

пад оптической плотности в результате электровозбуждения; J — плотность тока в процессе возбуждения (в мА/см^2). Как видно из этой таблицы, исследованные соединения под действием электрического возбуждения обратимо меняют спектры поглощения в видимой области спектра. Перепад оптических плотностей значителен и достигает 1.75 в случае растворов соединения I. Время достижения максимальной оптической плотности меняется от 5–6 до 180 с в зависимости от растворенного соединения. Время возвращения в исходное состояние колеблется от нескольких десятков секунд до суток (у соединения I).

На рисунке приведены типичные спектры поглощения раствора соединения IV до и после приложения возбуждающего напряжения.

Литература

- [1] Е. М. Панкратьев, В. П. Рюмин, Н. П. Щелкина. Технология полупроводниковых слоев двуокиси олова. «Энергия», М., 1969.
- [2] J. Kumamoto, J. C. Powers, W. R. Heller. J. Chem. Phys., 36, 2893, 1962.
- [3] J. C. Powers, W. R. Heller, J. Kumamoto, W. E. Donath. J. Am. Chem. Soc., 86, 1004, 1964.
- [4] A. R. Hill, Jr., M. M. Malley. J. Mol. Spectr., 40, 428, 1971.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1975 г.

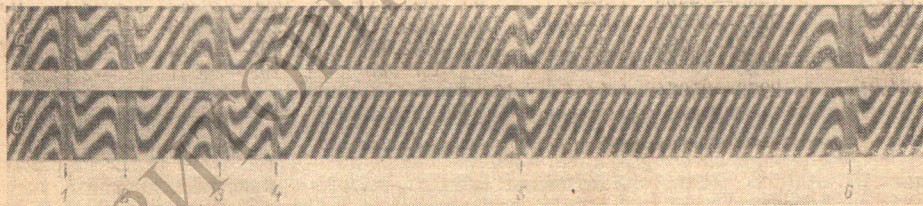
УДК 539.184 : 546.659

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМА САМАРИЯ

К. Б. Благоев и В. А. Комаровский

В 1970 г. методом крюков Рождественского были измерены относительные значения сил осцилляторов 275 спектральных линий поглощения SmI, расположенных в области от 7100 до 2900 Å [1]. В работе [1] для ряда спектральных линий, имевшихся на интерферограммах, не удалось произвести измерения чисел $f_{\text{отн.}}$ из-за того, что эти линии не были классифицированы.

В то время, когда работа [1] находилась уже в печати, Блейзом и др. [2] была опубликована статья, в которой на основании исследования спектра самария в области



Фотография крюков около линий поглощения SmI в области 4975–4904 Å без высокочастотного разряда (а) и с высокочастотным разрядом (б).

1 — 4904.97 (3) [812—21194], 2 — 4910.40 (5) [2273—22632], 3 — 4918.99 (4) [1490—21813], 4 — 4924.04 (7) [4021—24323], 5 — 4946.30 (4) [1490—21701], 6 — 4975.97 (1) [0—20091]; в круглых скобках указан номер исходного уровня, а в квадратных — классификация.

от 0.8 до 2.5 $\mu\text{м}$ они обнаружили большое число новых энергетических уровней SmI. Это позволило нам классифицировать ряд спектральных линий SmI и продолжить измерения чисел $f_{\text{отн.}}$, начатые нами в работе [1]. Были классифицированы 34 линии и измерены относительные силы осцилляторов 58 линий SmI, расположенных в области от 6100 до 3470 Å .

Эксперимент проводился на той же самой интерферометрической установке, что и в работе [1].

Задача классификации изученных нами спектральных линий поглощения SmI облегчалась тем, что в условиях нашего эксперимента возникали линии поглощения, начинающиеся только с первых семи уровней основного состояния $4f^6s^2\ ^7F$, расположенных в диапазоне от 0 до 4020 см^{-1} . Ближайшие к основному возбужденные уровни

SmI расположены на 1.3 эВ выше, и в наших экспериментах линий поглощения с этих уровней не наблюдалось.

Чтобы увеличить заселенность верхних уровней основного состояния и тем самым повысить точность измерения расстояния между крестами, в разрядную трубку с парами самария добавлялся аргон (≈ 15 тор) и зажигался высокочастотный разряд. Разрядная трубка питалась от высокочастотного генератора ВГ-5 ($\nu=1760$ кГц).

В качестве примера на рисунке приведена фотография с крестами около некоторых линий поглощения SmI, возникающих с различных уровней основного состояния.

