

интенсивности люминесценции совпадает с положением интенсивных пиков термолюминесценции (см. рисунок, б). Следует отметить, что с ростом концентрации активатора высота пика термолюминесценции при $T \approx 340$ К убывает, а высота пика при $T \approx 380$ К возрастает. Все это позволяет предполагать, что пик термолюминесценции при $T \approx 380$ К связан с разрушением Mn^{+} -центров.

Авторы благодарны В. И. Остроумову за неизменный интерес к работе и ценные обсуждения.

Литература

- [1] Э. Д. Алукер. Радиационная физика, 5, 7. Изд. «Зинатне», Рига, 1967.
- [2] Е. И. Шуралева, И. А. Парфианович, П. С. Ивахненко. VII Уральская конференция по спектроскопии, вып. 3. Спектроскопия твердого тела, 11. Свердловск, 1971.
- [3] К. К. Шварц, Э. Д. Алукер, И. П. Мезина, М. М. Грубе. Радиационная физика, 1, 73. Изд. АН ЛатвССР, Рига, 1964.
- [4] А. Е. Скребляков, Т. И. Морозова, Э. Р. Ильмас, В. Д. Золотков, Г. П. Мордюк, В. С. Мордюк. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 1164, 1974.
- [5] Э. Д. Алукер, Г. Ф. Добрянский, И. П. Мезина. Радиационная физика, 4, 99. Изд. «Зинатне», Рига, 1966.

Поступило в Редакцию 9 июля 1975 г.

УДК 539.182.2

О КОНТУРАХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ТАЛЛИЯ В СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СМЕСИ ПАРОВ РТУТИ И ТАЛЛИЯ

Э. К. Крауля, С. Я. Лиена и А. Я. Скудра

Если атомы таллия при сенсibilизированной флуоресценции Hg—Tl возбуждаются в ударах второго рода по схеме



то положительный или отрицательный дефект энергии ΔE изменяет кинетическую энергию соударяющихся атомов, а это в свою очередь из-за эффекта Допплера изменяет контур спектральных линий. Однако такое изменение имеет место только в том случае, когда оптический переход произойдет ранее, чем избыток или недостаток кинетической энергии возбужденных атомов успеет выравняться в соударениях до термической энергии и прежде, чем произойдет резонансная передача энергии. Эти условия выполняются при концентрациях невозбужденных атомов таллия $10^{11} \div 10^{13}$ см $^{-3}$, какие применялись в данной работе. Концентрация атомов ртути была $1.0 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

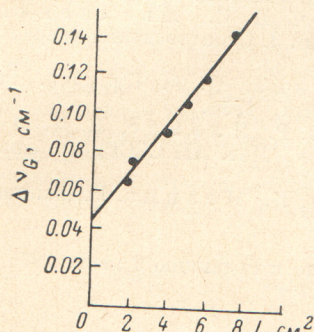
Исследовались контуры спектральных линий таллия 351.9 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$), 352.9 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$), 323.0 нм ($8^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) и 535.0 нм ($7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) с положительным дефектом энергии ($+\Delta E$) и 655.0 нм ($8^2P_{3/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$), и 671.4 нм ($8^2P_{1/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$) с отрицательным дефектом энергии ($-\Delta E$).

Кварцевая трубка флуоресценции длиной 200 мм и расширенной передней частью размерами 20×25×25 мм имела два отростка: один для изотопа Tl^{205} и второй — для природной ртути. Температура отдельных частей трубки поддерживалась электрическими печами и термостатом. Температура отростка с таллием изменялась в пределах 670÷870 К, отростка с ртутью — 313.0 ± 0.5 К, а ячейки флуоресценции 980 ± 5 К. Эксперименты проводились при непрерывной откачке. В качестве источников возбуждения атомов ртути использовались высокочастотные безэлектродные ртутные лампы [1]. Концентрация невозбужденных атомов таллия определялась методом линейного поглощения.

Контуры спектральных линий исследовались сканирующим интерферометром Фабри—Перо подобно [2, 3]. При фотоэлектрической регистрации интерференционной картины использовался счетчик фотонов [4].

