с расчетом этих данных [1, 2] и с созданием лазеров на парах некоторых редкоземельных элементов [3]. Надежные экспериментальные данные позволяют контролировать методы теоретического расчета, тем самым помогая их развитию и совершенствованию. В настоящей работе методом аномальной дисперсии определены относительные значения сил осцилляторов 138 спектральных линий поглощения Gd I, расположенных в области 4800—3500 Å и возникающих при переходах с a^9D^0 (0—0.21 эв), a^7D^0 (0.86—0.95 эв) и $a^{11}F^0$ (0.79—1.05 эв) уровней. Измерения были проведены на экспериментальной установке, обычно используемой в методе крюков [4].

Поглощающий столб паров гадолиния создавался в графитовой трубке печи Кинга, куда помещались в танталовой лодочке кусочки металлического Gd. Выбор такого нагревательного элемента был связан с тем, что очень сложный спектр поглощения Gd состоит в основном из слабых спектральных линий, и для получения около них дисперсии, достаточной для образования крюков, потребовались температуры около 2000° С. Температура внутренней стенки графитовой трубки измерялась при помощи оптического пирометра ОППИР-09. В измеренное значение температуры вводились поправки на ослабление излучения кварцевым окошком, закрывающим печь, и 45-градусной призмой, направляющей излучение в пирометр [5]. Съемка спектрограмм проводилась при температурах печи 2160 и 2250° К, и во время съемки одной серии спектрограмм она поддерживалась постоянной. Крюки около линий поглощения фотографировались с помощью спектрографа с плоской дифракционной решеткой (1200 штр./мм) и вогнутым сферическим зеркалом ($F=2$ м). Работа производилась в 1-м порядке, где величина обратной дисперсии составляла ≈ 4 Å/мм. На рисунке представлена фотография крюков около некоторых линий Gd I.

Для нахождения относительных значений сил осцилляторов спектральных линий из измеренных величин Nf необходимо знать отношение концентраций на нижних уровнях соответствующих переходов. В случае изотермического столба паров, находящегося в термодинамическом равновесии, это отношение находится по формуле Больцмана. В нашей работе в качестве нагревателя использовалась в печи Кинга «веретенообразная»

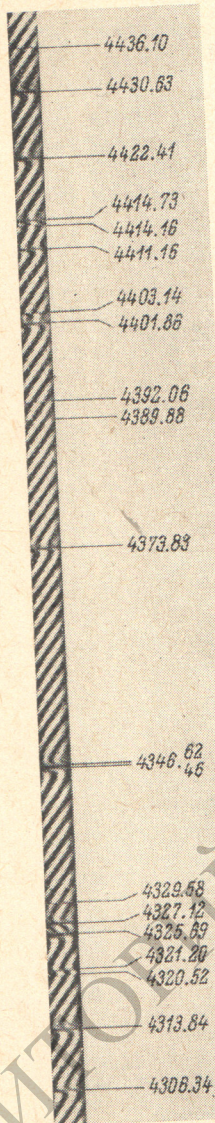
Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Переход, см^{-1}	$f_{\text{огн.}}$	$\lambda, \text{Å}$	Переход, см^{-1}	$f_{\text{огн.}}$
4781.92	999—21905	90	4090.41	215—24656	360
4767.94	7480—28451	3800	4083.70	6976—31457	3300
4760.74	1719—22718	93	4080.53	215—24715	125
4743.65	6786—27861	2050	4078.70	533—25044	1500
4735.75	6550—27660	1800	4058.22	215—24850	1500
4728.64	533—21675	50	4054.72	0—24656	890
4709.78	999—22226	100	4053.64	999—25661	1550
4697.42	6378—27660	3000	4049.20	7562—32252	7500
4694.33	8498—29795	3300	4036.84	7235—32000	2500
4688.12	533—21858	84	4035.40	215—24989	130
4683.33	7947—29294	2400	4030.88	6976—31778	3400
4680.04	7480—28842	1700	4028.15	6976—31795	3700
4658.61	215—21675	300	4027.61	999—25821	115
4653.54	6378—27861	2800	4019.73	533—25403	85
4647.64	1719—23229	94	4017.71	6976—31859	2300
4636.64	6550—28112	3100	4015.58	1719—26615	63
4614.50	6786—28451	3100	4008.33	999—25940	140
4608.58	533—22226	26	4006.96	215—25165	59
4602.93	999—22718	115	3992.69	533—25572	130
4598.90	7103—28842	2700	3987.83	0—25069	350
4583.07	7480—29294	2150	3979.33	215—25338	220
4581.29	999—22821	240	3974.81	1719—26870	190
4575.91	7947—29795	1600	3972.71	0—25165	320
4573.81	0—21858	130	3969.00	215—25403	430
4542.03	215—22226	200	3966.27	1719—26925	350
4537.81	533—22564	550	3960.11	6976—32221	830
4519.65	215—22335	700	3958.68	0—25254	100
4506.21	533—22718	410	3953.37	533—25821	270
4503.79	999—23196	27	3935.38	0—25403	170
4497.13	999—23229	390	3934.79	533—25940	400
4486.90	1719—24000	230	3905.65	1719—27316	240
4485.48	533—22821	34	3904.29	215—25821	110
4476.12	0—22335	900	3902.71	999—26615	170
4473.28	215—22564	36	3887.73	533—26248	50
4430.63	0—22564	1000	3874.46	533—26336	81
4422.41	215—22821	870	3866.99	1719—27572	780
4414.73	999—23644	410	3843.27	1719—27731	870
4414.16	8498—31147	7700	3840.26	215—26248	97
4411.16	533—23196	370	3832.97	533—26615	90
4409.25	8498—31172	11400	3796.37	533—26866	120
4403.14	7947—30652	2700	3795.75	999—27337	95
4401.86	1719—24430	1030	3783.05	999—27425	1400
4392.06	7480—30242	2400	3771.26	533—27042	100
4389.88	7130—29877	1850	3762.20	999—27572	380
4373.83	533—23390	550	3757.94	533—27136	800
4334.38	6550—29631	2030	3751.10	215—26866	110
4329.58	6786—29877	2200	3744.83	1719—28415	520
4327.12	0—23104	740	3739.76	999—27731	390
4325.69	533—23644	1170	3732.32	1719—28504	170
4321.20	1719—24854	330	3726.57	215—27042	78
4320.52	7103—30242	3800	3717.48	533—27425	1160
4313.84	215—23390	1040	3715.92	215—27119	95
4309.29	7947—31147	2350	3713.57	215—27136	1630
4306.34	0—23245	800	3700.93	1719—28732	100
4299.29	6378—29631	3500	3696.93	0—27042	100
4274.17	0—23390	250	3684.13	0—27136	2200
4267.00	215—23644	190	3679.21	533—27705	190
4266.59	999—24430	320	3674.05	215—27425	760
4262.09	6786—30242	1500	3658.19	533—27861	45
4260.12	533—24000	340	3648.48	1719—29120	210
4191.63	999—24850	260	3646.48	999—28415	90
4190.78	999—24854	800	3642.57	215—27661	59
4175.54	1719—25661	940	3604.87	1719—29451	830
4167.27	999—24989	115	3596.84	999—28793	69
4157.78	999—25044	80	3588.21	0—27861	85
4148.86	1719—25815	130	3583.65	215—28112	80
4134.16	533—24715	460	3582.01	1719—29628	130
4100.26	999—25381	370	3525.15	999—29359	110
4092.71	1719—26146	550	3513.65	999—29451	390

