

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 537.52

СТЕПЕНЬ ИОНИЗАЦИИ ПОТОКА РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ МЕТАЛЛА В МАГНЕТРОНЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

© 2014 г. Ю. П. Царьгородцев, Н. П. Полуэктов,
И. И. Усатов, А. Г. Евстигнеев, И. А. Камышов

Московский государственный университет леса, Россия

e-mail: poluekt@mgul.ac.ru, tsargor@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.01.2014 г.

Окончательный вариант получен 17.03.2014 г.

Приведены результаты исследования параметров плазмы нового источника плазмы — магнетрона с полым катодом с мощностью разряда 0.5–4 кВт при давлении разряда 5–20 мТорр. При мощности разряда свыше 2-х кВт на выходе образуется плазма с концентрацией более 10^{11} см³ до расстояний 30 см от среза магнетрона. С помощью сеточных кварцевых микровесов проведены измерения степени ионизации потока атомов меди в зависимости от давления и мощности разряда, а также расстояния от мишени. На расстоянии 31 см при давлении разряда более 15 мТорр эта величина превышает 50%.

DOI: 10.7868/S036729211409008X

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнетрон с полым катодом (МПК) является новым типом источника плазмы, предназначенным для осаждения пленок с использованием атомов и ионов мишени методом распыления. Отличительной особенностью магнетронного разряда с полым катодом является возможность конформного осаждения пленок на рельефных субмикронных структурах с большим отношением высоты (глубины) к ширине. Такое анизотропное осаждение достигается ионизацией распыленных атомов металла на пути их движения от мишени к подложке, так как потоком ионов можно управлять с помощью электрического поля вблизи подложки. Большая степень ионизации распыленных атомов мишени достигается за счет высокой концентрации плазмы (до 10^{12} см⁻³ при давлении 1–20 мТорр), создаваемой в объеме 10^3 – 10^4 см⁻³, что увеличивает вероятность ионизации. МПК применяется для создания адгезионных, диффузионных и затравочных слоев в канавках (трещинах) и межслойных отверстиях субмикронных структур СБИС, а также в кремниевых структурах микроэлектромеханических систем [1–5]. Данный разряд изучен мало, о чем свидетельствует ограниченное число публикаций. Цель настоящей работы — определить зависимости параметров плазмы и степени ионизации потока распыленных атомов меди от давления и мощности разряда, также расстояния от мишени.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема установки показана на рис. 1. Катод магнетрона выполнен в виде закрытого с одного конца цилиндра (диаметр 14 см, длина 10 см), изготовленного из меди и охлаждаемого водой. В него можно вставлять цилиндрические мишени из различных металлов. Магнитное поле создается 18-ю столбиками магнитов из сплава Fe-Nd-B, расположенных вокруг катода. Концы столбиков соединены кольцевыми железными магнитопроводами. Вблизи выходного сечения магнетрона установлен электромагнит, поле которого направлено навстречу магнитному полю постоянных магнитов. Магнитная пробка, образуемая такой конструкцией, удерживает вторичные электроны внутри катода. На рис. 2 показана индукция магнитного поля B_z , измеренная по оси камеры при токе электромагнита 3.5 А. Координата $Z = 0$ соответствует выходному срезу катода. Внутри магнетрона (область $Z < 0$) индукция магнитного поля на оси 380 Гс, около боковой поверхности 420 Гс. На выходе из магнетрона вблизи оси имеется область с магнитным полем, близким к нулю. Через эту область плазма вытекает из магнетрона. Далее замагниченные электроны движутся вдоль расходящегося магнитного поля электромагнита, тянут за собой ионы, таким образом, концентрация плазмы становится более однородной по радиусу.