¹ Знак «+» обозначает, что возбужденный уровень атома ртути расположен выше, чем у возбужденного атома таллия на ΔE , а знак «—» обозначает, что возбужденный уровень атома ртути лежит на ΔE ниже возбужденного уровня атома таллия.

Получаемый в эксперименте контур спектральной линии представляет собой суперпозицию истинного и аппаратного контура. Если изменение интенсивности в спектральной линии с частотой для двух различных видов уширения выражается функциями $g(x)$ и $G(x)$, то при одновременном воздействии каждого из этих факторов в точке контура, где $x=\nu$, результирующее распределение интенсивности определяется через интеграл свертки $F(\nu) = \int g(\nu - x) G(x) dx$. $F(\nu)$ выражается хорошо известным интегралом Фойгта, если функции $g(x)$ и $G(x)$ имеют дисперсионную и гауссовскую форму соответственно. Это использовалось и при определении профиля аппаратного контура, где необходимо учитывать несколько факторов, каждый из которых, независимо от других, приводит к созданию аппаратного контура регистрирующей системы.



Гауссовская часть ширины регистрируемого контура спектральной линии 351.9 нм в высокочастотной безэлектродной лампе таллия в зависимости от используемой площади зеркал интерферометра Фабри—Перо.

Для экспериментального определения аппаратного контура использовалась высокочастотная безэлектродная лампа таллия, спектральные линии которой были сняты при разных толщинах интерферометра и разных величинах используемых площадей зеркал. Анализ регистрируемых контуров при помощи таблиц интеграла Фойгта [5] позволил определить отдельно дисперсионную и гауссовскую часть аппаратного контура. На рисунке показано, как меняется гауссовская часть ширины регистрируемого контура в зависимости от используемой площади зеркал. Эта зависимость линейна и, экстраполируя полученную прямую для случая полностью закрытой диафрагмы (когда исключено влияние не точности обработки поверхности зеркал), на оси ординат получаем ширину гауссовской части спектральной линии в источнике излучения. Если эта величина известна, то легко высчитать гауссовскую часть аппаратной функции при любой используемой величине площади зеркал.

Аппроксимированный фойгтовским интегралом аппаратный контур проверялся также в эксперименте по исследованию резонансной флуоресценции таллия. Атомы таллия возбуждались резонансной линией таллия 276.8 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$) от высокочастотной безэлектродной лампы. Исследовался контур линии таллия 352.9 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$). Полученный контур анализировали, отделяя уже полученные дисперсионные и гауссовские части аппаратного контура. Полученное доплеровское уширение сравнивалось с рассчитанным в соответствии с температурой трубки флуоресценции. Результаты приведены в табл. 1.

В табл. 2 приведены значения доплеровских ширин контуров спектральных линий таллия, определенные по экспериментально измеренным контурам с учетом ширины аппаратного контура и рассчитанные по температуре трубки флуоресценции. Ширины линий измерены с относительной ошибкой в 5%. В табл. 2 также приведены концентрации атомов таллия в основном состоянии.

Полученные результаты показывают, что уровни таллия $8^2S_{1/2}$, $6^2D_{3/2}$, $8^2P_{3/2}$ и $8^2P_{1/2}$ возбуждаются в ударах второго рода с атомами $Hg6^3P_1$. Избыток положительного дефекта энергии ΔE при возбуждении уровней $8^2S_{1/2}$ и $6^2D_{3/2}$ выявляется в дополнительном доплеровском уширении линий. Анализ контуров линий 323.0 нм ($8^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) и 351.9 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) производился с использованием таблиц интеграла Фойгта, так как полагали, что при кинетической энергии атомов в ячейке флуоресценции, сравнимой с дополнительной кинетической энергией, результирующее распределение возбужденных атомов по скоростям еще может

Таблица 1
Измеренные и рассчитанные ширины спектральной линии таллия 352.9 нм в резонансной флуоресценции

	Ширина регистрируемого контура, см ⁻¹	Ширина аппаратного контура		Ширина линии таллия 352.9 нм в резонансной флуоресценции	
		ширина дисперсионной части, см ⁻¹	ширина гауссовской части, см ⁻¹	суммарная ширина естественного столкновительного уширения, см ⁻¹	доплеровское уширение, см ⁻¹
Измерено	0.067	0.016	0.030	0.002	0.044
Рассчитано	0.067	0.016	0.030	0.001	0.044

