

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ Cd I

Я. Ф. Веролайн и В. И. Привалов

Многоканальным методом задержанных совпадений измерены радиационные времена жизни n^1S ($n=6-10$), n^1D ($n=5-9$), n^3S ($n=6-9$), n^3P ($n=7-9$), n^3D ($n=5-10$) состояний атома кадмия. Показано, что для n^1S -, n^3S - и n^3D -состояний времена жизни подчиняются степенной зависимости типа $\tau_n = Cn^{\alpha}$. Выявлена корреляция в ходе зависимости времени жизни и параметра одноэлектронного приближения от эффективного главного квантового числа.

Введение. Экспериментальная установка

Настоящая работа является продолжением исследований радиационных времен жизни возбужденных состояний атома кадмия, начатых одним из авторов более десяти лет назад. Первая работа [1] была выполнена на экспериментальной установке, работавшей по одноканальному методу задержанных совпадений с малым временным разрешением, с недостаточной

стабильностью основных параметров, что не позволяло получить на кривой распада возбужденного состояния достаточного числа точек, это затрудняло обработку экспериментальных кривых и являлось источником возможных ошибок. В последние годы в связи с развитием различных методов определения радиацион-

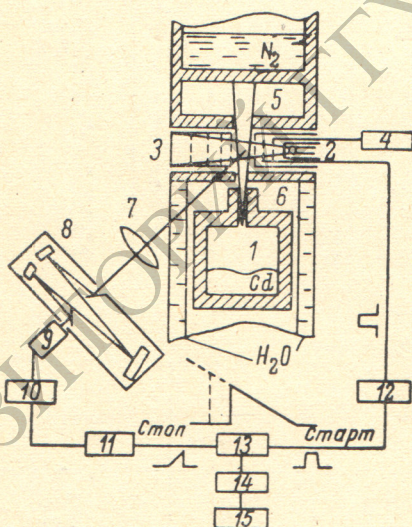


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — тигель с каналом, 2 — электронная пушка, 3 — цилиндр Фарадея, 4 — блок питания электронной пушки, 5 — ловушка для атомного пучка, 6 — холодная щель, 7 — оптическая система, 8 — монохроматор МДР-2, 9 — фотоумножитель, 10 — предусилитель-формирователь, 11 — усилитель, 12 — генератор наносекундных импульсов, 13 — преобразователь времени в амплитуду, 14 — многоканальный анализатор АИ-256-6, 15 — цифрпечать.

ных времен жизни появились новые работы, посвященные исследованию времен жизни уровней атома кадмия. Результаты нашей первой работы не совпадали по некоторым уровням с результатами новых определений, что заставило нас предпринять новые исследования на более совершенной экспериментальной установке. Измерения производились на установке, работающей по многоканальному методу задержанных совпадений [2].

В качестве источника возбужденных атомов использовалась как паронаполненная ячейка, так и скрещенные атомный и электронный пучки. Блок-схема установки со скрещенными пучками приведена на рис. 1. Паронаполненная ячейка, представляющая собой стеклянный баллон

с кадмием и электронной пушкой, помещалась в электрическую печь. Ячейка использовалась при исследовании всех уровней; уровни, переходы с которых наиболее интенсивны, исследовались, кроме того, с применением пересекающихся пучков [3]. Чтобы избежать возможного влияния лабораторного магнитного поля на результаты измерений, создавалось постоянное магнитное поле, параллельное пучку возбуждающих электронов. Это поле создавалось обмоткой печи, в которой находилась паронаполненная ячейка. Мощность печи выбиралась таким образом, чтобы при минимальном рабочем токе на оси печи создавалось поле ~ 10 Э. Измерения производились в интервале давлений паров кадмия $10^{-3} \div 10^{-1}$ тор. Зависимость эффективного времени жизни исследуемого состояния от давления экстраполировалась к нулевому давлению. Энергия возбуждающих электронов была $10 \div 14$ эВ, что соответствовало оптимальным условиям возбуждения исследуемых состояний.

При этих энергиях возбуждающих электронов все экспериментальные кривые распада возбужденных состояний испытывали влияние каскадных переходов и состояли из нескольких экспонент. Для определения радиационного времени жизни кривые разлагались на экспоненты по известному методу [4] как графическим методом, так и с применением ЭВМ.

