

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКА ПРИ НАПЫЛЕНИИ ПЛЕНОК

The work examines theoretical aspects of diagnostics of high-speed impulse plasma flows that are used for spraying thick non-stoichiometric films of metal oxides. Produced films have a property of sensitive to gases. Shifting the modes of plasmatron work allows changing degree of non-stoichiometry and structure of the films. Exact diagnostics of plasma give distribution of temperature, pressure and concentration of atoms, ions and electrons in plasma flow that is why it is possible to produce films with controlled characteristics and use them as sensors in industrial gas indicators.

Введение. При получении металлических толсто пленочных покрытий методами вакуумной конденсации все шире используются высокоэнергетичные плазменные потоки, в частности, потоки, образованные в результате электрического взрыва проводника (ЭВП). Эффективность их применения обусловлена возможностью управлять составом, структурой и свойствами поверхностных слоев.

Были получены пленки окислов различных металлов при использовании импульсных плазменных ускорителей (плазмотронов) на основе взрыва проводника. Пленки в зависимости от режима работы плазмотрона меняли свою стехиометрию и характер проводимости, при этом отмечалась отчетливая чувствительность проводимости к кислород- и водородсодержащей газовой среде.

Совершенствование вакуумных технологических устройств на основе ЭВП требует детального изучения параметров плазмы и физических процессов, происходящих в области взаимодействия металлической плазмы с поверхностью твердых тел [1].

Имеющиеся экспериментальные сведения посвящены в основном исследованию динамики и характера свечения, а также оценкам яркостной температуры области торможения импульсных потоков эрозионной плазмы и плазмы газовых инжекторов. Свойства плазмы ЭВП, взаимодействующей с поверхностью твердого тела, практически не изучены.

Данная работа посвящена исследованию структуры, динамики и параметров импульсного потока плазмы меди, натекающего на плоскую диэлектрическую или металлическую преграду в процессе нанесения покрытий.

Эти пленки имеют нестехиометричный состав, что позволяет использовать их в качестве газочувствительных элементов в анализаторах концентраций газов [2].

Основная часть. Источником направленного потока плазмы служил плазмотрон коаксиального типа на основе электрического взрыва фольги (ЭВФ), работающий при внешнем давлении $6,6 \cdot 10^{-3}$ Па. Энергия емкостного накопителя W составляла 2,5 кДж, что значительно превышает энергию полного испаре-

ния используемой медной фольги диаметром 1 см и толщиной 30 мкм. Разрядный ток имел быстрозатухающую периодическую форму с длительностью полупериода 40–70 мкс в зависимости от емкости накопителя C и выходного диаметра сопла плазмотрона d . Генерируемый плазменный поток направлялся на подложку диаметром 6 см, расположенную перпендикулярно оси потока на расстоянии 5–10 см от среза сопла.

В качестве диагностических методов применена голографическая интерферометрия в реальном масштабе времени и эмиссионная спектроскопия с временным разрешением.

Количественная обработка интерферограмм дает, в первую очередь, сведения о пространственно-временном поле показателя преломления осесимметричных плазменных образований. Осесимметричность, в нашем случае, подтверждается симметричным ходом интерференционных полос обеих половин интерферограмм.

Радиальное распределение показателя преломления находилось путем численного решения интегрального уравнения Абея с использованием пересчетных коэффициентов [3].

В этом случае значение показателя преломления в i -зоне составляет

$$n_{(i)} - 1 = -\frac{m\lambda}{20D} \sum_{j=0}^{m-1} a_{ji} \delta(y_i), \quad (1)$$

где $n_{(i)}$ – показатель преломления в i -зоне; m – число зон разбиения; D – диаметр рассматриваемого сечения; λ – длина волны зондирующего излучения; $\delta(y_i)$ – относительный сдвиг интерференционных полос.

Измеренный показатель преломления связан с плотностью электронов и тяжелых частиц плазмы. При выполнении условия $\lambda > \lambda_{ок}$, где $\lambda_{ок}$ – длина волны излучения частиц плазмы, соответствующая переходу из основного состояния на k -й энергетический уровень, и при пренебрежении вкладом в показатель преломления возбужденных частиц для фазового показателя преломления двукратной ионизированной плазмы можно записать:

$$n - 1 = -4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + 2\pi \sum_i \alpha_i N_i, \quad (2)$$

где N_e – плотность электронов; N_i – плотность атомов и ионов первой и второй кратности ионизации; α_i – поляризуемость каждого компонента. Данная величина может быть рассчитана по формуле

$$\alpha = 7,128 \cdot 10^{-15} \sum_k \lambda_{ок}^2 f_{ок}, \quad (3)$$

где $\lambda_{ок}$, $f_{ок}$ – длина волны и сила осциллятора, соответствующая переходу из основного на k -й энергетический уровень.