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Переход	$f_{\text{огн.}}$	$I_{\text{геор.}}$	$I_{\text{наст. раб.}}$
4175.54	$a^9D_8^0 - y^9D_6$	940	100	45
4286.12	$a^9D_6^0 - y^9D_5$	—	28.5	—
4053.64	$a^9D_5^0 - y^9D_6$	1550	28.5	63
4157.78	$a^9D_5^0 - y^9D_5$	80	38.6	3.2
4191.63	$a^9D_5^0 - y^9D_4$	260	41.5	10.6
4078.70	$a^9D_4^0 - y^9D_5$	1500	41.5	49.5
4111.25	$a^9D_4^0 - y^9D_4$	—	6.7	—
4134.16	$a^9D_4^0 - y^9D_3$	460	40.7	15.2
4058.22	$a^9D_3^0 - y^9D_4$	1500	40.7	38.6
4080.53	$a^9D_3^0 - y^9D_3$	125	0.96	3.2
4090.41	$a^9D_3^0 - y^9D_2$	360	27.4	9.3
4045.01	$a^9D_2^0 - y^9D_3$	—	27.4	—
4054.72	$a^9D_2^0 - y^9D_2$	890	22.0	13.7
4225.85	$a^9D_8^0 - y^9F_7$	—	100	—
4401.86	$a^9D_8^0 - y^9F_6$	1030	19.3	33.8
4486.90	$a^9D_8^0 - y^9F_5$	230	2.08	7.5
4266.59	$a^9D_5^0 - y^9F_6$	320	67.2	8.9
4346.46	$a^9D_5^0 - y^9F_5$	—	29.7	—
4414.73	$a^9D_5^0 - y^9F_4$	410	5.59	11.4
4260.12	$a^9D_4^0 - y^9F_5$	340	41.6	7.7
4325.69	$a^9D_4^0 - y^9F_4$	1170	32.4	26.6
4373.83	$a^9D_4^0 - y^9F_3$	550	10.0	12.5
4267.00	$a^9D_3^0 - y^9F_4$	190	22.0	3.34
4313.84	$a^9D_3^0 - y^9F_3$	1040	28.5	18.2
4346.62	$a^9D_3^0 - y^9F_2$	—	14.8	—
4274.17	$a^9D_2^0 - y^9F_3$	250	8.15	3.1
4306.34	$a^9D_2^0 - y^9F_2$	800	18.5	9.97
4327.12	$a^9D_2^0 - y^9F_1$	740	20.0	9.22
4647.64	$a^9D_8^0 - z^9D_6$	94	100	10
4654.76	$a^9D_6^0 - z^9D_5$	—	28.5	—
4497.13	$a^9D_5^0 - z^9D_6$	390	28.5	35.1
4503.79	$a^9D_5^0 - z^9D_5$	27	38.6	2.43
4581.29	$a^9D_5^0 - z^9D_4$	240	41.5	21.6
4411.16	$a^9D_4^0 - z^9D_5$	370	41.5	27.2
4485.48	$a^9D_4^0 - z^9D_4$	34	6.7	2.5
4537.81	$a^9D_4^0 - z^9D_3$	550	40.7	40.4
4422.41	$a^9D_3^0 - z^9D_4$	870	40.7	49.8
4473.28	$a^9D_3^0 - z^9D_3$	36	0.96	2.1
4519.65	$a^9D_3^0 - z^9D_2$	700	27.4	40.0
4430.63	$a^9D_2^0 - z^9D_3$	1000	27.4	40.9
4476.12	$a^9D_2^0 - z^9D_2$	900	22.0	36.8