Результаты измерений и их обсуждение

Исследованные нами возбужденные состояния представлены на схеме рис. 2. Там же приведены переходы, по которым велось исследование и полученные нами значения радиационных времен жизни. В табл. 1 приве-

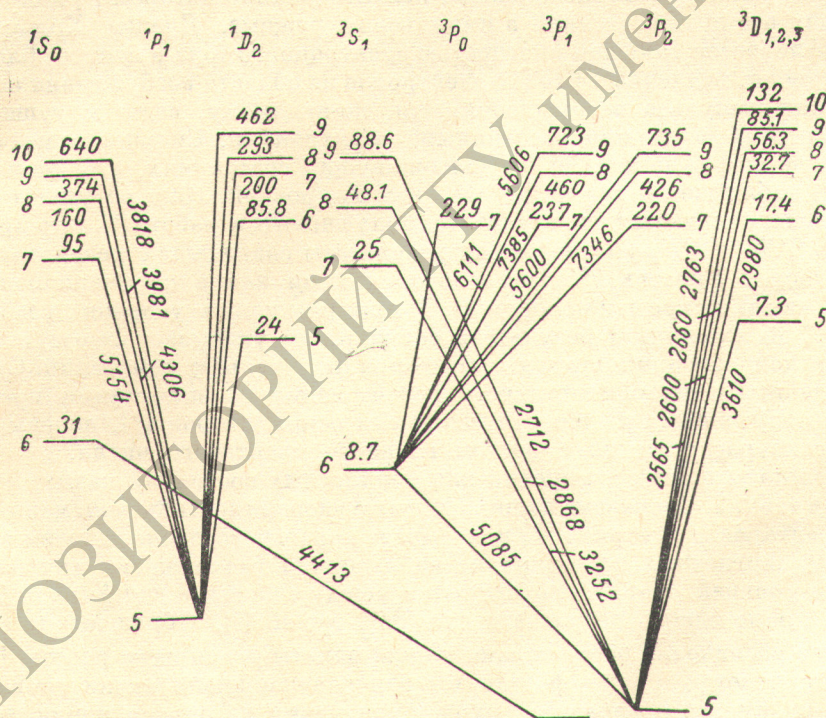


Рис. 2. Схема исследованных уровней кадмия.

дены результаты наших измерений для времен жизни синглетных состояний атома кадмия.

Доверительная вероятность указанных ошибок равна 0.95. В этой же таблице для сравнения приведены данные других авторов. Сравнение данных показывает хорошее согласие для 6^1S_0 -, 5^1D_2 - и 6^1D_2 -уровней, за исключением одного результата по 5^1D_2 -уровню [7]. Для остальных синглетных

Таблица 1
Радиационные времена жизни синглетных состояний Cd I в нс

Уровень	Эксперимент					Теория
	метод задержанных совпадений			магнитный резонанс	метод Ханле	[°]
	настоящая работа	[°]	[°]			
				[°]	[°]	
6^1S_0	31 ± 1.5		29 ± 0.5	68 ± 4 79.5 ± 4	20.9 ± 0.8	29.3
7^1S_0	95 ± 7	115 ± 10	60.8 ± 2.6			67
8^1S_0	160 ± 15	230 ± 2				135
9^1S_0	374 ± 25	327 ± 8				283
10^1S_0	640 ± 50					
5^1D_2	24 ± 2	27.6 ± 1.4	22.3 ± 0.3			
6^1D_2	94 ± 8	85.2 ± 1.2				
7^1D_2	200 ± 12	84.2 ± 4.5				
8^1D_2	293 ± 25	94.7 ± 6.8				
9^1D_2	462 ± 48					

состояний согласие не столь хорошее. Особенно сильно расходятся наши данные с данными работы [⁵] для верхних $1D$ -уровней. Обращает на себя внимание увеличение расхождения по мере роста главного квантового числа; если для 5^1D_2 -уровня результаты почти согласуются, то для 8^1D_2 -уровня они различаются в три раза. Возможно, это обусловлено малой пригодностью «ячейки Хольцберлейна», использованной автором [⁵] для возбуждения атомных состояний в импульсном режиме. Ячейка Хольцберлейна отличается большой плотностью электронного тока в центре области возбуждения, медленным уходом электронов из области возбуждения после окончания импульса возбуждения, что, по-видимому, ведет к тушению возбужденных состояний рассеянными электронами. Сильнее всего этот эффект должен сказываться на долгоживущих состояниях, что, по-видимому, и наблюдается для 9^1S_0 , 7^1D_2 - и 8^1D_2 -уровней. Наш результат для 7^1S_0 -уровня отличается от результата, полученного в работе [⁶], в то время как для 6^1S_0 - и 5^1D_2 -уровней наши результаты совпадают с результатами этой работы. Уровень 7^1S_0 исследовался нами как в паронаполненной ячейке, так и в скрещенных пучках [³] при различных условиях возбуждения. В обоих случаях результаты совпали, что указывает на отсутствие влияния концентрации нормальных атомов на результат измерений. Сравнение данных экспериментального исследования со значениями времен жизни, полученными из теоретических сил осцилляторов [⁹], показывает увеличение расхождения с ростом главного квантового числа.

