

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ МЕТАЛЛА В МАГНЕТРОНЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

© 2019 г. Ю. П. Царьгородцев^{а,*}, Н. П. Полуэктов^{а,**}, И. И. Усатов^а,
А. Г. Евстигнеев^а, Е. П. Козловская^а, О. О. Амеликин^а

^а *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Мытищинский филиал, Россия*

**e-mail: tsargor@yandex.ru*

***e-mail: poluekt@mgul.ac.ru*

Поступила в редакцию 30.08.2018 г.

После доработки 21.11.2018 г.

Принята к публикации 22.11.2018 г.

Проведены исследования области ионизации магнетронного разряда с полым катодом, питание которого осуществляется двумя источниками питания: источником постоянного тока и источником мощных импульсов тока. С помощью оптического зонда получены спектры излучения атомов и ионов мишени, а также буферного газа в различных областях разряда. С использованием зонда Ленгмюра определены параметры плазмы стационарного и импульсных разрядов. Цель исследований – определение области и механизма ионизации распыленных атомов мишени.

DOI: 10.1134/S0367292119050135

1. ВВЕДЕНИЕ

Со второй половины 90-х годов интенсивно исследуют магнетронный разряд, который в англоязычной литературе называется HiPIMS (High Power Impulse Magnetron Sputtering) [1–14]. В этом разряде стационарный источник питания заменяется на импульсно-периодический, работающий в режиме мощных импульсов (максимум тока 100–1000 А), длительность разряда $\tau = 10\text{--}300$ мкс, период разряда $T = 1\text{--}20$ мс. Плотность ионного тока на мишени $0.25\text{--}10$ А/см², импульсная мощность разряда до 10 кВт/см², что на несколько порядков больше, чем в стационарных магнетронах. Преимущество данного разряда – возможность достижения высокой степени ионизации распыленных атомов мишени. Пленки, полученные в HiPIMS разряде, имеют более высокую плотность, адгезию, твердость, гладкость поверхности, а также возможность конформного осаждения на рельефных поверхностях субмикронных размеров.

При работе в стационарном режиме с такими плотностями тока мишень магнетрона испытывает большие тепловые нагрузки, что приводит к местному расплавлению мишени, каплеобразованию и срыву тлеющего разряда (дугообразованию). В HiPIMS разряде вследствие большой скважности средняя мощность за период не превышает 1–2 кВт, поэтому мишень не перегревается. При этом в момент импульса тока вблизи ка-

тода концентрация плазмы достигает величины 10^{13} см⁻³, в результате электроны ионизуют распыленные атомы мишени на расстоянии несколько сантиметров. Степень ионизации потока атомов металла (отношение потока ионов Γ_{Cu^+} к полному потоку металла, состоящему из атомов и ионов $\Gamma_{\text{Cu}^+ + \text{Cu}}$) достигает 80%.

Недостатком HiPIMS является уменьшение скорости осаждения. По сравнению со стационарным разрядом скорость осаждения пленки в HiPIMS разряде с планарным катодом при одинаковой средней мощности уменьшается в 2–3 раза. Это связано в основном с тем, что часть ионов металла возвращается на мишень и участвует в самораспылении, поэтому поток ионов металла на подложку уменьшается. В большинстве случаев в HiPIMS разряде используется плоский катод в виде диска диаметром 50–300 мм. Область плазмы с концентрацией 10^{13} см⁻³ располагается на расстоянии нескольких сантиметров от катода.

В лаборатории секции физики МФ МГТУ создан источник высокоплотной плазмы – на основе магнетрона с полым катодом (МПК) [15–17]. Особенностью этого разряда является высокая концентрация плазмы (более 10^{11} см⁻³ при давлении 1–10 мТорр вплоть до расстояния 30 см от выходного сечения магнетрона. Установки на основе данного разряда широко применяются для создания адгезионных, диффузионных и затра-

