

Литература

- [1] А. П. Недашковский, В. П. Авдонин, Л. Д. Дугарова, В. П. Савельев, Б. Т. Плаченков. ФТТ, 16, 3416, 1974.
 [2] R. W. Dreifus, A. Nowick. Phys. Rev., 126, 1368, 1962.
 [3] W. C. Holton, H. Blum. Phys. Rev., 125, 89, 1962.
 [4] H. Seidel. Zs. Phys., 165, 218, 1961.
 [5] H. C. Wolf, H. Seidel. Zs. Phys., 173, 455, 1963.

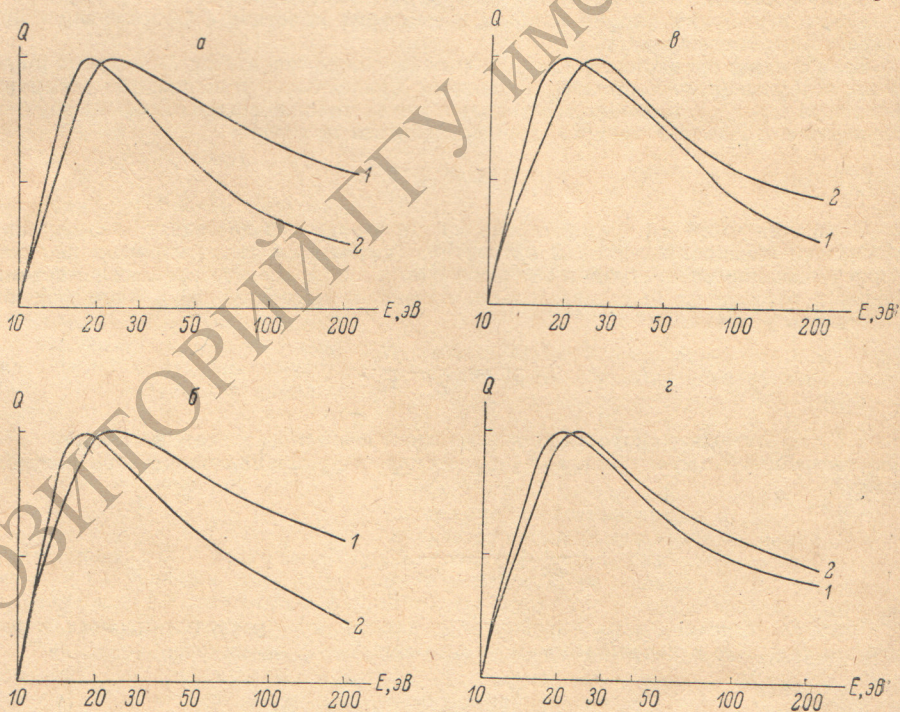
Поступило в Редакцию 13 января 1977 г.

УДК 539.186.2

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ МЕДИ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

В. С. Бороздин, Ю. М. Смирнов и Ю. Д. Шаронов

Исследования таких важных для практики атомных постоянных, как сечения возбуждения атомов электронным ударом в настоящее время значительно отстают от потребностей техники. За несколько десятилетий существования физики атомных столкновений сравнительно подробно исследовано возбуждение атомов инертных газов, щелочных металлов, а также элементов второй группы таблицы Менделеева, изучение же сечений возбуждения атомов остальных групп только лишь начинается. В то же время



Функции возбуждения меди.

α — $\lambda=3274 \text{ \AA}$ (1), $\lambda=5218 \text{ \AA}$ (2); β — $\lambda=3247 \text{ \AA}$ (1), $\lambda=4022 \text{ \AA}$ (2); γ — $\lambda=4062 \text{ \AA}$ (1), $\lambda=4543 \text{ \AA}$ (2); δ — $\lambda=5153 \text{ \AA}$ (1), $\lambda=5106 \text{ \AA}$ (2).

знание сечений возбуждения важно для получения лазерной генерации на парах многих металлов [1], в том числе на парах меди [2].

Нами экспериментально изучено возбуждение атомов меди из их основного состояния электронным ударом. Создана установка с пересекающимися атомным и электронным пучками, позволяющая исследовать сечения возбуждения линий, расположенных во всей оптической области спектра (от 210 до 850 нм). Вакуумная система представляет собой стальную оболочку с кварцевыми окнами, откачиваемую высокопроизводитель-

ными паромасляными агрегатами. Система дифференциальной откачки позволяет получать в динамическом режиме предельный вакуум $3 \div 5 \cdot 10^{-6}$ тор. Вакуумный объем разделяется на несколько зон водоохлаждаемыми панелями с диафрагмами, позволяющими формировать атомные пучки необходимых размеров, а также поддерживать высокий вакуум в камерах столкновений даже в процессе плавления и интенсивного испарения исследуемого вещества.