Использование высокочастотного разряда позволило подтвердить правильность определения нижних уровней и классификацию спектральных линий, полученную по разности энергий и правилам отбора, и тем самым исключить случайные совпадения разностей частот, так как при зажигании высокочастотного разряда для линий, начинающихся с одинаковых уровней, отношение величин Nf изменялось в одно и то же число раз.

Относительные значения сил осцилляторов спектральных линий SmI

λ , Å	Переход, см ⁻¹	$j_B - j_V$	$f_{отн.}$	λ , Å	Переход, см ⁻¹	$j_B - j_V$	$f_{отн.}$
6084.12 *	812—17244	2—3	23	4258.17	1490—24967	3—3	3.8
5548.95 *	293—18309	1—0	87	4164.79	3125—27129	5—6	15
5516.09 *	1490—19613	3—	297	4158.85 *	2273—26311	4—5	8
5353.73	1490—20163	3—4	3.0	4147.64	2273—26382	4—	15
5350.62 *	3125—21810	5—5	75	4142.97	3125—27256	5—5	10
5299.22	812—19677	2—2	6.4	4129.99 *	293—24499	1—2	13.3
5282.91 **	4021—22944	6—6	630	4125.23 *	2273—26507	4—5	53
5251.92 **	3125—22161	5—6	460	4106.28	2273—26619	4	12
5175.42 *	4021—23337	6—7	830	4087.51	3125—27583	5—4	17
5157.23	293—19677	1—2	74	4069.75	1490—26054	3—	6.0
5117.16 *	2273—21810	4—5	810	4051.82	4021—28694	6—5	28
5088.32 *	812—20459	2—3	68	4001.61	2273—27256	4—5	5.0
5071.20 *	4021—23734	6—7	1190	3998.35 *	4021—29024	6—5	285
5044.28 **	3125—22944	5—6	740	3991.02 *	4021—29070	6—5	240
4975.97	0—20091	0—1	1000	3963.24 *	1490—26714	3—3	6.6
4640.52	3125—24669	5—5	31	3962.13 *	1490—26721	3—2	100
4632.77	2273—23852	4—3	10	3957.30 *	1490—26752	3—4	2.7
4629.43	4021—25616	6—5	78	3951.89 *	1490—26787	3—3	500
4618.23	3125—24773	5—4	19	3945.25	3125—28456	5—4	16
4616.62	4021—25676	6—5	17	3917.96 *	293—26809	1—2	2.5
4602.02	2273—23997	4—4	14	3908.26 *	2273—27853	4—5	22
4596.74 *	293—22041	1—0	394	3867.64 *	1490—27338	3—2	8.8
4539.84	293—22314	1—1	3.5	3846.28 *	812—26804	2—1	100
4537.57	812—22844	2—2	32	3773.33 *	293—26787	1—2	240
4536.16	2273—24312	4—4	21	3770.94 *	293—26804	1—1	10
4344.84 *	1490—24499	3—2	7.6	3641.63 *	1490—28942	3—3	9.4
4290.82	2273—25572	4—4	7.1	3624.41 *	2273—29856	4—4	20
4277.40 *	812—24184	2—1	5.3	3492.90 *	293—28914	1—1	16.7
4275.64 *	3125—26507	5—5	12	3477.44 *	293—29041	1—2	23
4274.01	2273—25664	4—4	10				

В таблице приведены результаты наших измерений. Длины волн взяты из работы Клинга [3]. Одной звездочкой отмечены линии, которые классифицированы нами. Двумя звездочками отмечены линии, для которых в работе [1] указывалась двойная классификация. В настоящей работе классификация этих линий определена однозначно. Для остальных линий классификация взята из работы [4]. Для линии $\lambda=5516.09$ Å Альбертсон [4] указал двойную классификацию, где исходными уровнями являлись 2-й или 5-й подуровни основного $4f^6s^2F$ состояния SmI. Как показали наши измерения, линия $\lambda=5516.09$ Å возникает с 4-го подуровня основного состояния атома самария.

Как и в предыдущей работе [1], сила осциллятора $\lambda=4975.97$ Å принята за 1000.

Измерение сил осцилляторов спектральных линий, возникающих с возбужденных уровней, мы производили относительно тех же самых опорных линий, что и в предыдущей работе [1]. Силы осцилляторов опорных линий были выражены в единой шкале. Поэтому у нас отпала необходимость снова измерять температуру поглощающего столба паров.