Скрещенные $E \times B$ -поля вызывают дрейф электронов в азимутальном направлении, в результате внутри полого катода создается плазма высокой концентрации (до 10^{12} см⁻³). Те электро-

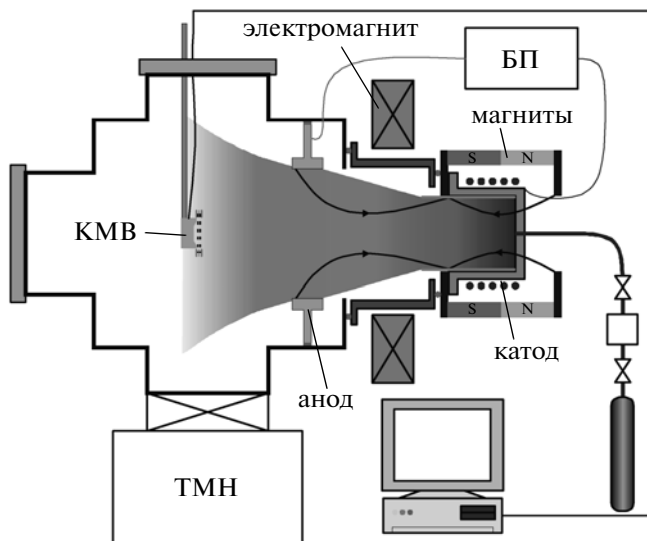


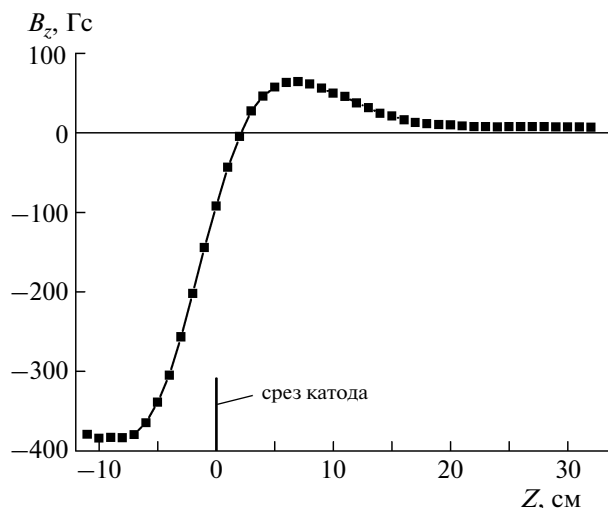
Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

ны и ионы, которые имеют начальную аксиальную скорость, способны покинуть полый катод и распространяться к подложке, которая располагается в технологической камере диаметром 30 см и длиной 45 см.

Чтобы уменьшить радиальные потери плазмы, между катодом и анодом устанавливалась изолированная цилиндрическая вставка диаметром 180 мм и длиной 110 мм. Для данного катода при выключенном электромагните диаметр центральной части потока составляет 5 см на расстоянии 20 см от выходного сечения магнетрона. Магнитное поле электромагнита расширяет поток плазмы и создает более однородное радиальное распределение.

Анодом источника плазмы является медное кольцо, расположенное в технологической камере, изолированное от нее. На кольцо можно подавать потенциал, который в приводимых ниже экспериментах был равен +20 В, при этом весь разрядный ток приходил на кольцо. В качестве блока питания (БП на рис. 1) разряда используется инверторный источник мощностью до 12 кВт (20 А, 600 В). Камера откачивалась до давления 5×10^{-6} Торр с помощью турбомолекулярного насоса (ТМН), аргон подавался через электронный регулятор расхода. Расход газа в данных экспериментах был равен 50 см³/мин, давление 5–20 мТорр регулировалось заслонкой перед турбомолекулярным насосом. Подложка в данных экспериментах не устанавливалась.

Концентрация электронов, температура электронов, функция распределения электронов по энергиям, а также плавающий потенциал U_f и потенциала плазмы U_p определялись из зондовых характеристик цилиндрического зонда Ленгмюра

Рис. 2. Индукция магнитного поля B_z вдоль оси при токе электромагнита 3.5 А.

($r = 0.175$ мм, $l = 5$ мм). Зондовые измерения производились с помощью автоматизированной системы сбора данных на базе аппаратуры фирмы National Instruments и программного обеспечения в среде LabVIEW. ВAX зонда, состоящая максимум из 540 пар точек напряжение-ток (каждая точка получается осреднением 10 измерений), регистрируется за время менее 2 с. Программа зондовых измерений имеет графический интерфейс, позволяющий оперативно управлять процессом сбора данных, а также просматривать графики ВAX непосредственно после регистрации. Малое время регистрации является необходимым условием работы в металлической плазме, когда на зонд происходит осаждение пленки металла. Зонд располагался на расстоянии 19 см и 31 см от среза магнетрона.