Медь испарялась из танталового тигля в результате нагрева электронной бомбардировкой. Электроны, эмитированные петлевым прямонакальным вольфрамовым катодом, ускорялись напряжением 2—4 кВ, приложенным между катодом и тиглем. Система диафрагм формировала почти плоский веерообразный в плане пучок с углом расходимости 45° и сечением 40×200 мм² в области пересечения с электронным пучком. Концентрация атомов меди в области взаимодействия с электронами определялась по весу слоя, напыленного на поверхность коллектора атомов за фиксированный промежуток времени. Электронный пучок получался в низковольтной пушке с оксидным катодом косвенного накала, имеющим эмиттирующую поверхность размером 13×190 мм²; конструкция низковольтной пушки ранее описывалась неоднократно [3].

Излучение атомов меди, выходящее через кварцевые окна из вакуумного объема, фокусировалось параболическим зеркалом на вход монохроматора ДМР-4 и после разложения в спектр регистрировалось фотоумножителем ФЭУ-39А. Применялось автоматическое сканирование спектра при фиксированной энергии электронов; в процессе записи функций возбуждения применялась также автоматическая развертка по энергии электронов с экспоненциальной зависимостью энергии от времени. Энергия электронов изменялась в диапазоне от 220 эВ до порогового значения за время около пяти минут. Функции возбуждения записывались при помощи двухкоординатного самопишущего потенциометра ПДС-021М.

Из записи спектров меди получены сечения возбуждения для одиннадцати линий атомов меди; для восьми из них были записаны функции возбуждения, изображенные на рисунке, а для трех наиболее слабых достоверные функции возбуждения не были получены. Следует отметить, что положение порога записанных функций возбуждения определялось не их пороговой энергией, а моментом записи тока электронного пучка вследствие дефокусировки сетками, а также под действием объемного заряда. Тем не менее положение максимума функций возбуждения определено достаточно достоверно, так как он находится в рабочей области характеристики низковольтной пушки.

Абсолютные величины сечений возбуждения были определены путем калибровки по линиям азота, присутствовавшего в объеме в качестве остаточного газа с известной плотностью частиц. В записи спектра интенсивность линий азота была сравнима с интенсивностью линий меди; сечения возбуждения линий азота электронным ударом были взяты из подробной работы [4].

Результаты измерений приведены в таблице. Среди измеренных — обе резонансные линии 324.7 и 327.4 нм, а также значительная часть сильнейших линий, связанных с резонансными уровнями. Однако на основе имеющихся данных точность определения сечений возбуждения резонансных уровней недостаточно велика, так как пока не исследованы несколько довольно сильных линий, дающих вклад в каскадное заселение резонансных уровней. Измерены сечения возбуждения всех лазерных линий меди, имеющие порядок величины 10^{-16} см².

Эффективные сечения возбуждения спектральных линий меди

Длина волны, Å	Потенциал возбуждения, В	Переход	Положение максимума, эВ	$Q \cdot 10^{17}$, см ²
5782	3.79	$4s^2 \ ^2D_{3/2} - 4p^2 \ P_{1/2}^0$	—	5.2
5700	3.82	$4s^2 \ ^2D_{3/2} - 4p^2 \ P_{3/2}^0$	—	1.2
5218	6.19	$4p^2 \ P_{3/2}^0 - 4d^2 \ D_{3/2}$	19	19
5153	6.19	$4p^2 \ P_{1/2}^0 - 4d^2 \ D_{3/2}$	20	8.3
5106	3.82	$4s^2 \ ^2D_{3/2} - 4p^2 \ P_{3/2}^0$	23	10
4530	6.55	$4p^2 \ P_{3/2}^0 - 6s^2 \ S_{1/2}$	26	2.3
4480	6.55	$4p^2 \ P_{1/2}^0 - 6s^2 \ S_{1/2}$	—	1.3
4062	6.87	$4p^2 \ P_{3/2}^0 - 5d^2 \ D_{3/2}$	20	5.4
4022	6.87	$4p^2 \ P_{1/2}^0 - 5d^2 \ D_{3/2}$	18	4.9
3274	3.79	$4s^2 \ S_{1/2} - 4p^2 \ P_{1/2}^0$	24	34
3247	3.82	$4s^2 \ S_{1/2} - 4p^2 \ P_{3/2}^0$	24	40

Повторные записи показали хорошую воспроизводимость как функций возбуждения, так и спектров; таким образом, основной вклад в погрешность определения абсолютных сечений дает погрешность, с которой известны сечения возбуждения линий азота, т. е. 35–40%.

