

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373.535

ЭМИССИЯ ФОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ Тi ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ  
С ПОВЕРХНОСТЬЮ CuBeМ. Р. Бедиллов, Т. Г. Цой, А. Н. Ишмуратов  
и М. С. Сабитов

Эксперименты [1, 2] показали, что при взаимодействии однозарядных ионов с поверхностью различных металлов появляются дискретные и непрерывные спектры излучения. В настоящей работе кратко описывается методика и приводятся некоторые результаты исследования светового излучения при взаимодействии многозарядных ионов Тi лазерной плазмы с поверхностью CuBe. Энергия излучения неодимового лазера была достаточной для уверенного получения и регистрации ионов  $Ti^{4+}$ .

Для разделения ионов соответственно их отношению массы к заряду использовался времяпролетный масс-спектрометр (дрейфовый путь 140 см) в комбинации с электростатическим анализатором (средний радиус закругления 100 мм, расстояние между пластинами 20 мм, угол поворота  $127^{\circ}17'$ ), выделяющим в свою очередь ионы с одинаковым отношением кинетической энергии к заряду.

В прямоугольной металлической коробке электростатического анализатора, кроме самих отклоняющих пластин, устанавливались бомбардируемая ионами вторичная мишень (CuBe), а напротив нее — вторично-электронный умножитель ВЭУ-1А. Последним по электронным пикам, получившимся как результат воздействия многозарядных ионов на вторичную мишень, контролировалось появление этих ионов на выходе анализатора. Такой способ контроля был выбран с целью одновременной регистрации вместе со вторичной электронной эмиссией и светового излучения, возникающего при бомбардировке поверхности CuBe многозарядными ионами Тi.

Регистрация светового излучения производилась в видимой области с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79. Предусматривалась подача на вторичную мишень отрицательного потенциала (до 10 кВ) относительно корпуса, т. е. некоторое ускорение ионов после анализа. Давление в системе поддерживалось на уровне  $(3 \div 5) \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы фотонной эмиссии и вторичных электронов, снятые при значении ускоряющего напряжения на вторичной мишени 6 кВ и потенциале на отклоняющих пластинах электростатического анализатора 40 В относительно корпуса.

Как видно из этого рисунка, имеется явная связь сигналов фотонной эмиссии с пиками электронов, получаемыми с ВЭУ-1А и вызванными действиями многозарядных ионов. Следует отметить, что отдельные пики фотонной эмиссии различимы и без ускоряющего поля на вторичной мишени. Однако под действием ускоряющего поля эти пики заметно растут по амплитуде и длительности, а в некоторых случаях количество пиков свечения вообще увеличивается, и появляются они там, где соответствующие им пики вторичных электронов отсутствуют. Последнее, по-видимому, связано с небольшим усилением по каналу ВЭУ-1А, величина которого

заранее выставлялась по небольшим амплитудам пиков так, чтобы они в общем не выходили на насыщение. Поэтому пики с малыми амплитудами по этому каналу просто не фиксировались. Если при каком-то постоянном потенциале на отклоняющих пластинах электростатического анализатора постепенно увеличивать значение ускоряющего поля, то пики свечения сильнее проявляются и перераспределяются в сторону ионов с большей кратностью. Это вполне понятно. Поскольку зарядность последних выше,

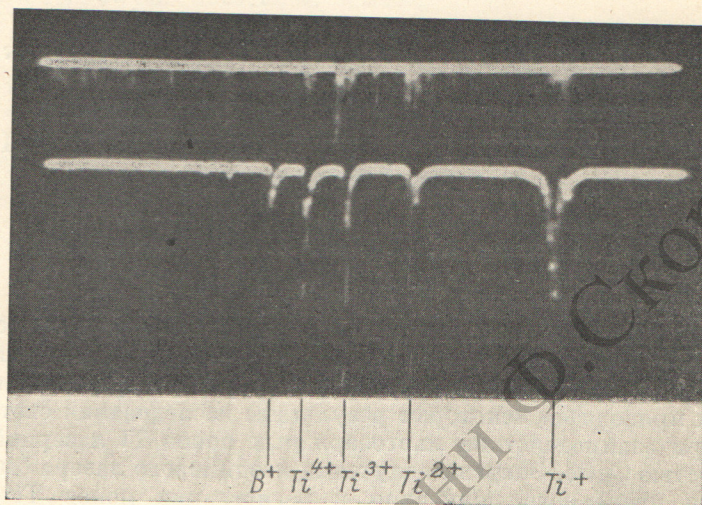


Рис. 1.

они при равном количестве сильнее ускоряются, получая соответственно кратностям большую энергию в ускоряющем поле, чем низзарядные ионы, что в конечном счете сказывается и на распределении излучения, вызванного этими ионами.