Результаты наших измерений для триплетных состояний кадмия приведены в табл. 2. Сравнение наших данных с экспериментальными данными других авторов и с теорией [⁹] показывает хорошее согласие, причем в отличие от синглетных состояний не наблюдается расхождения для более высоких уровней. Хорошо согласуются между собой все данные для 6^3S_1 и 5^3D_2 , кроме одного результата для 5^3D_3 -уровня [⁵]. Обращает на себя внимание увеличение расхождения наших данных с данными работы [¹²], полученным методом луч — фольга, с увеличением времени жизни уровней, что, по-видимому, объясняется уходом излучения из объема наблюдения в условиях работы [¹²] из-за углового рассеяния возбужденных атомов после фольги. Этот эффект сильнее сказывается на более долгоживущих состояниях. Сравнение наших данных с данными, полученными методом Ханле показывает, что времена жизни уровней 7^3S_1 и 7^3D_2 , полученные методом Ханле, заметно короче наших значений для этих уровней, в то же время результаты по 6^3S_1 , 5^3D_2 , 6^3D_2 уровням практически совпадают.

Времена жизни n^3P состояний измерялись с разрешением мультиплетности, для всех компонент ($n=7$) и для двух компонент при $n=8, 9$. Как видно из табл. 2, времена жизни компонент хорошо совпадают.

Таблица 2

Радиационные времена жизни триплетных состояний Cd I в нс

Уровень	Эксперимент					Теория
	метод задержанных совпадений		метод Ханле		луч-фольга	
	настоящая работа	[⁸]	[¹⁰]	[¹¹]	[¹²]	[⁹]
6^3S_1	10.6 ± 0.8	18.5 ± 2	9.2 ± 0.3		9.8 ± 0.8	9.75
7^3S_1	25 ± 2	29.9 ± 4.5		18.5 ± 0.5	13.7 ± 1.5	23.9
8^3S_1	48.1 ± 1.5					49.3
9^3S_1	88.6 ± 2.4					95.5
5^3D_j	7.8 ± 0.4	14.7 ± 2.2	7.0 ± 0.6		6.5 ± 0.5	
6^3D_j	17.4 ± 1.9	18.7 ± 2.4		15.7 ± 0.6	11.5 ± 1.5	
7^3D_j	32.7 ± 2.2			24 ± 2	23 ± 3	
8^3D_j	56.3 ± 4.2					
9^3D_j	85.1 ± 4.7					
10^3D_j	132 ± 18					
7^3P_0	229 ± 27					
7^3P_1	237 ± 28					
7^3P_2	220 ± 25					
8^3P_1	460 ± 50					
8^3P_2	426 ± 40					
9^3P_1	723 ± 62					
9^3P_2	735 ± 63					

Анализ полученных значений радиационных времен жизни возбужденных состояний кадмия по сериям, показывает, что для всех исследованных

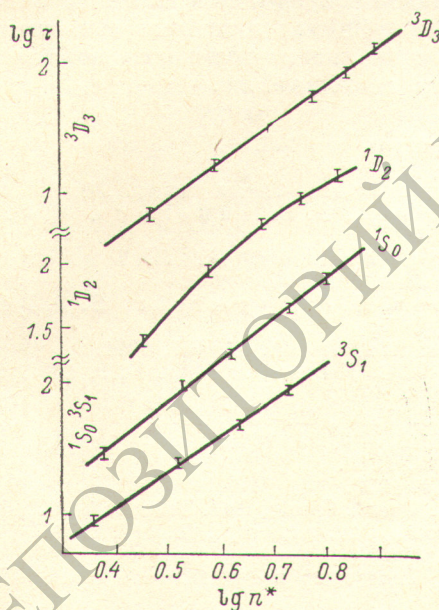


Рис. 3. Графики зависимости $\tau = Cn^{*\alpha}$ в логарифмическом масштабе для исследованных уровней кадмия.

