

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ РТУТИ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ РТУТИ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

С. П. Варшавский, А. А. Митюрева и Н. П. Пенкин

Определены эффективные сечения столкновений нормальных атомов ртути с электронами, приводящие к возникновению возбужденных ионов ртути. Измерены функции возбуждения и абсолютные величины эффективных сечений уровней S , P , D , относящихся к обычной системе термов иона $Hg II$, а также четырех нижних уровней бейтлеровской системы. Обнаружено, что сечения возбуждения в обычной и бейтлеровской системах имеют одинаковый порядок величины: 10^{-18} — 10^{-19} см². Сечение возбуждения резонансного уровня $6^2P_{1/2}$ равно $7,0 \cdot 10^{-18}$ см².

Электронной конфигурацией наиболее внешних оболочек основного состояния атома $Hg I$ является конфигурация $5d^{10}6s^2$. При отрыве валентного электрона $6s$ образуется ион ртути в нормальном состоянии с конфигурацией $5d^{10}6s$. Возбужденным состояниям $5d^{10}nx$ соответствует обычная дублетная система термов (рис. 1). Сравнительно легко образуются возбужденные ионы ртути и при вырывании электрона из d оболочки с одновременным возбуждением внешнего электрона. Образующаяся при этом система термов (бейтлеровская), отвечающая конфигурации $5d^96snx$, является весьма сложной, так как в ее состав входят незамкнутые группы электронов. Наиболее глубоко расположен дублетный терм $5d^96s^2\ ^2D$ с обращенным порядком уровней.

Возбужденные ионы ртути образовывались при столкновениях электронов с нормальными атомами ртути в приборе типа трубки Ганле. Описание экспериментальной установки дано в работе [1].

Число переходов атомов в единицу времени из основного состояния 0 в состояние иона k за счет столкновений с электронами, скорость которых равна v , определяется соотношением

$$\Delta N_{0k} = N_0 n_e(v) Q_{0k}(v), \quad (1)$$

N_0 — концентрация нормальных атомов, $n_e(v)$ — число электронов, пересекающих единицу площади поперечного сечения пучка в единицу времени со скоростью v ; $Q_{0k}(v)$ — сечение прямого возбуждения k -состояния иона.

Число спонтанных переходов с уровня l иона на уровень k равно числу квантов спонтанного излучения

$$\Delta N_{lk} = N_l A_{lk} = \frac{I_{lk}}{h\nu_{lk}}, \quad (2)$$

N_l — концентрация ионов в состоянии l , A_{lk} — вероятность спонтанного перехода $l \rightarrow k$, I_{lk} — интенсивность соответствующей спектральной линии, $h\nu_{lk}$ — энергия излученного кванта.

При выполнении условий, когда уровень k заселяется только за счет прямого возбуждения и каскадных переходов, а разрушается путем спонтанного высвечивания, уравнение баланса имеет вид

$$N_0 n_e(v) Q_{0k}(v) + \sum_{l=k+1}^{\infty} N_l A_{lk} = \sum_{r=0}^{k-1} N_k A_{kr}. \quad (3)$$

не зависит от скорости электронов. Полученные данные находятся в согласии с результатами работы Шаффернихта [2].

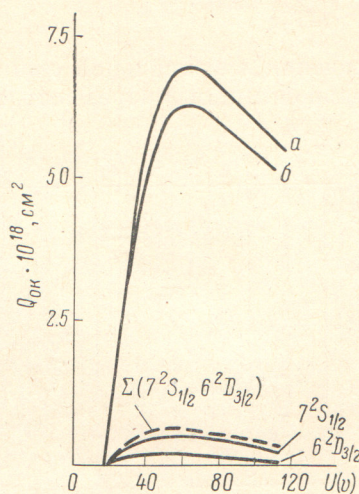


Рис. 2. Функции возбуждения спектральной линии 1942 Å (а) и уровня $6^2P_{3/2}$ (б) в абсолютных единицах.

Наличие широкого максимума на функциях возбуждения не связано с невысокой монокинетичностью пучка (90% электронов имели разброс скоростей, не превышающий 1.5 в), а, по-видимому, является свойством функций возбуждения ионных линий. Подтверждением этого может служить тот факт, что при исследо-

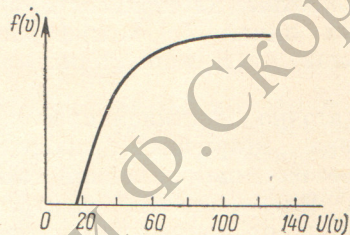


Рис. 3. Функция возбуждения) спектральной линии, относящейся к бейтлеровской системе термов (в отн. ед.).

вании на нашей установке атомных линий видимого триплета ртути на функциях возбуждения непосредственно за порогом возбуждения получен узкий максимум, а ход совпадает с известным ходом функции возбуждения без учета тонкой структуры [3].

Определение абсолютных эффективных сечений

Абсолютная величина эффективных сечений линий вычислялась в максимуме функции возбуждения. Абсолютные интенсивности спектральных линий 3430 и 3983 Å находились по сравнению с излучением лампы накаливания с вольфрамовой лентой. Интенсивности остальных спектральных линий определялись по сравнению с излучением низковольтной водородной лампы ВСФУ-3 с изученным распределением энергии по спектру. Интенсивность линии 2917 Å можно было определить, используя оба эти источника сравнения: полученные результаты в пределах ошибок измерения в обоих случаях совпадают.

Средние значения сечений получались из 40—50 измерений. Средняя квадратичная ошибка составляет 15%. Результаты по эффективным сечениям линий представлены в табл. 1.