Для атомов и ионов меди и алюминия расчет α по формуле дает значения:

$$\alpha_{Cu(I)} = 6,23 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3;$$

$$\alpha_{Cu(II)} = 1,24 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3;$$

$$\alpha_{Al(I)} = 11,06 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3;$$

$$\alpha_{Al(II)} = 1,9 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3.$$

Подстановка значений α при длине волны излучения рубинового лазера дает выражение для $n - 1$:

$$(n - 1) \cdot 10^4 = -2,15 \cdot 10^{-18} N_e + 0,39 \cdot 10^{-18} N_{Cu(I)} + 0,078 \cdot 10^{-18} N_{Cu(II)},$$

$$(n - 1) \cdot 10^4 = -2,15 \cdot 10^{-18} N_e + 0,69 \cdot 10^{-18} N_{Al(I)} + 0,123 \cdot 10^{-18} N_{Al(II)}.$$

В эти выражения не вошли слагаемые, учитывающие двукратно ионизованные атомы. Это связано с тем, что поляризуемость частиц этого сорта мала, а концентрации Cu (III) и Al (III) значительно меньше концентрации остальных компонент плазмы.

Как видно из уравнений, основной вклад в рефракцию вносят электроны и атомы. Вклад ионов составляет $\approx 5\%$ от вклада электронов. Для реализуемых в наших условиях параметров плазмы вклад электронной и атомной компонент сравним при соотношении

$$\frac{N_e}{N_a} = 0,18. \text{ При}$$

$N_e > 0,18$ можно пренебречь вкладом атомной компоненты в показатель преломления и по $n - 1$ непосредственно определить N_e и, наоборот, при $N_e < 0,18$ можно пренебречь вкладом электронной компоненты и определить атомную плотность N_a .

Значительную информацию о динамике разлета в вакуум плазменной струи и ее взаимодействии с подложкой в процессе нанесения металлических покрытий можно получить с помощью численных газодинамических расчетов. Исходя из предположения, что плазма электрического взрыва проводника имеет давление порядка десятков атмосфер, температуру в несколько десятков тысяч градусов и находится в состоянии локального термодинамиче-

ского равновесия, движение такой плазмы можно описать уравнениями классической газодинамики.

Динамика потока во всей области истечения плазмы описывается системой уравнений в эйлеровой системе координат:

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0, \\ \frac{d\rho u}{dt} + \text{div}(\rho u\vec{v}) + \frac{dp}{dz} = 0, \\ \frac{d\rho v}{dt} + \text{div}(\rho v\vec{v}) + \frac{dp}{dz} = 0, \\ \frac{d\rho E}{dt} + \text{div}(\rho E\vec{v}) + \text{div}(p\vec{v}) = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где ρ – плотность; p – давление; t – время; $E = \varepsilon + \frac{v^2}{2}$; ε – полная тепловая энергия единицы массы газа; u , v – соответственно осевая и радиальная составляющие скорости \vec{v} .

Для замкнутости система уравнений дополнялась уравнениями состояния ионизованного газа:

$$p = \rho \frac{kT}{m_a} (1 + \alpha_e) \quad (5)$$

и уравнением Саха:

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} P = \left(\frac{2\pi m_e}{n^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT} \right). \quad (6)$$

Таким образом, имеется замкнутая система дифференциально-алгебраических уравнений, решение которой обычно осуществляется численными методами.

Рассчитывалось два варианта истечения плазмы из сопла плазматрона и взаимодействия с напыляемой подложкой.

Первый вариант заключался в задании на срезе сопла параметров плазмы, близких к критическому состоянию вещества. Эта методика позволила проследить динамику разлета плазмы, образования и развала ударно-сжатой области у подложки.

Второй вариант расчета отличался тем, что на выходе сопла плазматрона граничные условия задавались в виде зависимостей $p(t)$, $\rho(t)$, $v(t)$, полученных из экспериментально измеренных $T(t)$ и $N_e(t)$ на выходе ускорителя.

Для решения был выбран метод «крупных частиц» [4], в котором интегрирование указанной системы уравнений производится в три этапа.