Степень ионизации потока γ определяется как отношение потока ионов Γ_{Cu^+} к полному потоку металла, состоящего из атомов и ионов:

$$\gamma = \frac{\Gamma_{\text{Cu}^+}}{\Gamma_{\text{Cu}^+ + \text{Cu}}}, \quad (1)$$

где потоки атомов и ионов меди равны соответственно:

$$\Gamma_{\text{Cu}} = 0.25n_{\text{Cu}}\sqrt{\frac{8kT_{\text{Cu}}}{\pi M_{\text{Cu}}}}, \quad \Gamma_{\text{Cu}^+} = 0.6n_{\text{Cu}^+}\sqrt{\frac{k_B T_e}{M_{\text{Cu}}}}. \quad (2)$$

Здесь k_B – константа Больцмана, M_{Cu} – масса атома меди, T_{Cu} , T_e – температура атомов меди и электронов.

Степень ионизации потока была измерена с помощью сеточных кварцевых микровесов (СКМ), в качестве которых использовался промышленный датчик фирмы Inficon, перед которым были установлены 2 сетки (рис. 3). Микро-

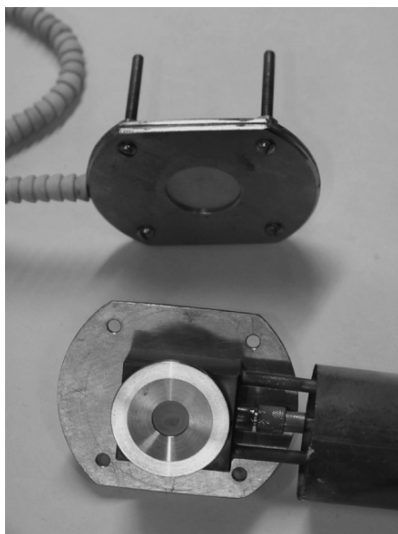
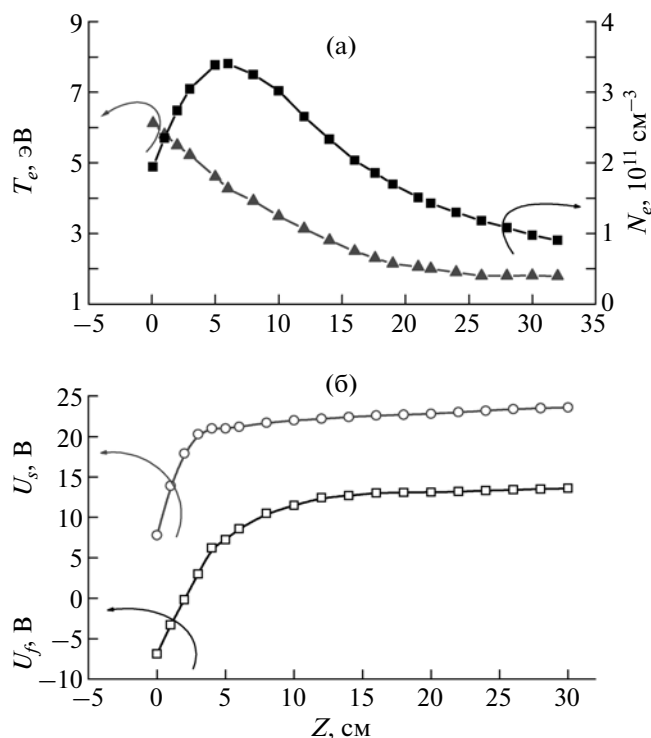


Рис. 3. Сеточные кварцевые микровесы.

сы и 1-я сетка изолированы от камеры и в плазме находятся под плавающим потенциалом. Кварцевые микровесы состоят из кристалла кварца в виде диска диаметром 8 мм покрытым с одной стороны золотой пленкой. Кристаллический кварц обладает пьезоэлектрическими свойствами, т.е. подача электрического напряжения приводит к изменению его размеров. Кварц подключен в колебательный контур с частотой порядка 6 МГц. При осаждении пленки металла на кварц его частота уменьшается пропорционально увеличению массы осажденной пленки. Сетка изготовлена из никелевой фольги толщиной 50 мкм, сторона на квадратной ячейки 70 мкм, ширина перемычек между ячейками 30 мкм, прозрачность сетки $T_e = 50\%$. Сетки изолированы друг от друга кольцами из слюды толщиной 0.8 мм, внутренним диаметром 18 мм и внешним диаметром 22 мм. Назначение сеток следующее: 1-я сетка, находящаяся под плавающим потенциалом, задерживает значительную часть потока электронов. На 2-ю сетку подается положительный (относительно потенциала плазмы) потенциал, который задерживает ионы. Сетка эффективно задерживает ионы, когда расстояние между проволоками не превышает 2 Дебаевских радиусов. В практических единицах это условие выражается следующей формулой:

$$L_3 = \lambda_{De} = 2 \times 740 \sqrt{\frac{T_e}{N_e}}, \quad (3)$$

где T_e выражено в эВ, а концентрация электронов N_e в см^{-3} . Для $T_e = 2.5$ эВ и ячейки в 70 мкм максимальная концентрация плазмы, которая задерживается сеткой, составит $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, на результаты измерений оказывает влияние

Рис. 4. а) Аксиальные распределения за магнетроном температуры электронов T_e , концентрации электронов N_e ; б) плавающего потенциала U_f , потенциала плазмы U_s при $r = 0$, $p = 10$ мТорр, $W = 2.2$ кВт.

геометрический фактор датчика G [6], зависящий от отношения высоты датчика l к его диаметру d (аспектное отношение). Перед кристаллом кварца располагаются круглые сетки, таким образом, кварц находится в глубине своеобразного колодца. Часть нейтральных атомов, имеющих изотропное распределение скоростей, не достигают дна колодца, т.е. поток атомов на поверхность первой сетки отличается от потока на дно колодца, где находится кристалл кварца. Это приводит к завышению величины степени ионизации потока. Для учета этого эффекта вводится геометрический фактор $G \leq 1$. В нашем случае диаметр сетки 18 мм, расстояние от сетки до кварца 4 мм, т.е. колодец неглубокий, аспектное отношение 0.22.

Кроме того, диаметр датчика 8 мм, что значительно меньше диаметра входного колодца. Распределение нейтральных атомов отличается от изотропного, так как распыление частиц металла происходит на боковых поверхностях цилиндрической мишени. Поэтому мы приняли допущение, что поток атомов на дно колодца равен потоку на его входную поверхность, т.е. $G = 1$. Измерения были ограничены давлением не более 20 мТорр, поэтому влиянием столкновений частиц внутри датчика пренебрегаем.

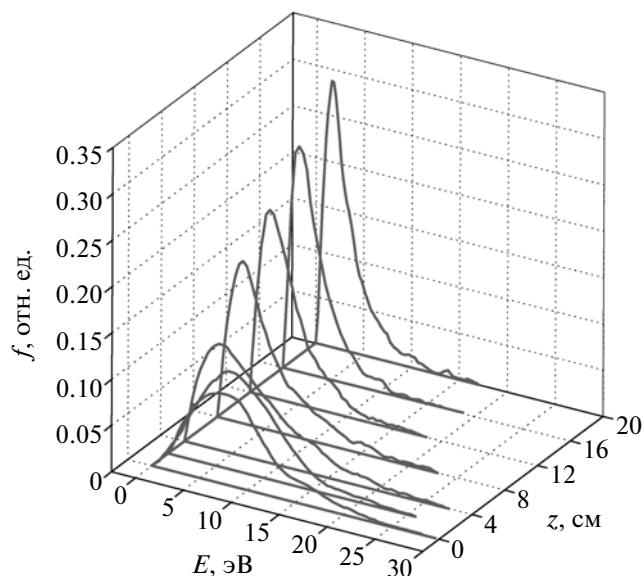


Рис. 5. Функции распределения электронов по энергии $f(E)$ на разных расстояниях от катода. $p = 10$ мТорр, $W = 2.2$ кВт.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4а,б приведены распределения по оси камеры температуры электронов T_e , концентрации электронов N_e ; плавающего потенциала U_f , потенциала плазмы U_s за срезом магнетрона. Условия разряда: давление 10 мТорр, мощность 2.2 кВт, ток электромагнита 3.5 А. Здесь температура электронов определяется как средняя температура:

$$T_e = \frac{2}{3k_B} \int_0^\infty E f(E) dE \left[\int_0^\infty f(E) dE \right]^{-1}, \quad (4)$$

где E — энергия; k_B — постоянная Больцмана; $f(E)$ — функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), определяемая по второй производной ВАХ. Концентрация электронов возрастает от области нулевого поля и достигает максимума на расстоянии 5 см от края мишени, где магнитное поле электромагнита максимально, затем спадает по экспоненте. Тем не менее, в области от 0 до 30 см концентрация плазмы превышает 10^{11} см^{-3} . Температура электронов уменьшается от 6 эВ на срезе магнетрона до 1.8 эВ на расстоянии 30 см. Плавающий потенциал на выходе из катода, где присутствуют высокоэнергетичные электроны, имеет минимальное значение, далее возрастает и на расстоянии 15 см выходит на плато.

