

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК
ИОННО-ФОТОННОЙ ЭМИССИИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ
ВНЕДРЕННЫХ АТОМОВ БОМБАРДИРУЮЩЕГО ПУЧКАС.Ф. Б е л ы х, Р.Н. Е в т у х о в,
И.В. Р е д и н а, В.Х. Ф е р л е г е р

Важный этап в установлении природы частиц, испускающих оптическое излучение с непрерывным спектром (ИНС), связан с экспериментами [1-3], где впервые использовались пучки ионов металла (гольмия), продукты распыления которого интенсивно испускают ИНС. При бомбардировке ионами Ho^+ ряда металлов (в том числе и тех, что не испускают ИНС при бомбардировке ионами Ar^+ , Cs^+ , K^+) наблюдалось излучение, спектры которого совпадали как между собой, так и со спектром гольмиевой мишени. Там же было найдено, что ИНС уменьшается с ростом энергии E_0 пучка пропорционально сечению обратного рассеяния ионов Ho^+ . Эти результаты позволили сделать вывод, что наиболее вероятным источником ИНС является отдельный возбужденный атом гольмия.

В [2] обсуждалась и другая возможность - испускание ИНС возбужденной кислородсодержащей молекулой HoO^* . Молекула HoO может образоваться на поверхности мишени при имплантации в нее ионов Ho^+ , а затем отлететь в возбужденном состоянии в процессах распыления, либо ионно-стимулированной десорбции. Оценки в рамках каскадной модели распыления показали, что количество молекул HoO в условиях экспериментов [1-3] не могло обеспечить наблюдаемого коэффициента эмиссии ИНС ($\sim 10^{-3}-10^{-2}$ фотона/ион). Однако к настоящему времени появились новые результаты, указывающие на то, что молекулы MeO^* (Me - атом металла) все же не могут быть исключены из числа возможных источников ИНС.

Во-первых, в [4] было показано, что в некоторых случаях наблюдается аномально большой относительный выход распыленных молекул MeO , вплоть до полного исчезновения моноатомного распыления, что противоречит каскадной теории распыления.

Во-вторых, в [5] обнаружено, что спектры излучения продуктов распыления Ho -мишени ионами K^+ и Ar^+ подобны спектрам испускания гольмия, возбуждаемого в пламенах, где, как считают, источником излучения являются молекулы HoO^* . Таким образом, для установления источника ИНС требуются дальнейшие исследования.

В данном сообщении излагаются результаты, полученные в схеме эксперимента, являющегося дальнейшим развитием методики [1-3] и позволяющего разделить вклад в ИНС рассеянных частиц пучка Me и распыленных частиц, среди которых могут быть и молекулы MeO . Детально предлагаемая методика и использованная экспериментальная установка будут описаны в следующей работе. Здесь же отметим, что указанное разделение в случае ИНС, характерного для вещества пучка, проведено в условиях контролируемой концентрации

