

Поглощение в области $\sim 50 \text{ см}^{-1}$ наблюдается во всех трех исследуемых соединениях и в KNiF_3 . Ричардс в работе [8] наблюдал в KNiF_3 полосу 48 см^{-1} , которая исчезла при $0.23 T_N$. Он не смог приписать возникновение этой полосы какому-либо определенному механизму и предположил, что полоса связана с доменной структурой или с искажением решетки. Затем в работе [1] была исследована температурная зависимость этой полосы в KNiF_3 и K_2NiF_4 при магнитном поле 15 кэ . В результате авторы [1] пришли к выводу, что эта полоса является электрическим дипольным переходом и предположили, что полоса связана с локальными колебаниями небольшой примеси лития [9]. Для выяснения природы этой полосы необходимы дальнейшие исследования. Инфракрасный спектр кубического кристалла Li_2NiF_4 в общих чертах похож на спектры K_2NiF_4 и Rb_2NiF_4 , но имеет менее четко выраженную структуру. Последнее обстоятельство, однако, может быть связано с недостаточным качеством поликристаллических прессованных образцов, изготовление которых представляет трудности из-за высокой гигроскопичности этого кристалла.

Литература

- [1] K. Nagata, Y. Tomono, M. Kajiura. J. Phys. Soc. Japan, 30, 1202, 1971.
- [2] J. S. Tiwari, A. Mehra, K. G. Srivastava. Japanese J. Appl. Physics, 7, 10, 1968.
- [3] W. Rüdorff, J. Kändler, D. Babel. Z. anorg. allg. Chemie, B-317, 261, 1962.
- [4] W. G. Maisch. J. Appl. Phys., 40, 1330, 1969.
- [5] M. E. Zines. Phys. Rev., 164, № 2, 1967.
- [6] K. Knox, R. G. Schulman, S. Sugano. Phys. Rev., 130, 512, 1963.
- [7] I. Nakagawa, A. Tsuchida, T. Shimanouchi. J. Chem. Phys., 47, 982, 1967.
- [8] P. L. Richards. J. Appl. Phys., 34, 1237, 1963.
- [9] R. W. Alexander, A. E. Hughes, A. J. Sivers. Phys. Rev. B., 1, 1563, 1970.

Поступило в Редакцию 13 января 1972 г.

УДК 539.184

СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ ПАРОВ СВИНЦА В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ И ШУМАНОВСКОЙ ОБЛАСТЯХ

М. Г. Козлов, С. А. Милешина и Г. П. Старцев

Анализ спектра поглощения паров свинца, излагаемый в данной работе, является продолжением серии работ авторов, посвященных спектрам поглощения паров металлов вблизи первых границ ионизации. Спектры получены на трехметровом вакуумном спектрографе с обратной линейной дисперсией 2.78 Å/мм . В качестве просвечивающего источника использовалась водородная лампа, а также ксеноновый безэлектродный источник, позволяющий получать спектры поглощения в интервале длин волн от 210 до 145 нм . Столб паров создавался в высокотемпературной вакуумной печи РЗ-177 типа печи Кинга. Подробнее экспериментальная установка описана в работе [1].

Концентрация поглощающих атомов вычислялась с помощью уравнения упругости насыщающих паров свинца, взятого из работы [2].

$$\lg p_{\text{мм}} = -\frac{10576}{T} + 15.8459 - 2.3846 \lg T. \quad (1)$$

Одновременно точность определения величины произведения концентрации на эффективную длину столба паров контролировалась измерением полного поглощения линий в ультрафиолетовой области спектра, для которых известны силы осцилляторов [3].

Спектр поглощения паров свинца в ультрафиолетовой и шумановской областях впервые был получен в тридцатых годах Кременевским [4]. Из последних исследований спектра паров свинца наибольший интерес представляет работа [5], в которой отождествлены 32 члена серии $6p^2 3P_0 - 6pns^3 P_0^0 [(1/2, 1/2)_0 - (1/2, 1/2)_1^0]$ и 53 члена серии $6p^2 3P_0 - 6pnd^3 D_1^0 [(1/2, 1/2)_0 - (1/2, 3/2)_1^0]$, сходящиеся к пределу 59819.8 см^{-1} $\text{Pb II } 2P_{1/2}^0$. За первой границей ионизации отождествлены 49 автоионизованных линий, сходящихся к состоянию иона свинца $\text{Pb II } 2P_{3/2}^0$ с энергией 73901 см^{-1} .

Количественные измерения сил осцилляторов линий свинца наиболее полно описаны в работе [3]. В этой работе методом крюков определены числа f для резонанс-

ной линии PbI ($f_{283,3} = 0.212 \pm 0.0003$), а также для 17 линий PbI, возникающих при переходах p^2-ps и p^2-pd в области до 220 нм. Абсолютные значения чисел f спектральных линий получены с использованием уравнения упругости насыщающих паров дающего давления паров свинца, практически совпадающие с давлениями, которые получаются из уравнения (1).