На рис. 5 изображены функции распределения электронов по энергиям $f(E)$ на различных расстояниях от катода. В области от 0 до 10 см максимальные значения ФРЭЭ находятся в пределах 5–10 эВ, далее максимум смещается к меньшим зна-

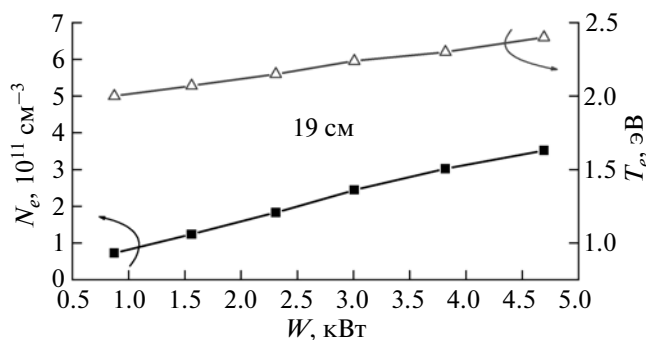


Рис. 6. Концентрация и температура электронов как функция от мощности разряда. $p = 10$ мТорр, $W = 2.2$ кВт, $I_{эл} = 3.5$ А.

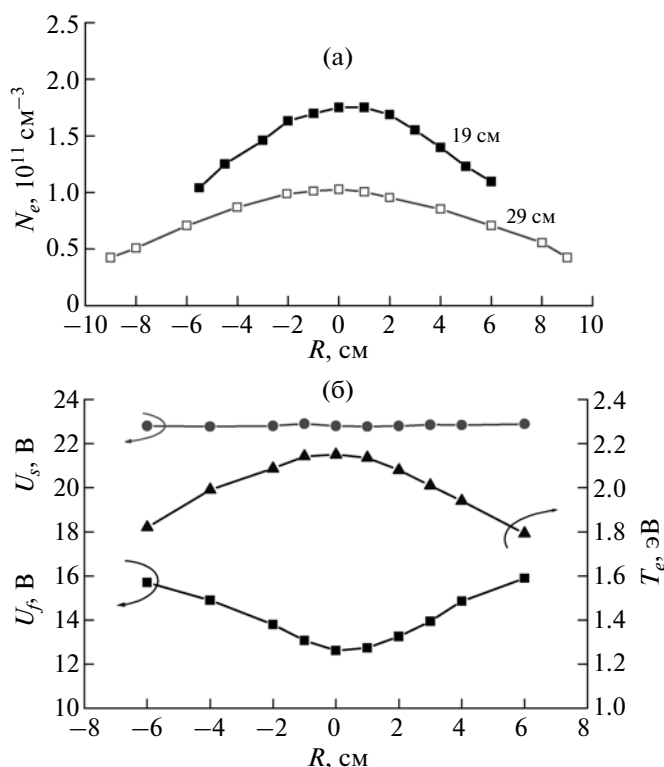


Рис. 7. Радиальное распределение а) концентрации электронов N_e , б) температуры электронов T_e , плавающего U_f и плазменного U_s потенциалов. $p = 10$ мТорр, $W = 2.2$ кВт, $I_{эл} = 3.5$ А.

чениям, тем не менее, до 30 см имеется большое количество электронов с энергией более 7.7 эВ, равной потенциалу ионизации атомов меди.