Напротив, если же при постоянном значении ускоряющего поля изменять подаваемый потенциал на отклоняющих пластинах электростатического анализатора, то в распределении пиков свечения имеется максимум, положение и величина которого определяются зарядом ионов. На рис. 2 приведен график такой зависимости для ускоряющего поля 5 кВ.

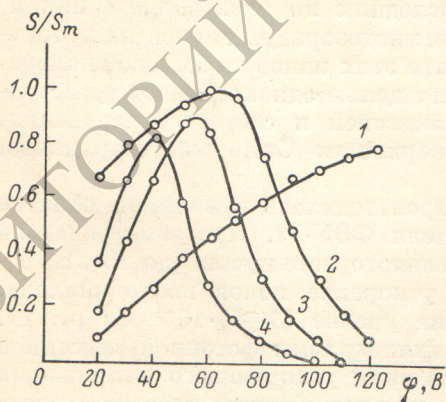


Рис. 2.

Здесь по оси абсцисс отложены значения потенциалов  $\varphi$  на отклоняющих пластинах относительно корпуса, а по оси ординат — относительные единицы, соответствующие отношению пиков свечения  $S/S_m$  ( $S_m$  — площадь наибольшего пика). Цифры у каждой кривой соответствуют зарядам ионов.

Для двух-, трех- и четырехзарядных ионов максимумы наблюдаются при значениях потенциалов на отклоняющих пластинах соответственно 65, 55 и 40 В. Для однозарядных ионов максимум при этих полях еще отсутствует. Характерно то, что область «существования» свечения с увеличением кратности ионов резко сужается и уменьшается по площади, т. е. картина изменения в некотором смысле напоминает энергетическое распределение многозарядных ионов. Это говорит о том, что возможная эмиссия фотонов определяется первичными значениями параметров ионов (в основном интенсивностью и энергией ионов), приобретенными ими до их ускоре-

ния, другими словами, плотностью потоков лазерного излучения. Ускоряющее же поле, по-видимому, позволяет набрать ионам соответственно кратностям такую дополнительную энергию, при которой возможна уверенная эмиссия фотонов.

Последующие эксперименты с другими материалами (менялся материал источника ионов и вторичной мишени) показали, что описанные закономерности в целом сохраняются. Однако когда материалом вторичной мишени является диэлектрик (рубин, стекло К-8), отдельные пики свечения большей частью сливаются с соседними пиками, образуя как бы сплошной фон.

Результаты исследования могут найти применение в решении некоторых практических задач, связанных с определением чистоты поверхности различных материалов.

#### Литература

- [1] С. А. Евдокимов, С. С. Поп, В. Г. Дробниц, И. П. Запесочный. Письма ЖТФ, 1, 1027, 1975.  
[2] Т. С. Киян, В. В. Грицына, Я. М. Фогель. ЖЭТФ, 74, 1394, 1978.

Поступило в Редакцию 21 марта 1979 г.

УДК 535.317.1

### О ПРИМЕНЕНИИ ГОЛОГРАММНОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОМАТЕРИАЛОВ

*Б. О. Майер и Д. И. Стаселько*

В настоящее время при оптимизации условий записи голограмм и изучения голографических характеристик фотоматериалов широко используются двухлучевые интерферометры с зеркальными ослабителями-мультипликаторами, формирующими набор пучков, убывающих по интенсивности [1, 2]. Общими недостатками этих схем являются невозможность полного устранения разности оптических путей интерферирующих пучков и совмещения их пространственных структур по всей площади голограммы, а также значительные потери света при записи диффузно рассеивающих объектов, что предъявляет достаточно высокие требования к пространственно-временной когерентности и мощности лазеров и тем самым ограничивает класс источников излучения, пригодных для проведения таких исследований.

В настоящей работе показано, что эти недостатки могут быть устранены при использовании вместо традиционных двухлучевых интерферометров голограммных элементов. Кроме того, использование таких элементов позволяет значительно сократить габариты схем записи голограмм, а также снизить их чувствительность [3, 4] к вибрациям.

Предлагаемая схема исследования характеристик фотоматериалов приведена на рис. 1. Световой пучок лазера с помощью мультипликатора  $M$  разбивается на ряд пучков, отличающихся по интенсивности, которые направляются на голограммный элемент (ГЭ), расположенный вплотную к исследуемому фотоматериалу  $\Phi$ . Каждый из световых пучков преобразуется ГЭ в два пучка — дифрагировавший на нем и прошедший ГЭ без дифракции, которые интерферируют в объеме исследуемого фотоматериала. Расположение ГЭ вплотную к фотоматериалу обеспечивает совпадение пространственных структур интерферирующих пучков на всей поверхности фотоматериала, а также отсутствие разности хода между интерферирующими пучками. При использовании в качестве ГЭ голографических дифракцион-