Сечение фотоионизации свинца в интервале длин волн от 167 до 145 нм получено в работе [2]. За первым пределом сходимости серий свинца наблюдался фотоионизационный континуум, возмущенный термами, сходящимися к состоянию иона $2P_{3/2}^0$. Взаимодействие конфигураций приводит к тому, что фотоионизационный континуум на некоторых длинах волн имеет области абсолютной прозрачности, т. е. сечение поглощения уменьшается до нуля при всех достижимых в печи Кинга концентрациях. В работе [2] проведен анализ профилей наблюдаемых резонансов в соответствии с теорией Фано.

В настоящей работе получен спектр поглощения паров свинца, начиная от резонансной линии 283.305 нм, а также фотоионизационный континуум и автоионизованные линии непосредственно за границей ионизации. Нами измерены относительные значения сил осцилляторов серии $6p^2\ ^3P_0 - 6pns\ ^3P_1^0$ до $n=15$ и серии $6p^2\ ^3P_0 - 6pnd\ ^3D_1^0$ до $n=12$. Результаты измерений представлены в таблице.

Силы осцилляторов резкой и диффузной серий свинца

n	Переход	Длина волны, нм	$f_{\text{отн.}}$	$f_{\text{абс.}}$
7	$6p^2\ ^3P_0 - 6p7s\ ^3P_1^0$	283, 305	100	$* 0.2120 \pm 0.003$
8	$-6p8s\ ^3P_1^0$	205, 3962	8.15	0.018
9	$-6p9s\ ^3P_1^0$	186, 8761	2.8	0.0057
10	$-6p10s\ ^3P_1^0$	179, 4652	1.32	0.0028
11	$-6p11s\ ^3P_1^0$	175, 6157	1.18	0.0025
12	$-6p12s\ ^3P_1^0$	173, 3433	0.80	0.0017
13	$-6p13s\ ^3P_1^0$	171, 8860	0.47	0.001
14	$-6p14s\ ^3P_1^0$	170, 8921	0.23	0.0005
15	$-6p15s\ ^3P_1^0$	170, 1838	0.19	0.0004
6	$6p^2\ ^3P_0 - 6p6d\ ^3D_1^0$	217, 0704	185	$* 0.39 \pm 0.02$
7	$-6p7d\ ^3D_1^0$	190, 4749	10	0.021
8	$-6p8d\ ^3D_1^0$	181, 2959	7.06	0.016
9	$-6p9d\ ^3D_1^0$	176, 6636	4.7	0.009
10	$-6p10d\ ^3D_1^0$	173, 9999	2.0	0.0042
11	$-6p11d\ ^3D_1^0$	172, 3247	1.9	0.004
12	$-6p12d\ ^3D_1^0$	171, 2003	1.4	0.003
7	$6p^2\ ^3P_0 - 6p7s\ ^1P_1^0$	202, 258	1.7	0.0036

* Данные взяты из работы [3].

Из анализа значений сил осцилляторов линий, сходящихся к определенной границе ионизации, можно путем экстраполяции плотности сил осцилляторов к нулевой энергии получить припороговое значение сечения фотоионизации. В этом случае величина $0.5\ n^{*3}f$ связана с сечением фотоионизации соотношением

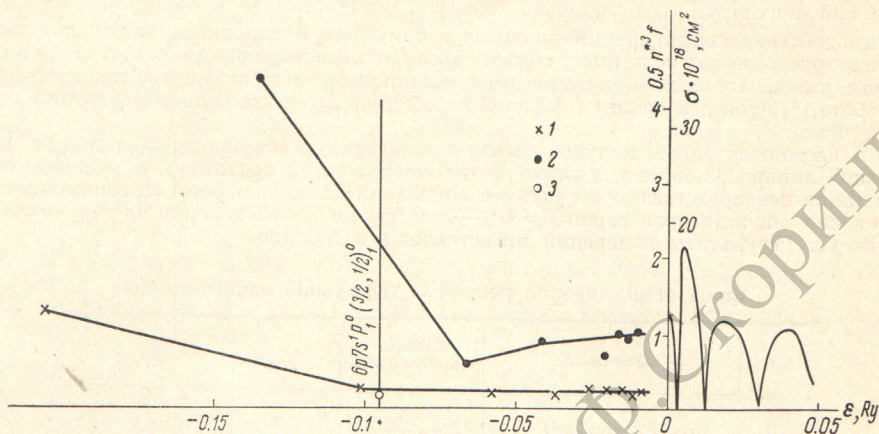
$$\sigma = 8.07 \cdot 10^{-18} \cdot 0.5n^{*3}f, \text{ см}^2. \quad (2)$$

Зависимость плотности сил осцилляторов от энергии термов в ридбергах, полученная нами, представлена на рисунке слева. Экстраполяция значений $0.5\ n^{*3}f$ к границе ионизации дает сечения фотоионизации $2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ для континуума за резкой серией и $8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ для континуума, следующего за диффузной серией. Суммарное значение сечения фотоионизации за первой границей ионизации свинца, согласно формуле (2), должно быть равным $1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Прямое измерение этой величины у порога ионизации свинца, полученной нами методом поглощения с использованием уравнения упругости (1), дает в пределах погрешности эксперимента то же самое значение. Результаты для фотоионизационного континуума свинца приведены на рисунке справа.