На рис. 6 приведена зависимость концентрации температуры электронов от мощности разряда на расстоянии 19 см. Температура электронов увеличивается слабо с ростом мощности. Концентрация электронов возрастает линейно с мощностью и при 4 кВт достигает $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. На

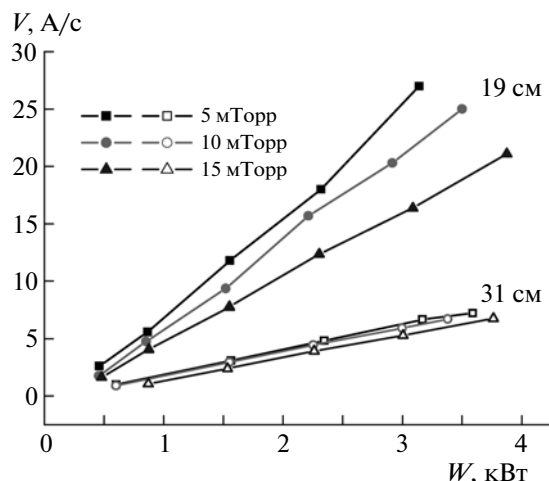


Рис. 8. Зависимость скорости осаждения меди от мощности разряда. $R = 0$.

рис. 7а показано распределение по радиусу концентрации электронов на двух расстояниях от катода — 19 и 31 см. С увеличением расстояния от катода плазма становится более однородной за счет диффузии. На рис. 7б даны распределения по радиусу температуры электронов T_e , а также плавающего U_f и плазменного U_s потенциалов на расстоянии от катода 19 см. В центре разряда температура электронов T_e максимальна и равна 2.15 эВ. Ближе к стенкам камеры она уменьшается до 1.8 эВ. На оси разряда находятся электроны с большей энергией, поэтому их температура выше.

Несмотря на существенную неоднородность плазмы, ее потенциал U_s слабо меняется по радиусу. Плавающий потенциал U_f в центре разряда принимает минимальные значения, так как здесь наибольшая концентрация высокоэнергетичных электронов.

На рис. 8 показаны зависимости скорости осаждения (в Ангстрем/с) от мощности разряда для различных давлений и расстояний от катода. Датчик кварцевых микровесов (без сеток) располагался на оси разряда. Скорость осаждения растет линейно с увеличением мощности. При увеличении давления в 3 раза от 5 до 15 мТорр скорость осаждения уменьшается не в 3, а только в 2 раза. Здесь работают несколько процессов. Понятно, что с ростом давления увеличивается число столкновений, рассеивающих атомы меди, и скорость осаждения падает. Однако при большем давлении растет температура атомов аргона вследствие роста числа столкновений с атомами меди и электронами. Согласно закону $p_{Ar} = N_{Ar} k_B T_{Ar}$ 3-х кратное увеличение давления тогда не вызывает 3-х кратный рост концентраций ато-

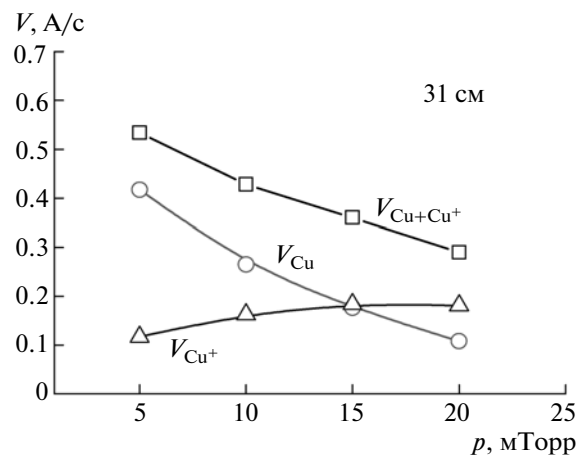


Рис. 9. Зависимость скоростей осаждения атомами и ионами Cu от давления. $W = 2.2$ кВт, $I = 3.5$ А.

мов аргона. Кроме того, с ростом давления увеличивается вероятность ионизации атомов меди и вклад потока ионов меди, определяемый формулой (2), в полный поток также растет. Это хорошо видно из рис. 9, где показаны зависимости от давления скоростей осаждения атомами и ионами меди, а также их суммарной скорости, рассчитанные по измерениям СКМ.

На рис. 10а представлены осциллограммы сеточных кварцевых микровесов, снятые при разных мощностях разряда. Видно, что при включении задерживающего напряжения (при $t = 20$ с), скорость осаждения (в этом случае обусловленная только атомами меди) резко уменьшается. На рис. 10б показаны зависимости скорости осаждения атомов и ионов меди, а также полная скорость осаждения от мощности разряда на расстоянии 31 см и давлении 15 мТорр. Скорости увеличиваются с ростом мощности, и вклад ионов меди превышает вклад атомов.