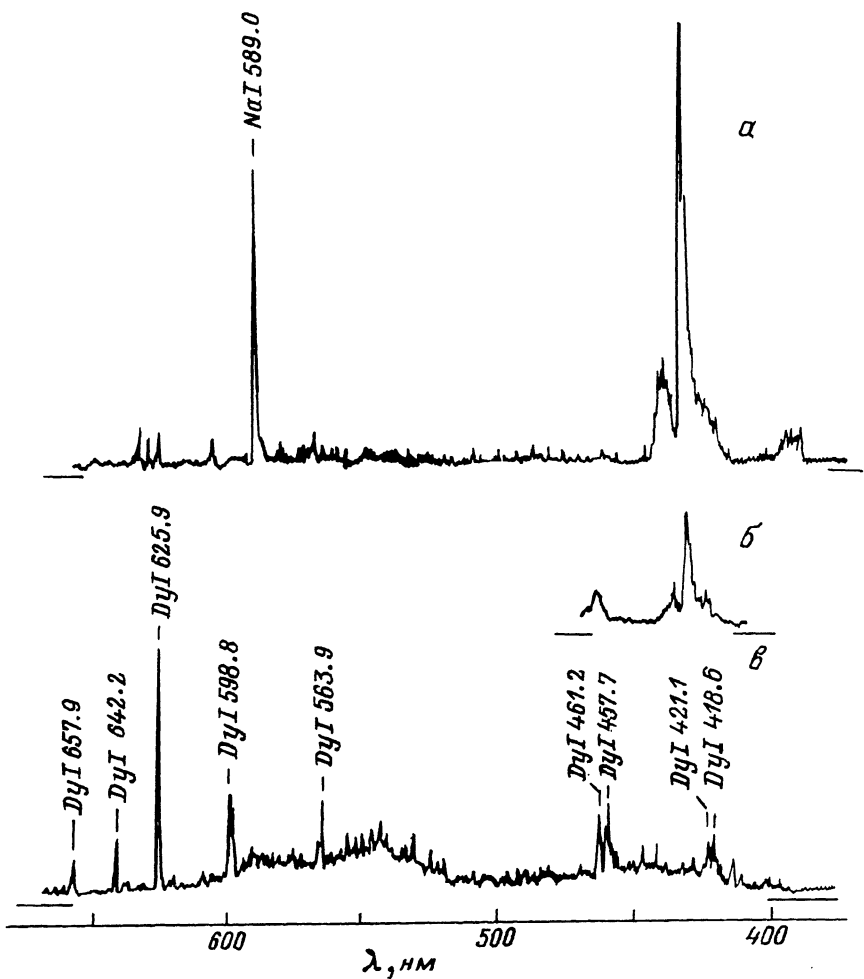


Рис. 1. Оптические спектры излучения, наблюдаемые при бомбардировке ионами Dy^+ поверхности тантала в случае: а - при скорости возобновления поверхности мишени $v = 2 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует поверхностной концентрации атомов $Dy \approx 0.01 n_\infty$; б - фрагмент спектра, полученного после прогрева мишени до $\sim 1200 \text{ К}$; в - установившийся режим бомбардировки ($v = 0$, $n = n_\infty$).

n его атомов на поверхности мишени. Последнее реализуется при бомбардировке возобновляемой поверхности мишени ионами испускающего ИНС элемента. В этом случае ионный пучок последовательно облучает участки мишени, ранее не подвергавшиеся бомбардировке, и в месте бомбардировки поддерживается постоянный уровень

Рис. 2. Фрагмент оптического спектра излучения (410–470 нм) для ряда значений скорости возобновления мишени v , мм · с⁻¹: а – 2, б – ~ 0.1 , в – ~ 0.06 , г – 0.

концентрации n . В соответствии с [6] при малых дозах ионного облучения $j_0 t$ мишени, величину n можно представить в виде:

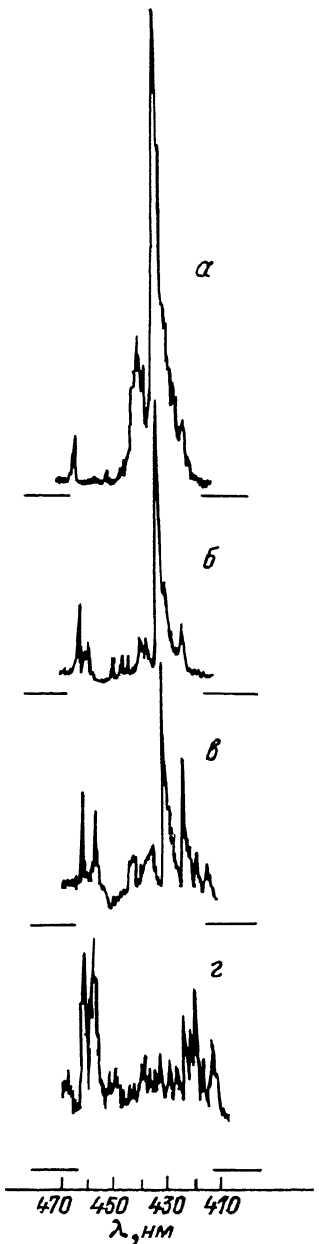
$$n = n_{\infty} \frac{K j_0 b}{n_0 \bar{x} e v}, \quad (1)$$

где v – скорость возобновления мишени, b – диаметр поперечного сечения пучка, n_{∞} – поверхностная концентрация имплантированных атомов в установившемся режиме бомбардировки, \bar{x} – средний проективный пробег ионов, n_0 – объемная концентрация атомов вещества мишени, e – заряд электрона, K – коэффициент распыления, j_0 – плотность ионного тока.

В такой постановке опыта для системы $Dy^{+}-Ta$ были измерены оптические спектры излучения (350–650 нм) при разных значениях n , (рис. 1, а–в; рис. 2, а–г). Энергия E_0 и плотность тока j_0 ионов диспрозия составляли соответственно: $E_0 = 3.5$ кэВ, $j_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ А · см⁻². Давление остаточных газов p не превышало $p \leq 1 \cdot 10^{-7}$ Торр. В качестве мишени использовалась возобновляемая поверхность тантала. В процессе регистрации спектров заданное значение концентрации n (при $j_0 = const$) достигалось, согласно соотношению (1), выбором величины v .

Анализ полученных данных показал следующее.