Число обработанных снимков для каждой линии колебалось в пределах от 5 до 15. Погрешность измерений $f_{отн.}$ зависит от их величины, а также от того, с какого уровня возникает данная линия. В нашем эксперименте она была в пределах от 3 до 10%. Сюда не входит ошибка измерений $f_{отн.}$ опорных линий, которая в свою очередь колебалась в пределах от 2 до 6%. В итоге суммарная ошибка измерений чисел $f_{отн.}$ спектральных линий SmI, представленных в таблице, не превышает 16%.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. П. Пенкину за постоянный интерес к работе и полезное обсуждение результатов.

Литература

- [1] В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин, Г. П. Никифорова. Опт. и спектр., 29, 220, 1970.
- [2] J. Blaise, C. Morillon, M.-G. Schweighofer, J. Verges. Spectrochim. Acta, B24, 405, 1969.
- [3] A. S. King. Astrophys. J., 89, 377, 1939.
- [4] W. Albertson. Phys. Rev., 47, 370, 1935.

Поступило в Редакцию 5 февраля 1976 г.

УДК 535.39+539.238

СУЖЕНИЕ ОБЛАСТИ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ ДЛЯ ОЧЕНЬ ТОНКИХ ОДНОРОДНЫХ ПЛЕНОК

А. И. Усоскин и И. Н. Шкляревский

Получение однослойного покрытия с заданными коэффициентами пропускания T и отражения R требует подбора материала с определенными показателями преломления n и поглощения k , а также толщины слоя t . При произвольно большой толщине достижимы любые значения фотометрических параметров, лишь бы они удовлетворяли условию энергетического баланса и были неотрицательными

$$R + T \leq 1. \quad (1)$$

В этом нетрудно убедиться, исследуя формулы Мурмана [1, 2], которые задают аналитические зависимости $R=f_1(n, k, \gamma)$ и $T=f_2(n, k, \gamma)$, где $\gamma=4\pi t/\lambda$, а λ — длина световой волны.

Однако на практике толщина пленки не всегда может быть выбрана произвольно. Так, например, в случае металлических слоев, широко используемых для изготовления делительных зеркал, отличное от нуля T для видимой части спектра можно получить лишь при $t < 100$ нм [2]; для некоторых материалов пленки с ростом толщины начинают терять свои зеркальные свойства либо механическую прочность [2-4]. В этих случаях, когда толщину пленки необходимо выбрать малой, часто значительно меньше длины волны видимого света, мы заметили, что возникает дополнительное ограничение, благодаря которому реализуется лишь часть от множества значений R и T , определяемых условием (1). Иначе говоря, при достаточно малой толщине пленки появляются такие наборы значений R и T , которые невозможно получить ни при каких разумных n и k . Назовем область этих значений «нереализуемой областью» (НРО), а область значений R и T , соответствующих всем возможным n и k (т. е. действительным и неотрицательным), — «реализуемой областью» (РО).

В настоящей работе рассчитано положение границы РО для пленок очень малой толщины при нормальном падении света.

Для удобства при нахождении границы РО желательно иметь в виду графическую интерпретацию условия (1): на координатной плоскости R, T область, определяемая условием (1), имеет вид треугольника с вершинами в точках (0, 0), (0, 1) и (1, 0), РО составляет, согласно определению, часть этого треугольника, которая ограничивается некоторой кривой $T_1=f(R_1)$. В рассматриваемом случае, когда $t \ll \lambda$, зависимость $T_1=f(R_1)$, задающую границу РО, можно выразить аналитически. Соответствующие формулы были получены непосредственно из анализа выражения для действительной части диэлектрической постоянной очень тонкой пленки ϵ_1 [5, 6]

$$\epsilon_1 \equiv n^2 - k^2 = \frac{n_0^2 + n_s^2}{2} \pm \frac{1}{\gamma} \sqrt{W}, \quad (2)$$

где

$$W = 8n_0n_s \frac{R+R'}{T} - \left(2n_s \frac{1-R-T}{T}\right)^2 - 4(n_0 - n_s)^2 + \frac{\gamma^2}{4}(n_0^2 - n_s^2)^2,$$

n_0 и n_s — показатели преломления диэлектрических сред, граничащих с пленкой (обычно воздуха и прозрачной подложки), а R и R' — коэффициенты отражения при падении света со стороны среды с n_0 и n_s соответственно. Нетрудно видеть, что условием