Наибольшим сечением обладает спектральная линия 1942 Å, соответствующая резонансному переходу. Для линий, начинающихся на выше лежащих уровнях, сечения примерно на порядок величины меньше. Следует подчеркнуть, что сечения бейтлеровских линий довольно велики, сечения их сравнимы с сечениями обычных линий.

Используя значения абсолютных интенсивностей спектральных линий, имеющих общий верхний уровень, можно проверить выполнение правила интенсивностей для Hg II. Оказалось, что для нижних уровней обычной системы термов это правило хорошо выполняется. Так, например, теоретическое значение $\frac{I_{2260}}{I_{2347}} = 1.0$, а измеренное нами отношение для этих спектральных линий равно 1.2. Для линий же бейтлеровской сис-

Таблица 1

Сечения возбуждения прямым электронным ударом спектральных линий иона ртути

Переход	Длина волны, Å	$q_{ki} \cdot 10^{18}, \text{см}^2$	Переход	Длина волны, Å	$q_{ki} \cdot 10^{18}, \text{см}^2$
$6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$	1942	7.0	$2D_{5/2} - 2\frac{5}{2}$	2053	1.3
$6^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$	2260	0.5	$2D_{5/2} - 3\frac{5}{2}$	2027	0.9
$6^2P_{3/2} - 7^2S_{1/2}$	2847	0.5	$2D_{3/2} - 3\frac{5}{2}$	2917	0.05
$6^2P_{3/2} - 6^2D_{5/2}$	2224	0.9	$2D_{3/2} - 4\frac{3}{2}$	1974	0.8
$2D_{5/2} - 1\frac{5}{2}$	2262	0.5	$2D_{3/2} - 6^2P_{3/2}$	3983	0.1
$2D_{3/2} - 1\frac{5}{2}$	3430	0.1			

темы правило интенсивностей не выполняется, причем чем выше исходный уровень, тем больше отступления от этих правил.

При определении эффективных сечений уровней необходимо принимать во внимание каскадное заселение последних. На уровень $6^2P_{1/2}$ возможны переходы из ближайших состояний $7^2S_{1/2}$ и $6^2D_{3/2}$. Зная сечения спектральных линий, можно по формуле [4] определить сечение исследуемого уровня. Величину сечения спектральной линии 1869 Å ($6^2P_{1/2} - 6^2D_{3/2}$) можно вычислить, используя правило интенсивностей; сечение оказывается равным

$$q_{ki} = 0.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

Сечение спектральной линии, начинающейся на уровне $7^2S_{1/2}$ ($\lambda = 2260$ Å), известно из измерений: $q_{ki} = 0.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Таким образом, полная сумма сечений переходов на уровень $6^2P_{1/2}$ равна $0.8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, что составляет 12% от величины сечения возбуждения этого уровня при прямом электронном ударе. Для более высоких уровней вклад каскадных переходов будет еще меньше. Таким образом, при определении эффективных сечений этих уровней с погрешностью, не превышающей 10%, можно не учитывать каскадное заселение.

Результаты измерений эффективных сечений уровней представлены в табл. 2. На рис. 2 в абсолютных единицах показаны функция возбуждения уровня $6^2P_{1/2}$ и функции возбуждения линий, участвующих в каскаде, заселяющем этот уровень.

Интересно сравнить полученное сечение прямого возбуждения уровня $6^2P_{1/2}$ с сечениями ионизации и ступенчатого возбуждения. Измеренное нами сечение примерно на два порядка величины меньше сечения обычной ионизации, что находится в хорошем согласии с результатами работ [4, 5]. Сечение возбуждения уровня $6^2P_{1/2}$ из нормального состояния иона $6^2S_{1/2}$ было найдено из анализа электрокинетических и оптических параметров ртутного разряда низкого давления [6]. При линейной аппроксимации функции возбуждения наклон кривой сечения для ступенчатого возбуждения равен $2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{в}$, наклон же кривой сечения пря-

Таблица 2

Абсолютные сечения возбуждения прямым электронным ударом уровней иона ртути

Символ состояния	$Q_{ok} \cdot 10^{18}, \text{см}^2$
$6^2P_{1/2}$	7.0
$7^2S_{1/2}$	1.1
$6^2D_{3/2}$	0.9
$1\frac{5}{2}$	0.7
$2\frac{7}{2}$	1.3
$3\frac{5}{2}$	0.9

мого возбуждения по данным настоящей работы равен $3 \cdot 10^{-19}$ см²/в. Таким образом, вероятность возбуждения иона из нормального состояния иона на три порядка величины больше вероятности прямой ионизации с возбуждением в то же состояние.

Анализ ошибок показывает, что измеренные величины абсолютных сечений определены с погрешностью, не превышающей 80%.

Литература

- [1] С. П. Варшавский, А. А. Митюрева. Опт. и спектр., 26, 471, 1969.
- [2] W. Schaffernicht. Zs. Physik, 62, 106, 1930.
- [3] С. Э. Фриш, И. П. Запесочный. ДАН СССР, 55, 971, 1954.
- [4] W. Bennett, G. Merker, P. Kindlmann, B. Wexler, H. Numan. Phys. Rev. Lett., 17, 987, 1966.
- [5] Л. А. Вайнштейн, А. В. Виноградов. Опт. и спектр., 23, 2, 1967.
- [6] С. П. Варшавский, Н. П. Пенкин. Тез. докл. XI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Минск, 1968.

Поступило в Редакцию 10 июля 1969 г.