На первом этапе расчета из системы исключают члены уравнений, соответствующие перемещению плазмы. На втором этапе находят потоки массы через границы ячеек и на последнем этапе определяют окончательные значения

параметров потока, получая пространственно-временные распределения этих параметров.

Значения P , T и α устанавливались путем линейной интерполяции по заранее рассчитанной таблице уравнений состояния плазмы. Стационарное решение для плазменной струи было получено методом установления. После каждого временного шага по найденным из газодинамических уравнений значениям E , ϵ и ρ по таблицам находили значения давления P и температуры T и производили расчет нового временного шага.

Для разделения вклада электронной и атомной составляющих в показатель преломления плазмы у подложки применяли комплексную методику, заключающуюся в совместной обработке интерферограмм и эмиссионных спектров [3].

В предположении того, что в плазме взрывающегося проводника существует локальное термодинамическое равновесие, ее состояние можно описать системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{N_e N_+}{N_e} = f_1(T, N_e) \\ \frac{N_e N_{++}}{N_+} = f_2(T, N_e) \\ N_e = N_+ + 2N_{++} \\ P = kT(N_a + N_e + N_{++}) \\ (n-1) \cdot 10^4 = -2,15 \cdot 10^{-18} N_e + 2\pi(\alpha N_a + \alpha_+ N_+ + \alpha_{++} N_{++}), \end{cases} \quad (7)$$

где N_a , N_e , N_+ , N_{++} – концентрация атомов, электронов, одно- и двукратно ионизованных ионов; T – температура; P – статическое давление; f_1 , f_2 – функции Саха.

Система содержит семь переменных параметров и имеет единственное решение при двух из них известных. В настоящей работе в качестве известных параметров использовались: интерферометрически измеренный показатель преломления $n - 1$ и спектрометрически измеренное значение T или N_e . Таким образом, в этом случае при известных $n - 1$ и T определялись P , N_e , N_a и N_+ или при известных $n - 1$ и $N_e - P$, T , N_a и N_+ .

Ввиду сложного вида функций f_1 и f_2 система решалась графически. Для этой цели с помощью уравнений (7) рассчитывался равновесный состав плазмы и, используя последнее уравнение системы (7), строились зависимости $n - 1$ от температуры при длине волны $\lambda = 0,69$ мкм для различных давлений. По семейству кривых $n - 1 = f(T)$ определялись значения P , а величины P и T , в свою очередь, задавали концентрации компонент плазмы.

Авторами были проведены экспериментальные исследования взаимодействия плазмы ЭВП с напыляемой подложкой с использованием плазмотрона.

Сложная временная структура потока, генерируемого плазмотроном на основе ЭВФ, приводит к существенной нестационарности свойств в области его торможения у преграды. Анализ экспериментальных данных позволяет выделить в области торможения плазмы пять зон, различающихся особенностями распределения параметров потока и характером происходящих в них физических процессов. Первая зона – зона взаимодействия с преградой высокоионизованного плазменного форсгустка, натекающего со скоростью ≈ 30 км/с. В пределах этой зоны наблюдается монотонный рост плотности плазмы с приближением сверхзвукового потока к преграде.

Далее в результате увеличения плотности потока отраженных от преграды и реиспаренных с ее поверхности частиц отмечается образование атом-ионной столкновительной ударной волны. Анализ эмиссионного спектра плазмы в области 400–530 нм показал, что при приближении потока к фронту ударной волны наблюдается незначительный рост интенсивности сплошного спектра. На фронте ударной волны интенсивность сплошного спектра скачкообразно увеличивается в 8–12 раз. При этом максимальная яркостная температура плазмы, полученная по абсолютной величине интенсивности сплошного спектра в исследуемой области, достигает $(9,0-10,5) \cdot 10^3$ К. Переход потока через фронт ударной волны сопровождается также уширением спектральных линий меди и появлением самообращения в резонансных линиях. Отмеченные особенности поведения интенсивности сплошного спектра, обусловленного рекомбинационным и тормозным излучением, рост ширины линий и появление реабсорбции в них вызваны резким повышением плотности плазмы и, в первую очередь, концентрации электронов. Последнее приводит к росту коэффициента ударно-радиационной рекомбинации и уширению спектральных линий вследствие эффекта Штарка.