Таблица 2

Измеренные и рассчитанные доплеровские уширения спектральных линий таллия

λ , нм	Переход	ΔE , эВ	N_0 (Тл), см^{-3}	Измеренное доплеровское уширение при сенсibilизированной флуоресценции, см^{-1}	Рассчитанное доплеровское уширение при температуре ячейки, см^{-1}	Измеренное доплеровское уширение в резонансной флуоресценции, см^{-1}
323.0	$8^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+0.083	$1.2 \cdot 10^{13}$	0.056	0.048	0.048
351.9	$6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+0.398	$1.0 \cdot 10^{11}$	0.086	0.045	—
352.9	$6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+0.408	$2.8 \cdot 10^{11}$	0.046	0.044	0.044
535.0	$7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+1.603	$2.0 \cdot 10^{11}$	0.029	0.029	0.029
655.0	$8^2P_{3/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$	-0.289	$5.0 \cdot 10^{13}$	0.015	0.025	—
671.4	$8^2P_{1/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$	-0.242	$5.0 \cdot 10^{13}$	0.018	0.024	—

быть описано максвелловским распределением [6]. Отрицательный дефект энергии при возбуждении уровней $8^2P_{3/2}$ и $8^2P_{1/2}$ дает доплеровскую ширину линий, значительно меньшую рассчитанной при температуре ячейки флуоресценции. Уровень таллия $6^2D_{3/2}$ также заселяется в соударениях с оптически возбужденной ртутью, только дополнительное доплеровское уширение для линии 352.9 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) не наблюдается из-за сильного пленения излучения линии 276.8 нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$).

Совпадающие доплеровские уширения для линии 535.0 нм ($7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) в резонансной и сенсibilизированной флуоресценции соответствуют тому, что уровень таллия $7^2S_{1/2}$ заселяется каскадными переходами с более высоких уровней таллия, как это и показано в работе [7].

Литература

- [1] Э. К. Крауляня, А. П. Убелис, С. Я. Лица, Ю. А. Силиньш, Я. В. Ериньш, Я. П. Клявиньш. Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов, сб. 3, 113, Латв. ГУ им. П. Стучки, Рига, 1971.
- [2] Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка. Вестн. ЛГУ, 4, 9, 1956.
- [3] С. Я. Лица, Э. К. Крауляня. Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов, сб. 1, 37, Латв. ГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
- [4] Р. В. Орлов, У. В. Янсон, Я. Т. Вейналд. ПТЭ, 2, 241, 1975.
- [5] F. T. Davies, J. M. Vaughan. Astroph. J., 137, 1302, 1963.
- [6] В. А. Дудкин. Опт. и спектр., 25, 185, 1968.
- [7] А. Э. Лездинь. Автореф. канд. дисс., Рига, 1975.

Поступило в Редакцию 21 июля 1975 г.

УДК 539.196.3+535.34

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ УДАРНОЙ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ИОДА

Р. В. Манвелян, В. К. Потапов, А. А. Перов и С. Е. Куприянов

В литературе практически отсутствуют сведения о процессах ударной диссоциации ускоренных ионов, образованных при взаимодействии монохроматических фотонов с молекулами. Сечение диссоциации $\sigma_{\text{уд}}$ при столкновении ионов с тяжелыми частицами, как следует из работ по электронному удару [1], зависит от возбуждения исходных ионов, приобретаемого в процессах прямой ионизации или автоионизации. Представляло интерес на примере иода, как двухатомной молекулы, установить связь между энергией возбуждения молекулярного иона и сечением его ударной диссоциации $\sigma_{\text{уд}}$. Применение фотоионизационной масс-спектрометрии по сравнению с методом электронного удара позволяет точно задавать электронно-колебательное состояние первичных ионов при варьировании энергии фотонов.

Исследования проводили на химическом масс-спектрометре МХ 1311 [2], который был приспособлен для изучения процессов столкновения ускоренных ионов с атомами и молекулами в области между источником ионов и магнитным анализатором.