1. Обнаружена существенная зависимость вида спектров от величины n . Из сравнения спектров следует, что при бомбардировке мишени, когда на ее поверхности концентрация имплантированных атомов Dy достаточно мала ($n \approx 0.01 n_{\infty}$, рис. 1, а), ИНС практически отсутствует и основной особенностью спектра является интенсивная узкая полоса в области длин волн ~ 430 нм. В установившемся режиме бомбарди-



ровки при $n = n_{\infty}$, (рис. 1, в), указанная полоса вообще исчезает, а в спектре излучения присутствуют три широких горба с максимумами при 440, 550, 580 нм и атомарные линии DyI . В этом случае вид спектра согласуется с тем, что наблюдается при бомбардировке Dy -мишени ионами инертных газов [7] и щелочных металлов [8]. Установившийся режим бомбардировки достигается через промежуток времени ~ 300 с после начала бомбардировки. Происхождение полосы при $\lambda = 430$ нм, по-видимому, связано с молекулами поверхностных загрязнений: прокалка мишени до температуры ~ 1200 К приводит к сильному уменьшению ее интенсивности, рис. 1, а, б.

2. Для участка спектра 410–470 нм исследована динамика спектров при варьировании величины \mathcal{U} в широких пределах, рис. 2, а–г. Найдено, что с уменьшением величины \mathcal{U} , и, соответственно, с ростом значения n наблюдается постепенное исчезновение полосы при ~ 430 нм и появление ИНС. Показано также, что интенсивность и состав линейчатого спектра диспрозия претерпевают значительные изменения: одни линии наблюдаются лишь при малых значениях n , тогда как интенсивность других линий возрастает с увеличением n и достигает максимальных значений при $n = n_{\infty}$.

Таким образом, представленные результаты свидетельствуют о том, что рассеянные атомы Dy не испускают излучение с непрерывным спектром. Основной вклад в ИНС вносят распыленные частицы, содержащие атомы диспрозия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белых С.Ф., Евтухов Р.Н., Морозов С.Н. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 13. С. 803–807.
- [2] Белых С.Ф., Евтухов Р.Н., Морозов С.Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. Т. 49. № 9. С. 1798–1803.
- [3] Белых С.Ф., Евтухов Р.Н. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 5. С. 982–984.
- [4] Krauss A.R., Gruen D.M. // J. Nucl. Mater. 1976. V. 63. P. 380–384.
- [5] Браславец В.В., Евдокимов С.А., Бандурин Ю.А., Дашенко А.И., Поп С.С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 9. С. 543–547.
- [6] Белых С.Ф., Векслер В.И. В сб.: Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. Минск: МРТИ, 1978, с. 18.
- [7] Киян Т.С., Грицына В.В., Фогель Я.М. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 4. С. 1394–1404.

[8] Белых С.Ф., Векслер В.И., Евтухов Р.Н.
В сб.: Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия. Харьков, 1983, с. 158-160.

Институт электроники
им. У.А. Арифова АН УзССР,
Ташкент

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 1
07; 08; 12

12 января 1989 г.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАБОТЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

О.В. Горбачев, А.П. Горчаков,
А.П. Жилинский, О.И. Котов,
В.М. Николаев, В.Н. Филиппов

Акустические преобразователи для фазовой модуляции оптического излучения непосредственно в волоконном световоде (ВС) обладают высокой эффективностью, небольшими габаритами и возможностью монтажа без разрушения ВС [1, 2]. Однако к настоящему времени в литературе практически не затронут вопрос об искажениях, сопутствующих работе таких модуляторов. В единственной работе, посвященной этому вопросу [3], экспериментально обнаружено, что при повышении напряжения модулирующего сигнала на пьезо-керамике появляется искажение спектра сигнала и нелинейная зависимость фазовой девиации.

Цель настоящей работы - выяснение основных причин, приводящих к возникновению субгармоник и хаотических колебаний при работе волоконно-оптических фазовых модуляторов, и исследование влияния конфигурации расположения ВС вне модулятора на эффективность его работы. Эксперименты ставились по схеме, аналогичной используемой в работе [3]. Отличие состояло в двух моментах:

- для регистрации величины фазовой девиации когерентного излучения и амплитуды удлинения ВС применялась схема интерферометра Фабри-Перо, в котором на диафрагмированном фотоприемнике смешивались два луча света, прошедшего ВС 1 и 3 раза;
- мы контролировали форму оптического волокна вне модулятора. Излучение лазера вводилось в волоконный световод с диаметром оболочки из плавленого кварца 125 мкм. Акустические колебания в основном возбуждались пьезокерамикой типа ЦТБС-3 с размерами 100x11x18 мм на резонансной частоте 17 кГц.

До последнего времени не учитывалось, что ВС обладает упругими свойствами и растяжение либо сжатие в области контакта его с акустическим преобразователем вызывает распространение упругих колебаний по волокну в обе стороны от него. Поэтому результирующая