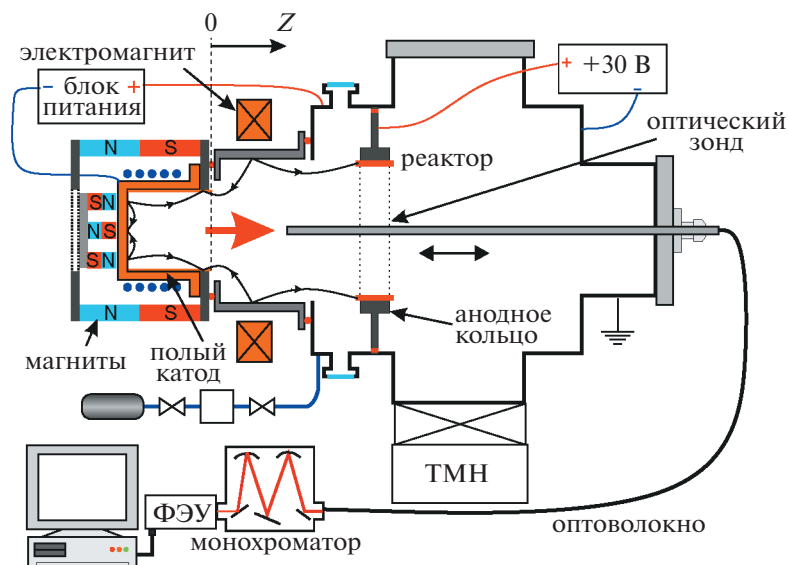


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

вочных слоев в канавках (трэнчах) и межслойных отверстиях современных ультрабольших интегральных схем [18–22].

В нашей работе [16] показано, что в магнетронном разряде с полым катодом, работающем в режиме постоянного тока (сила тока < 10 А, мощность 1–4 кВт), внутри мишени плазма высокой концентрации (10^{12} см $^{-3}$) расположена вблизи цилиндрической поверхности, а в центре катода концентрация на порядок меньше. На оси разряда концентрация плазмы достигает больших значений за пределами магнетрона на расстоянии 4–12 см. По всей вероятности, там же происходит основная ионизация распыленных атомов металла. Высказывается предположение, что в случае мощных импульсов (ток свыше 100 А) эта ситуация изменится незначительно, и, следовательно, скорость осаждения изменится мало.

Цель данных исследований — с помощью спектральных и зондовых измерений экспериментально определить область ионизации распыленных атомов меди в магнетроне с полым катодом, работающим в режимах постоянного тока и мощных импульсов тока.

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 11 см), изготовленного из меди и охлаждаемого водой. В него можно вставлять цилиндрические мишени из различных металлов. Камера откачивается турбомолекулярным насосом до давления 10^{-5} Торр,

затем через электронный регулятор расхода ($25\text{--}50$ см 3 /мин) напускается аргон до давления 10 мТорр.

В качестве блока питания стационарного питания разряда (БП на рис. 1) используется инверторный источник мощностью до 12 кВт (20 А, 600 В) (Эсто ЭЛ). Источник мощных импульсов, разработанный в нашей лаборатории, имеет напряжение до 900 В, максимальный ток 150 А, длительность импульса 50–350 мкс, частота 100 Гц. Разряд зажигается системой предыонизации на основе постоянного источника (2 кВ, 5–25 мА), а затем включается импульсный источник. Система предыонизации обеспечивает повторяемость разряда. Имеется система дугогашения. Напряжение разряда и ток измерялись делителем 1 : 100 P39258 (Holden Electronics) и датчиком тока CSNB121 (Honeywell) соответственно и регистрировались 2-лучевыми цифровыми Bordo B-421 (150 МГц) или Bordo B-423 (200 МГц).

Магнитное поле создается столбиками магнитов из сплава Fe-Nd-B, расположенных вокруг катода, а также электромагнитом, установленным вблизи выходного сечения. Концы столбиков соединены кольцевыми железными магнитопроводами. Индукция магнитного поля вблизи цилиндрической поверхности катода составляет 450 Гс. Магнитная пробка, образуемая такой конструкцией, удерживает вторичные электроны внутри полого катода.

Электромагнит, предназначенный для расширения потока плазмы и создания более однородного радиального распределения, установлен на расстоянии нескольких сантиметров от выходного сечения магнетрона. Его магнитное поле

включено навстречу магнитному полю постоянных магнитов.

Анодом источника плазмы является медное кольцо, расположенное в технологической камере (реакторе), изолированное от нее. В приводимых ниже экспериментах этот потенциал был равен +30 В относительно стенок камеры, при этом весь разрядный ток приходил на кольцо. Из источника плазма поступает в технологическую камеру диаметром 30 см и длиной 45 см.

Между катодом-мишенью и заземленной камерой установлена изолированная цилиндрическая вставка диаметром 16 см и длиной 11 см.

Система диагностики включает спектральную и зондовую.