Литература

- [1] Г. Г. Петраш. Усп. физ. наук, 105, 645, 1971.
 [2] И. С. Александров. Квантовая электроника, 2, 2077, 1975; G. R. Russell, N. M. Nerheim, P. J. Pivrotto. Appl. Phys. Lett., 21, 565, 1972; А. А. Исаев, М. А. Казарян, Г. Г. Петраш. Письма ЖЭТФ, 16, 40, 1972.
 [3] Ю. М. Смирнов, Ю. Д. Шаронов. Опт. и спектр., 30, 1001, 1971.
 [4] В. В. Скубенич. Автореф. канд. дисс., Ужгород, 1968.

Поступило в Редакцию 21 января 1977 г.

УДК 621.373.535+539.194

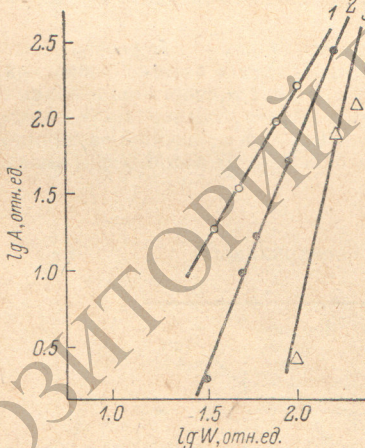
ОБ УЧАСТИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛ В ПРОЦЕССЕ ЛАЗЕРНОГО РАЗРУШЕНИЯ ФТАЛОЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

П. А. Воробьев, В. М. Мизин и Н. В. Тимохович

В последние годы все более пристальное внимание исследователей привлекают вопросы химического действия лазерного излучения [1]. В настоящей работе рассматриваются особенности поведения растворов некоторых органических красителей под действием лазерного излучения высокой интенсивности, их отличие от процессов фотодеструкции красителей излучением малой интенсивности, а также от процессов термодеструкции.

Нами исследовались растворы фталоцианиновых красителей, применяющихся для модуляции добротности рубиновых лазеров. Эти красители практически не разрушаются при длительном воздействии дневного света и температуры до +50° С, поэтому можно предполагать, что их разрушение под действием лазерного излучения обусловлено особенностями взаимодействия этого излучения с красителями.

Исследования проводились на производных фталоцианина ванадила, растворимых в алифатических спиртах, поскольку было обнаружено, что обычно применяемые в качестве растворителей для фталоцианиновых красителей ароматические углеводороды разлагаются лазерным излучением, и можно ожидать, что продукты разложения способны изменить характер разрушения красителей. Исследуемые растворы ($c=0.9\div 1.3\cdot 10^{-5}$ моль/л) имели максимум поглощения вблизи длины волны излучения лазера и поэтому могли использоваться для модуляции добротности рубинового лазера. Облучение растворов проводилось в резонаторе модулируемых им лазеров, поскольку в резонаторе плотности мощности излучения существенно выше (в нашем случае в 2–3 раза), чем на выходе лазера, и скорость разрушения красителя благодаря этому также выше. Скорость эта тем не менее невелика и даже для максималь-



Зависимость скорости лазерного разрушения красителя от плотности излучения.

1 — краситель 1 в изоамиловом спирте, 2 — краситель 2 в этиловом спирте, 3 — краситель 1 в этиловом спирте.

ных плотностей мощности излучения измеримая величина изменения оптической плотности растворов достигается за довольно большое число ($n \sim 10^3\div 10^5$) импульсов излучения лазера. Было установлено, что при $\Delta D/D_0 \leq 0.15$ (D_0 — начальная оптическая плотность раствора, а ΔD — ее изменение) $\Delta D \sim n$, поэтому изменения плотности раствора нормировались на 1 импульс излучения: $A = \Delta D/D_0 k$ (A — изменение оптической плотности за 1 импульс, K — количество импульсов излучения). В работе исследовалась зависимость скорости разрушения красителей от плотности мощности лазерного излучения в диапазоне плотностей выходной мощности $W = 25\div 200$ МВт/см². Результаты измерений