В интервале времени 10–60 мкс максимальное значение температуры области торможения T_{\max} реализуется сразу за фронтом ударной волны. Для рассматриваемого режима работы плазмотрона значение T_{\max} коррелирует с ходом температуры на его выходе. Вследствие малости времени электрон-ионной релаксации τ_{ei} за фронтом ударной волны измеренные значения T_{\max} соответствуют равновесной температуре. При $\tau = 25$ мкс τ_{ei} составляет 0,015 мкс, а ширина релаксационной зоны не превышает 0,01 см, что значительно ниже пространственного разрешения экспериментальных измерений.

Особенностью осевого распределения параметров потока во второй зоне является спад T и N_e и рост N_a с приближением к преграде, причем максимальные градиенты этих величин

реализуются у поверхности преграды. К концу первого полупериода разрядного тока плазмотрона одновременно с падением температуры и плотности устанавливается пространственная однородность ударно-сжатой зоны.

Данные спектроскопических измерений свидетельствуют об изоэлектронно-термическом характере скачка уплотнения перед преградой при $\tau < 60$ мкс, который сопровождается образованием предшествующей третьей зоны с температурной и ионизационной неравновесностью плазмы. Граница этой зоны определена по чувствительности интерферометрического метода к электронной плотности. Особенностью поведения сверхзвукового потока в предшествующей зоне является резкий рост N_e по мере приближения к ударной волне. Предшествующая ионизация в основном обусловлена электронной теплопроводностью.

К концу первого полупериода разрядного тока плазмотрона в результате снижения температуры и скорости генерируемого потока наблюдается быстрое уменьшение толщины предшествующей зоны, снижение электронной плотности плазмы перед фронтом ударной волны и резкое расширение ударно-сжатой зоны. При $\tau > 60$ мкс в возмущенной перед преградой области реализуется дозвуковое течение. Показатель преломления этой области положителен по всей ее толщине и определяется в основном атомной компонентой.

Характер изменения осевых значений N_e и N_a при $\tau > 60$ свидетельствует о непрерывном росте плотности потока с приближением к преграде в пределах четвертой возмущенной зоны.

Особенностью торможения плазмы, получаемой при ЭВФ, является образование у преграды при $\tau = 90$ зоны «непрозрачности» (пятой зоны), существование которой соответствует генерации плазменного потока с высоким содержанием жидко-капельной фазы. Ниже границы зоны контраст интерференционных полос резко падает вплоть до полного исчезновения интерференционной картины. Причиной последнего является практически полное рассеяние зондирующего лазерного луча на мелкодисперсных жидких каплях, рост концентрации ко-

торых, вероятнее всего, связан с их отражением от поверхности преграды и торможением при вхождении в более плотную область потока.

Заключение. Таким образом, в результате использования комплексной методики получения распределения температур, давлений и концентраций атомов, ионов и электронов в струе плазмы и у подложки при различных режимах работы плазмотронов.

С изменением режима работы плазмотрона, теплофизических свойств преграды и ее расстояния от генератора плазмы происходят существенные изменения как геометрических размеров каждой из рассмотренных зон, так и параметров плазмы в области торможения.

При этом образующаяся пленка существенно меняет свою структуру и проводимость. Это позволяет получать газочувствительные с воспроизводимыми и прогнозируемыми свойствами сенсоры.

Литература

1. Бурмаков, А. П. Экспериментальное исследование процессов взаимодействия плазмы электрического взрыва проводника с плоской преградой / А. П. Бурмаков, В. Б. Михайлов, А. В. Колесник // ИФЖ. – 1984. – Т. 44, № 5. – С. 813–819.

2. Михайлов, В. Б. Контроль предельно допустимых концентраций промышленных газовых выбросов на основе толсто пленочных интегральных газочувствительных элементов / В. Б. Михайлов // Автоматический контроль и автоматизация производственных процессов: материалы Международ. науч.-техн. конф. – Минск, 2006. – С. 5–8.

3. Бурмаков, А. П. Применение однодлинноволновой интерферометрии для определения температуры и плотности компонент частично поглощающих плазменных образований / А. П. Бурмаков, А. В. Колесник, В. Б. Михайлов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56. – Вып. 10. – С. 2013–2015.

4. Бурмаков, А. П. Обтекание плоской преграды импульсным сверхзвуковым потоком металлической плазмы / А. П. Бурмаков, М. В. Сузденков, Ю. А. Станкевич // Физика плазмы. – 1982. – Т. 8. – Вып. 5. – С. 1049–1052.