На рис. 11а,б представлены зависимости степени ионизации потока распыленных атомов меди γ от мощности разряда при разных давлениях и расстояниях от мишени. С ростом давления и расстояния от катода-мишени величина γ увеличивается. Степень ионизации потока атомов меди возрастает в 2 раза для давлений 5 мТорр и 20 мТорр от 0.2 до 0.4 на расстоянии 19 см и от 0.27 до 0.6 на расстоянии 31 см. Для давлений 5 и 10 мТорр величина γ увеличивается на 10%, а для 15 и 20 мТорр на 20% с ростом расстояния.

Длина пути ионизации определяется по формуле [7]:

$$\lambda_i = v_{Cu}/K_i N_e, \quad (5)$$

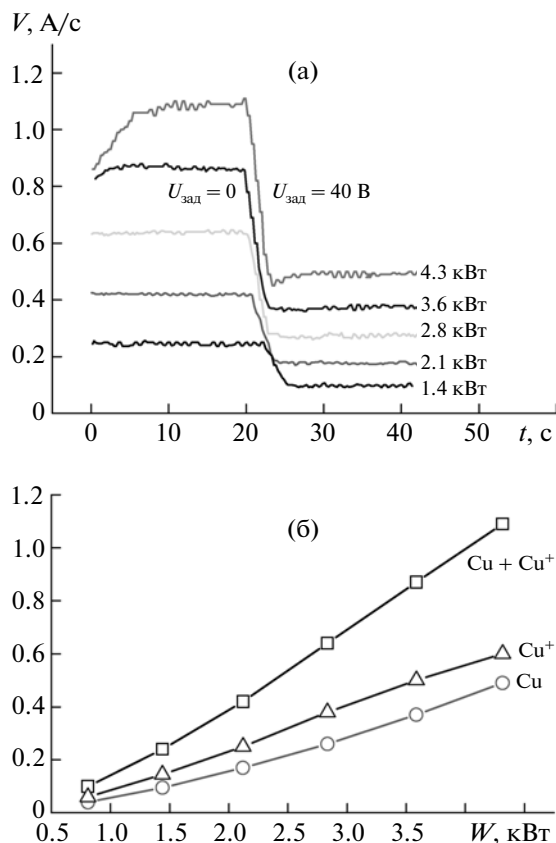


Рис. 10. а) осциллограммы СКМ, б) скорости осаждения атомов, ионов меди и полная скорость в зависимости от мощности разряда. 31 см от мишени, $p = 15$ мТорр.

где v_{Cu} — скорость распыленных атомов металла,

$K_i = \langle \sigma_i v_e \rangle = \int_{E_i}^{\infty} v \sigma_i f(T_e, E) dE$ — константа скорости ионизации, σ_i — сечение и $E_i = 7.7$ эВ энергия ионизации атомов меди, $f(E)$ — ФРЭЭ, E — энергия электронов. Величина K_i хорошо аппроксимируется формулой [7]

$$K_i \approx K_{i0} \exp(-E_i/T_e), \quad (6)$$

где $K_{i0} = 5.62 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ — константа для атомов меди [8].

Функция распределения распыленных атомов металла при энергиях ионов 300–800 эВ хорошо описывается формулой Томпсона [9]. Это распределение возрастает линейно и достигает максимума при энергии сублимации металла, а затем уменьшается как E^{-2} . Для атомов меди наиболее вероятная энергия атомов, покидающих поверхность металла около 3.5 эВ, но вследствие хвоста высокоэнергетичных атомов, средняя энергия порядка 10 эВ. Температура буферного газа (аргона) по результатам измерений полуширины доплеровского уширения с помощью сканируемого давлением интерферометра Фабри-Перо увели-

