

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛИНИЙ АТОМА РТУТИ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

И. В. Семенова и Ю. М. Смирнов

В спектральной области 2270–7730 Å измерены 78 функций возбуждения линий атома ртути электронным ударом при изменении энергии электронов от пороговой до 400 эВ. С использованием литературных данных о радиационных временах жизни энергетических состояний ртути и силах осцилляторов определены вероятности переходов для 22 линий, а также сечения возбуждения для 13 уровней атома ртути (для двух из них определен вклад каскадных переходов). Для трех уровней определено время жизни, исходя из полученных вероятностей переходов. Установлена зависимость сечения возбуждения от главного квантового числа верхнего уровня для шести спектральных серий.

Ртуть как объект для изучения элементарных процессов является классическим объектом; достаточно отметить, что пионерская работа Ганле и Шаффернихта посвящена именно изучению сечений возбуждения атома ртути [1]. В дальнейшем экспериментаторы неоднократно возвращались к исследованию возбуждения ртути как из-за удобства ее экспериментального исследования, так и вследствие появления практических применений электрического разряда в парах ртути (подробный обзор этих экспериментов содержится, например, в [2]). Однако при этом многочисленные исследователи ограничивались, как правило, изучением возбуждения нескольких сильнейших атомных линий, что не давало возможности определить с достаточной надежностью сечения возбуждения энергетических уровней, а также установить основные закономерности в поведении сечений возбуждения.

Эксперимент

Нами создана чувствительная установка для измерения сечений возбуждения ртути электронным ударом, схема которой изображена на рис. 1. Экспериментальная трубка ЭТ представляет собой цилиндрическую оболочку из нержавеющей стали, закрываемую с торцов фланцами, в которые вварены переходы ковар—стекло—кварц. Окна *O* из оптического кварца позволяют работать в спектральном диапазоне 0.2–2.5 мкм. От основной трубки отходит отросток со ртутью, который охвачен съемной рубашкой водяного охлаждения. При нормальных условиях концентрация атомов ртути в камере столкновений соответствует давлению $4 \cdot 10^{-4}$ тор. Откачка системы осуществляется двумя паромасляными насосами ДН₁ и ДН₂, включенными тандемом, через металлический вентиль *B* и азотную ловушку *АЛ*. Проводимость этого участка вакуумпровода невелика, что резко снижает миграцию как ртути, так и масла, обеспечивая тем не менее достаточно высокий предельный вакуум по неконденсирующимся остаточным газам. Выхлоп форвакуумного насоса ФН осуществлялся в специальный выхлопной коллектор *ВК*, исключавший проникновение паров ртути в помещение. Первоначально вакуум в системе контролировался манометрическими лампами ПМИ-2 и ПМТ-2 (предельный вакуум был

$1.0 \cdot 10^{-6}$ тор), однако впоследствии лампа ПМИ-2 утратила работоспособность из-за проникновения паров ртути.

Внутри экспериментальной трубки была смонтирована тетродная система с плоским оксидным катодом косвенного накала с эмиттирующей поверхностью 13×190 мм². Корпуса сетки C_1 и анода (коллектора электронов) A изготовлены из никелевой ленты, а сетки C_1 , C_2 , A_1 и A_2 — из молибденовой сетки 1.0×1.0 мм². Первая сетка, имевшая положительный по отношению к катоду потенциал до $+10$ В, вытягивала электроны из облака пространственного заряда и служила также для управления током

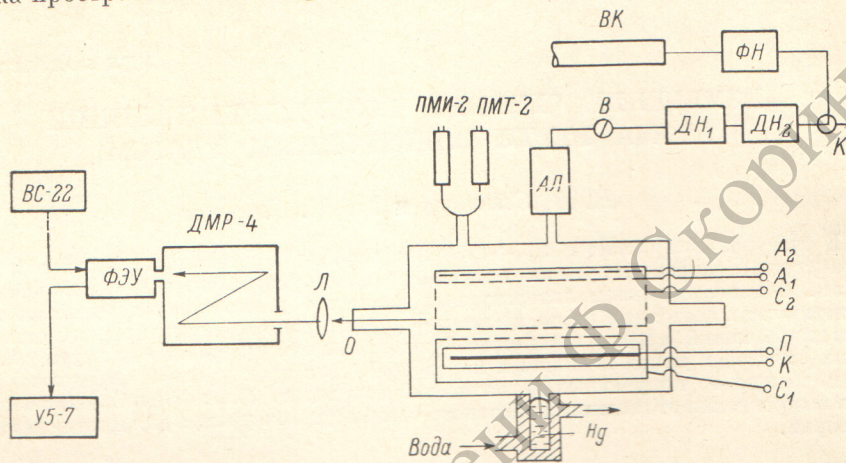


Рис. 1. Схема установки для измерения сечений возбуждения ртути электронным ударом.