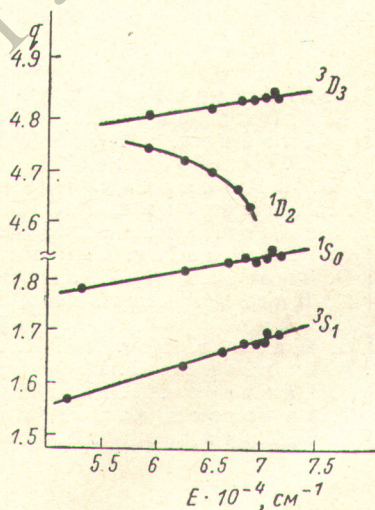


Рис. 4. Графики зависимости параметра одноэлектронного приближения (q) от энергии исследованных уровней кадмия.

серий времена жизни возрастают с увеличением главного квантового числа. Для $1S$; $3S$ и $3D$ серий времена жизни подчиняются степенной зависимости типа

$$\tau_n = Cn^{*\alpha},$$

где C и α — постоянные для данной серии, n^* — эффективное главное квантовое число. Для 1D -серии степенной зависимости не наблюдается (рис. 3).

Груздевым [13] был предложен критерий применимости одноэлектронного приближения. В качестве такого критерия было выбрано поведение параметра q в зависимости от энергии терма E . Параметр q определяется следующим образом:

$$q = \sqrt{\frac{2}{|E|}} - 2p - 1,$$

где p — радиальное квантовое число.

В случае монотонного поведения этого параметра, должно выполняться одноэлектронное приближение. При отсутствии возмущения в сериях атома Cd параметр q должен монотонно возрастать с увеличением энергии. При наличии возмущения параметр q уменьшается с увеличением энергии.

Нами были построены графики поведения параметра q для исследованных спектральных серий Cd I (рис. 4). Как видно из сравнения рис. 3 и 4, наблюдается корреляция между поведением времени жизни уровней одной серии и параметра одноэлектронного приближения: там, где есть линейная зависимость для τ , наблюдается линейная зависимость для q (серии 1S ; 3S и 3D), и наоборот, отклонение от линейности зависимости для q совпадает с отклонением от линейности зависимости для τ (серия 1D). Нелинейное поведение зависимостей для 1D серии вызвано наличием возмущения для этой серии.

Отметим, что такой анализ экспериментальных данных по радиационным временам жизни по спектральным сериям с сопоставлением их с соответствующим этим сериям параметрам одноэлектронного приближения, позволяет, по нашему мнению, во-первых, обнаруживать случайную ошибку (промах) в экспериментальном определении времени жизни, а во-вторых, путем экстраполяции имеющихся линейных зависимостей для τ , определять времена жизни уровней, не поддающихся по тем или иным причинам экспериментальному исследованию.

Литература

- [1] А. Л. Ошерович, Я. Ф. Веролайн. Опт. и спектр., 20, 929, 1966.
- [2] А. Л. Ошерович, М. Л. Бурштейн, А. Я. Николаич, Я. Ф. Веролайн. ПТЭ, № 6, 210, 1975.
- [3] А. Л. Ошерович, Я. Ф. Веролайн, А. Я. Николаич, В. И. Привалов. Вестн. ЛГУ, № 4, 69, 1976.
- [4] А. Л. Ошерович, Е. Н. Борисов, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайн. Опт. и спектр., 39, 820, 1975.
- [5] A. R. Schaefer. J. Quant. Spectr. Rad. Transf., 11, 197, 1971.
- [6] D. Cvejanovic, A. Adams, G. C. King. J. Phys. B, 9, 1657, 1976.
- [7] M. Barrat. Compt. rend., 257, 1463, 1963.
- [8] M. Chantepie, J.-L. Cojan. J. Phys., 36, 1067, 1975.
- [9] B. Warner. Mon. Not. R. Astr. Soc., 140, 53, 1968.
- [10] B. Lanierse. J. Physique, 29, 427, 1968.
- [11] B. Lanierse. J. Physique, 31, 439, 1970.
- [12] T. Andersen, G. Sorensen. J. Quant. Spectr. Rad. Transf., 13, 369, 1973.
- [13] П. Ф. Груздев, А. И. Шерстюк. Опт. и спектр., 40, 617, 1976.

Поступило в Редакцию 10 июля 1978 г.