графитовая трубка, для которой, как показано в работе [6], относительные заселенности можно вычислять по формуле Больцмана с температурой средней части трубки в показателе экспоненты с погрешностью не более 5% для температуры $\approx 2000^\circ\text{C}$ при разности энергетических уровней ≈ 1 эв. Это обстоятельство мы использовали при вычислении относительных заселенностей нижних уровней Gd I.



В табл. 1 приведены результаты измерений сил осцилляторов спектральных линий Gd I, полученные в настоящей работе. Длины волн и их классификация взяты из работы [7]. Сила осциллятора спектральной линии 4430.63 \AA принята за 1000. Для каждой спектральной линии число независимых обработанных спектрограмм было различным и колебалось в пределах от 3 до 25.

Как видно из табл. 1, диапазон изменений чисел f для спектральных линий, возникающих с самого нижнего уровня a^9D^0 , достаточно велик $\approx 20 \div 2000$ (в нашей шкале). Силы осцилляторов для спектральных линий, возникающих с уровнями a^7D^0 и $a^{11}F^0$, в $2 \div 4$ раза больше числа f для опорной линии 4430.63 \AA , за исключением сил осцилляторов для четырех линий.

Относительная погрешность приведенных в табл. 1 чисел f для линий с уровня a^9D^0 равна $5-10\%$, а для линий с возбужденных уровней a^7D^0 и $a^{11}F^0$ она не превышает $15-20\%$.

Кроме того, нами исследованы также спектральные линии, соответствующие интеркомбинационным переходам ($a^9D^0-y^{11}D$, $y^{11}F$, $z^{11}G$). Хотя все силы осцилляторов этих линий меньше в $2 \div 15$ раз числа f для $\lambda=4430.63 \text{ \AA}$, тем не менее интеркомбинационные линии в спектре достаточно сильны по сравнению с интеркомбинационными линиями соответствующих $S-P$ -переходам у щелочноземельных элементов [4] и в Yb I [8]. Наличие таких переходов свидетельствует о существовании сильного спин-орбитального взаимодействия, т. е. об отступлении от $L-S$ -связи. Этот вывод подтверждается сравнением (табл. 2) теоретических внутримultipлетных интенсивностей, вычисленных из предположения существования в атоме $L-S$ -связи [9], с интенсивностями, вычисленными по измеренным нами числам f . В работе [10] при анализе эффекта Зеемана Gd I также высказано предположение об отступлении от $L-S$ -связи из-за конфигурационного взаимодействия, которое может объяснить необычные интенсивности в мультиплетах, тем более что

в Gd II, как показано в [11, 12], такое взаимодействие имеет место.

Литература

- [1] P. Samus. J. Phys., 27, 717, 1966.
- [2] P. Samus. J. Phys., 31, 985, 1970.
- [3] P. Cahuzac. Phys. Lett., A27, 473, 1968.
- [4] Н. П. Пенкин. Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970.
- [5] Г. Рибо. Оптическая пирометрия. ГТТИ, Л., 1934.
- [6] Ю. И. Островский, Г. Ф. Парчевский, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 1, 821, 1956.
- [7] H. N. Bussell. J. Opt. Soc. Am., 40, 550, 1950.
- [8] В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 26, 882, 1969.
- [9] Н. Б. Левинсон, А. А. Никитин. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Л., 1962.
- [10] E. H. Pinnington. J. Opt. Soc. Am., 57, 1252, 1967.
- [11] D. Desmarais, E. H. Pinnington. J. Opt. Soc. Am., 57, 1245, 1967.
- [12] G. Smith, V. G. Wuybourne. J. Opt. Soc. Am., 55, 1278, 1965.

Поступило в Редакцию 2 июля 1971 г.