электронов при их неизменной энергии в пространстве столкновений. Вторая сетка охватывала с трех сторон пространство столкновений (пролетное расстояние для электронов 24 мм) и имела одинаковый потенциал с анодом и с оболочкой вакуумной системы. Анод A_2 , расположенный внутри A_1 , мог быть использован для изучения распределения электронов по энергиям методом задерживающей разности потенциалов. При измерениях сечений возбуждения аноды A_1 и A_2 объединялись и измерялся общий коллекторный ток.

Излучение, возникавшее в результате возбуждения атомов ртути электронами, выходит из объема трубки через кварцевое окно и кварцевой линзой L фокусируется на входную щель монохроматора ДМР-4. После разложения в спектр излучение попадает на фотокатод фотоэлектронного умножителя ФЭУ, питаемого высоким напряжением от стабилизированного источника ВС-22. Фототок ФЭУ измеряется электрометрическим усилителем У5-7.

Результаты измерений и обсуждение

Измерены 78 функций возбуждения линий атома ртути в спектральной области $2269 \div 7728$ Å, причем энергия электронов изменялась в области от пороговой до 400 эВ. По форме функции возбуждения могут быть разделены на 7 основных групп, причем форма функций возбуждения коррелирует с их принадлежностью линиям различных спектральных серий. Величина сечений в максимуме функций возбуждения закономерно убывает с ростом главного квантового числа верхнего уровня; эти зависимости для триплетных серий изображены на рис. 2. Для синглетных серий аналогичные зависимости не могут быть построены, так как все члены синглетных серий, начиная с третьего, расположены в спектре слишком близко к интеркомбинационным переходам из триплетных состояний на тот же синглетный уровень и не могут быть зарегистрированы раздельно при

достигнутом нами спектральном разрешении. Однако оказалось возможным построить такую зависимость для интеркомбинационной серии $7s^3S_1 - np^1P_1^0$.

Кривые, подобные изображенным на рис. 2, были нами ранее получены для атомов криптона и ксенона [3].

Если несколько спектральных линий имеют общий верхний уровень, то по относительным интенсивностям этих линий, измеренным в условиях возбуждения разреженного газа монокинетическим пучком электронов, могут быть определены относительные величины вероятностей спонтанных переходов A_{ki} . Для определения абсолютных значений можно воспользоваться соотношением

$$\tau_k = \frac{1}{\sum_i A_{ki}},$$

где τ_k — радиационное время жизни уровня k . Времена жизни для нескольких низлежащих состояний атома ртути измерялись неоднократно.

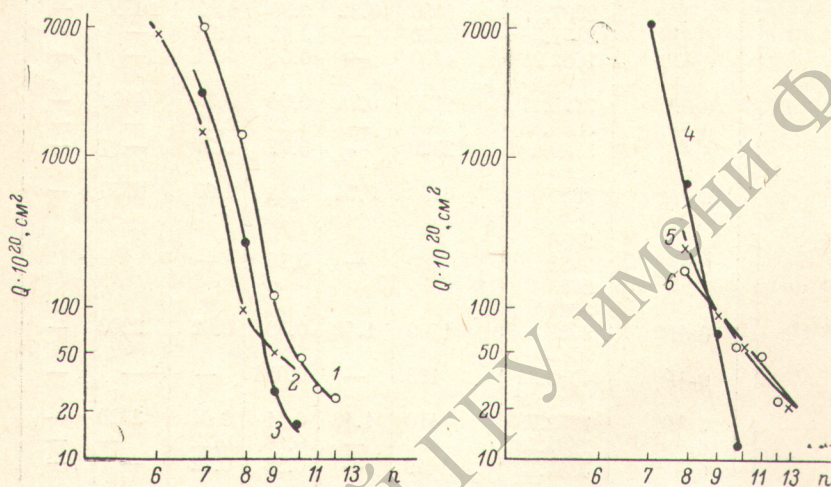


Рис. 2. Зависимость величины сечений в максимуме функций возбуждения от главного квантового числа верхнего уровня для различных серий:

1 — $6p^3P_2^0 - ns^3S_1$, 2 — $6p^3P_2^0 - nd^3D_3$, 3 — $6p^3P_0^0 - ns^3S_1$, 4 — $6p^3P_1^0 - ns^3S_1$, 5 — $6p^3P_1^0 - nd^3D_3$, 6 — $7s^3S_1 - np^1P_1^0$.

тно; наиболее подробные измерения, выполненные в работе [4], охватывают семь атомных уровней. С использованием этих данных и полученных в настоящей работе относительных интенсивностей линий нами рассчитаны вероятности переходов для 17 линий атома ртути.

Эти результаты представлены в табл. 1, где приведены также времена жизни из [4] и измеренные нами сечения возбуждения спектральных линий Q . Кроме того, для тех же семи уровней определены с учетом факторов ветвления также сечения возбуждения электронным ударом Q'_k (заселение происходит как в результате прямого возбуждения электронным ударом, так и в результате каскадных процессов). Для состояний $6p^3P_1^0$ и $7s^3S_1$ определен вклад каскадного заселения, что дало возможность найти сечение прямого возбуждения уровня только в результате электронного удара q_k . Из результатов табл. 1 следует, что уровень $6p^3P_1^0$ более чем наполовину заселяется в результате каскадных переходов, в то время как доля каскадного заселения уровня $7s^3S_1$ — около $1/8$. При этом для $6p^3P_1^0$ учтен вклад 25 каскадных переходов, а для $7s^3S_1$ — 11.

В справочнике [5] содержатся компилятивные значения сил осцилляторов для ряда линий Hg I; там же указаны статистические веса соответствующих состояний, что дает возможность рассчитать вероятности

переходов. Рассчитанные по этим данным вероятности переходов также приводятся в табл. 1. В большинстве случаев имеет место удовлетворительное согласие результатов с этими значениями, однако существует довольно значительное расхождение для вероятностей переходов с верхнего уровня 6^3D_1 , а также для линии 2752.78 \AA . Если в первом случае наиболее вероятной причиной расхождения является недостаточная точ-

Таблица 1

Верхний уровень	Нижний уровень	$\lambda, \text{ \AA}$	$Q \cdot 10^{20}, \text{ см}^2$	$\tau_k \cdot 10^8, \text{ с}$	$A_{ki} \cdot 10^8, \text{ с}^{-1}$		$Q'_k \cdot 10^{20}, \text{ см}^2$	$\frac{\Sigma_{\text{каск}}}{Q'_k}$	$gk \cdot 10^{20}, \text{ см}^2$
					наши	[$^{\circ}$]			
$6p^3P_1^0$	$6s^1S_0$	2536.52	16800	10.8	0.093	0.091	16800	0.52	8040
$7s^3S_1$	$6p^3P_0^0$	4046.56	2840	—	0.25	0.22	17300	0.115	15300
	$6p^3P_1^0$	4358.33	6720	0.80	0.48	0.53	—	—	—
	$6p^3P_2^0$	5460.74	7750	—	0.56	0.59	—	—	—
$6d^3D_1$	$6p^3P_0^0$	2967.28	2050	0.62	0.30	1.03	10980	—	—
	$6p^3P_1^0$	3131.54	4530	—	0.66	1.28	—	—	—
	$6p^3P_2^0$	3662.88	4400	—	0.64	0.24	—	—	—
$6d^3D_2$	$6p^3P_1^0$	3125.67	1120	0.74	0.34	0.39	4400	—	—
	$6p^3P_2^0$	3654.83	764	—	0.23	0.23	—	—	—
	$6p^3P_1^0$	5769.6	2520	—	0.77	0.27	—	—	—
$6d^3D_3$	$6p^3P_2^0$	3650	6750	0.74	1.35	1.07	6750	—	—
$7d^3D_{1,2,3}$	$6p^3P_1^0$	2650	460	—	0.15	—	—	—	—
		2652							
		2653							
	$6p^3P_1^0$	3021	1560	1.40	0.50	0.62	2200	—	—
		3023							
$6p^1P_1^0$	4339.22	183	—	0.058	—	—	—	—	
$8s^3S_1$	$6p^3P_0^0$	2752.78	410	1.40	0.11	0.04	2620	—	—
	$6p^3P_1^0$	2893.59	670	—	0.18	0.22	—	—	—
	$6p^3P_2^0$	3341.48	1440	—	0.38	0.22	—	—	—