Из рисунка следует, что зависимость величины $0.5\ n^{*3}f$ в области отрицательных энергий для свинца изменяется скачкообразно в интервале энергий от -0.2 до -0.05 Ry . Аналогичные скачки в сериальных зависимостях вероятностей переходов атомов второй и третьей групп периодической системы наблюдались в работе [6]. Скачкообразное изменение плотности сил осцилляторов в большинстве случаев связано с взаимными возмущениями серий различных электронных конфигураций. В случае свинца возмущающим термом является уровень $6p7s\ ^1P_1^0$. Положение этого терма и сила осциллятора соответствующей линии поглощения отмечены на рисунке.

О точности значений сил осцилляторов и сечений фотоионизационного континуума, полученных в настоящей работе, можно сказать следующее. Погрешность нашей методики измерений сечений поглощения составляет 25% [1]. При определении относительных значений сил осцилляторов узких линий мы измеряли величину эквивалентной

ширины линии поглощения. При этом не учитывалось изменение полуширины линии вдоль серии вследствие столкновений. В литературе имеется указание на то, что характер уширения высших членов серий (особенно для тяжелых атомов) зависит только от сорта возмущающего газа [7]. В нашем случае уширяющим газом являлся буферный газ гелий, который напускался в вакуумную печь для уменьшения скорости диффузии паров металла из нагретых участков печи. Давление гелия превышало давление паров свинца от десяти до двадцати раз. Согласно статистической теории уширения спектраль-



Зависимость сечения фотоионизации и плотности сил осцилляторов спектральных линий свинца от энергии, отсчитанной от порога ионизации.

1 — серия $6p^2 \ ^3P_0 - 6p7s \ ^3P_1^0$, 2 — серия $6p^2 \ ^3P_0 - 6p7d \ ^3D_1^0$; 3 — линия $6p^2 \ ^3P_0 - 6p7s \ ^1P_1^0$.

ных линий для высших членов серий, значение полуширины уровней должно быть постоянным [7]. Это утверждение проверено экспериментально путем анализа высших членов серий щелочных металлов. Однако не исключена возможность каких-либо отклонений величины уширения высших членов серий свинца от постоянного значения.

Систематическая погрешность может быть связана с использованием уравнения упругости паров свинца как в нашей работе, так и в работах [2, 3]. В этой связи отметим, что проверкой надежности определения сил осцилляторов высших членов серий может служить соответствие результатов измерения атомных констант свинца для положительных и отрицательных значений энергии, отсчитанных от порога ионизации (см. рисунок).

Литература

- [1] М. Г. Козлов, Е. И. Никонова, Г. П. Старцев. *Опт. и спектр.*, 21, 532, 1966.
- [2] R. Herpin, G. V. Marr. *Proc. Roy. Soc.*, A310, 35, 1969.
- [3] Н. П. Пенкин, И. Ю. Ю. Славенас. *Опт. и спектр.*, 15, 154, 1963.
- [4] Н. В. Кременевский. *ДАН СССР*, 6, 251, 1935.
- [5] W. R. S. Garton, M. Wilson. *Proc. Phys. Soc.*, 87, 841, 1966.
- [6] Н. П. Пенкин. *Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы»*. Изд. «Наука», Л., 1970.
- [7] Ш. Чен, М. Такео. *Усп. физ. наук*, 64, 391, 1958.

Поступило в Редакцию 10 января 1972 г.

УДК 535.37 : 548.0

СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ВОЗБУЖДЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ LiH И LiD ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Л. А. Ребане, Б. В. Власов, Ф. Ф. Гаврилов, С. О. Чолах и В. Д. Пирогов

Спектроскопические исследования кристаллов LiH и LiD при низких температурах еще только начинаются [1, 2]. Вместе с тем они кажутся весьма перспективными в качестве кристаллов-оснований для изучения электронно-колебательного взаимодействия в локализованных в них центрах свечения. Во-первых, высокие предельные частоты собственных колебаний этих кристаллов ($\sim 1200 \text{ см}^{-1}$ в LiH и $\sim 800 \text{ см}^{-1}$ в LiD [3]) значительно расширяют область актуальных температур. В частности, температура жидкого азота оказывается для этих кристаллов достаточно «низкой температурой» в смысле степени возбуждения кристаллических колебаний. Во-вторых, возможность