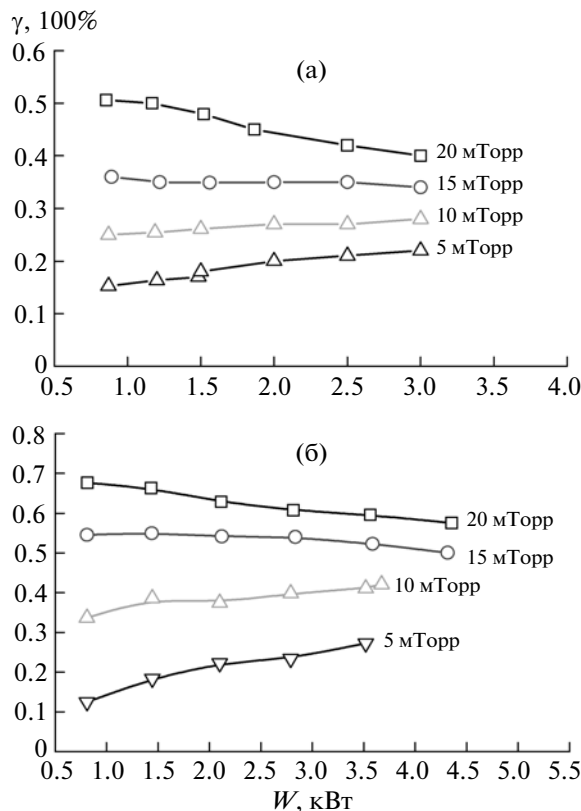


Рис. 11. Степень ионизации потока атомов меди в зависимости от мощности разряда при различных давлениях: а) на расстоянии 19 см, б) на расстоянии 31 см от катода-мишени. $I_{\text{эл}} = 3.5$ А.

чивается линейно с ростом мощности разряда от 700 К при 0.5 кВт до 1700 К (0.15 эВ) при 4 кВт (измерялись полуширины линий Ar7504, Ar6965, Cu3247, Cu3274). В результате столкновений с атомами нейтрального газа атомы меди теряют свою энергию (термализуются), их скорость уменьшается, увеличивается время нахождения в разряде и соответственно вероятность ионизации. Напомним, что концентрация электронов на данных расстояниях превышает 10^{11} см^{-3} и имеется много электронов с энергией выше потенциала ионизации меди. Таким образом, из формул (5)–(6) понятна зависимость вероятности ионизации от мощности и давления.

На рис. 11а,б видно, что при давлении 20 мТорр с ростом мощности степень ионизации потока уменьшается. Из вышеизложенного следует, что причиной этого является увеличение температуры атомов аргона, что уменьшает их концентрацию и увеличивает длину пути ионизации. Подобные явления типичны для установок высокоплотной плазмы для давлений более 20 мТорр [2, 10].

ВЫВОДЫ

С помощью зондовых измерений определены параметры плазмы нового источника — магнетрона с полым катодом, предназначенным для конформного осаждения пленок металлов и их соединений на рельефных структурах с большим аспектным отношением. Эти измерений показали, при мощности разряда свыше 2-х кВт на выходе образуется плазма с концентрацией более 10^{11} см³ до расстояний 30 см от среза магнетрона. Вероятность ионизации распыленных атомов металла в плазме с такой концентрацией и объемом велика. В результате потоки ионов металла могут превышать потоки атомов. С помощью сеточных кварцевых микровесов исследована степень ионизации потоков атомов меди в зависимости от давления и мощности разряда, а также расстояния от мишени. При давлении разряда более 15 мТорр величина выше 50%.

Работа выполнена при поддержке ЦКП “Плазменные технологии микро- и нанопленок”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klawuhn E., D'Couto G.C., Ashtiani K.A., Rymer P., Biberge M.A., Levy K.B.* // J. Vac. Sci. Techn. 2000. A18 (4). P. 1546.
2. *Vyas V., Kushner M.J.* // J. Vac. Sci. Techn. 2006. A24. P. 1955.
3. *Meng L., Raju R., Flauta R., Shin H., Ruzic D.N.* // J. Vac. Sci. Techn. 2010. A28(1). P. 112.
4. *Poluektov N.P., Tsar'gorodsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G., Kamyschov I.A.* // J. Modern Phys. 2012. 10 (3). P. 1494.
5. *Anders A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 2272.
6. *Green K.M., Hayden D.B., Juliano D.R., Ruzic D.N.* // Rev. Sci. Instrum. 1997. 68. P. 4555.
7. *Lieberman V.A., Lichtenberg A.J.* Principles of Plasma Discharge and Material Processing. New York: Wiley, 1994.
8. *Lotz W.* // Z. Phys. 1970. V. 232. P. 101.
9. *Thompson M.W.* // Philos. Mag. 1968. V. 15. P. 1.
10. *Hopwood J.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1624.