Таблица 2

Верхний уровень	Нижний уровень	$\lambda, \text{ \AA}$	$Q \cdot 10^{20}, \text{ см}^2$	$A_{ki} \cdot 10^{-8}, \text{ с}^{-1}$	$\tau_k \cdot 10^8, \text{ с}$	$Q'_k \cdot 10^{20}, \text{ см}^2$
$8s^1S_0$	$6p^3P_1^0$	2856.94	60.4	0.013	2.7	1670
	$6p^1P_1^0$	4916.07	1610	0.357*	—	—
$8p^1P_1^0$	$7s^3S_1$	6716.43	148	—	—	450
	$7s^1S_0$	7728.82	302	—	—	—
$9s^3S_1$	$6p^3P_0^0$	2464.06	25.2	0.019*	—	—
	$6p^3P_1^0$	2576.29	66.3	0.016*	7.5	215
				0.050*		
$6p^3P_2^0$	2925.4	123	0.065*	—	—	
$10s^1S_0$	$6p^1P_1^0$	2441.10	8.63	0.005	6.9	250
		3801.66	240	0.139*		
$10s^3S_1$	$6p^3P_0^0$	2345.43	17.3	—	—	141
	$6p^3P_2^0$	2759.7	38.4	—	—	—
	$6p^3P_1^0$	2446.90	85.5	—	—	—
$11p^1P_1^0$	$7s^3S_1$	5102.71	49.6	—	—	118
		5549.63	68.7			

ность определения времени жизни уровня 6^3D_1 в работе [4], то причина расхождения для линии 2752.78 \AA остается неясной.

Помимо приведенных в табл. 1 могут быть использованы для определения масштаба абсолютных значений вероятности переходов из [5], отмеченные в табл. 2 звездочкой. Определение вероятностей переходов, данных в табл. 2, позволяет найти время жизни соответствующих энергетических уровней (экспериментальные значения времени жизни для этих уровней отсутствуют). Для шести высоколежащих энергетических уровней HgI с $n=8-11$ определены сечения возбуждения электронным ударом (без вычитания вклада каскадного заселения), так как для нахождения фактора ветвления достаточно знать относительные значения вероятностей переходов, имеющих общий верхний уровень.

Хотя нами получены в большом количестве функции возбуждения для линий, у которых верхние состояния относятся к синглетным и триплетным d -уровням, расчет вероятностей переходов для этих линий сейчас невозможен, так как при достигнутом спектральном разрешении для всех $n \geq 8$ не удастся разрешить не только триплетные состояния с различными J , но и отделить триплетные переходы от синглетных. По этой же причине в табл. 2 отсутствуют данные о сечениях возбуждения $9p$ - и $10p$ -уровней.

Авторы благодарны В. П. Самойлову за помощь при калибровке абсолютных величин сечений.

Литература

- [1] W. Hanle, W. Schaffernicht. *Ann. d. Phys.*, **6**, 905, 1930.
- [2] Г. Месси, Е. Бархон. *Электронные и ионные столкновения*. ИЛ, М., 1958.
- [3] Г. С. Ростовикова, В. П. Самойлов, Ю. М. Смирнов. *Опт. и спектр.*, **35**, 586, 1973; Ю. М. Смирнов. *Опт. и спектр.*, **32**, 1251, 1972.
- [4] J. Andersen, G. Sorensen. *JQSRT*, **13**, 369, 1973.
- [5] Г. А. Касабов, В. В. Елисеев. *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы*. АИ, М., 1973.

Поступило в Редакцию 25 сентября 1975 г.