Спектральные измерения проводились с помощью оптического зонда (рис. 1). Он представляет собой керамическую трубку длиной 20 см с внутренним и внешним диаметрами 9 и 20 мм соответственно. Керамическая трубка вставлялась в медную трубку, которая выводилась из камеры через вакуумное уплотнение. На дальнем от плазмы конце трубки установлено кварцевое окно. Таким образом, в трубку попадало излучение из узкого конуса плазмы, находящегося перед ней. Оптический зонд мог передвигаться вдоль камеры. Расстояние до переднего конца трубки отсчитывалось от выходного сечения магнетрона, где $Z = 0$. Излучение из трубки фокусировалось на кварцевое оптоволокно диаметром 1 мм, а с него на монохроматор с обратной дисперсией 1.3 нм/мм. В качестве приемника излучения использовался ФЭУ 100. Программы спектральной диагностики позволяют измерять как спектр излучения плазмы в различные моменты времени разряда, так и динамику интенсивностей излучения отдельных линий. При измерении спектра сигнал с ФЭУ через усилитель выводился на плату сбора данных PCI-6221 фирмы National Instruments. Динамика излучения регистрировалась цифровыми осциллографами. Программы сбора данных написаны на языке LabVIEW.

С помощью разработанной системы зондовой диагностики можно определять концентрацию плазмы, температуру электронов, плазменный и плавающий потенциалы в различные моменты времени импульсного разряда. Вольфрамовый зонд Ленгмюра имеет диаметр 0.2 мм и длину 2 мм. Аппаратную часть системы составляют: разработанный в лаборатории мощный высоковольтный усилитель, система выборки-хранения, блок датчиков тока и напряжения и плата PCI-6221. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда состоит максимум из 540 пар точек напряжение – ток (каждая точка получается усреднением по 10 измерениям).

Обработка экспериментальных ВАХ включает в себя сглаживание данных кубическими сплай-

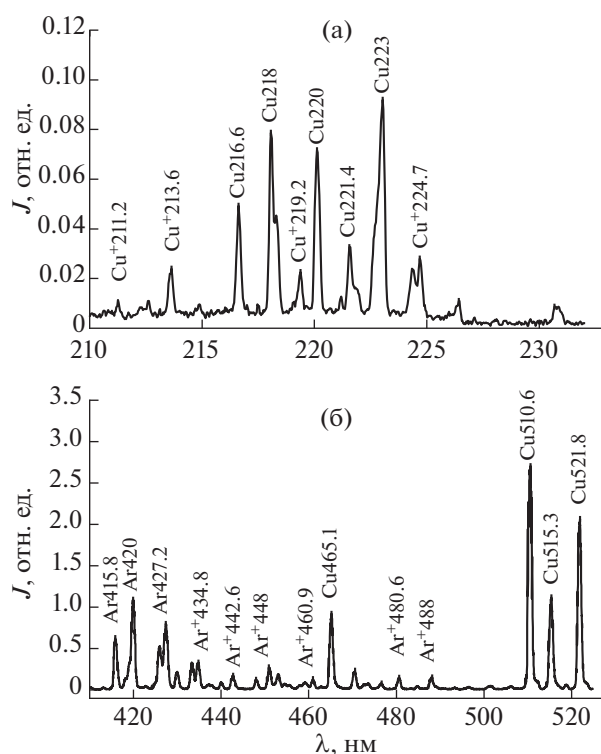


Рис. 2. Спектр плазмы. $p = 10$ мТорр, $I_{em} = 3.5$ А, постоянный ток, $P = 2.2$ кВт, $Z = 18$ см.

нами или методом Савицкого–Голая, вычисление первой (для определения потенциала плазмы V_s) и второй (для определения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ)) производных тока по методике, предложенной в [23]. Концентрация электронов определялась интегрированием ФРЭЭ по энергии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2а,б представлены спектры плазмы в ультрафиолетовом и сине-зеленом участках, снятые на расстоянии 18 см от среза магнетрона, работающего на постоянном токе 7 А. Ток электромагнита $I_{em} = 3.5$ А. Эти участки выбраны потому, что здесь присутствуют линии атомов и ионов аргона и меди. В частности, мы выбрали для измерений линии ионов Cu^+ 213.6 нм и Ar^+ 480.6 нм.

На рис. 3а представлены аксиальные распределения концентрации и температуры электронов. При $Z = 0$ (выходное сечение полого катода) концентрация равна $0.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, далее она возрастает до $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии 4 см, затем медленно спадает и на расстоянии 20 см составляет $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Температура электронов на выходе из мишени порядка 6 эВ, на расстоянии 20 см уменьшается до 2 эВ.

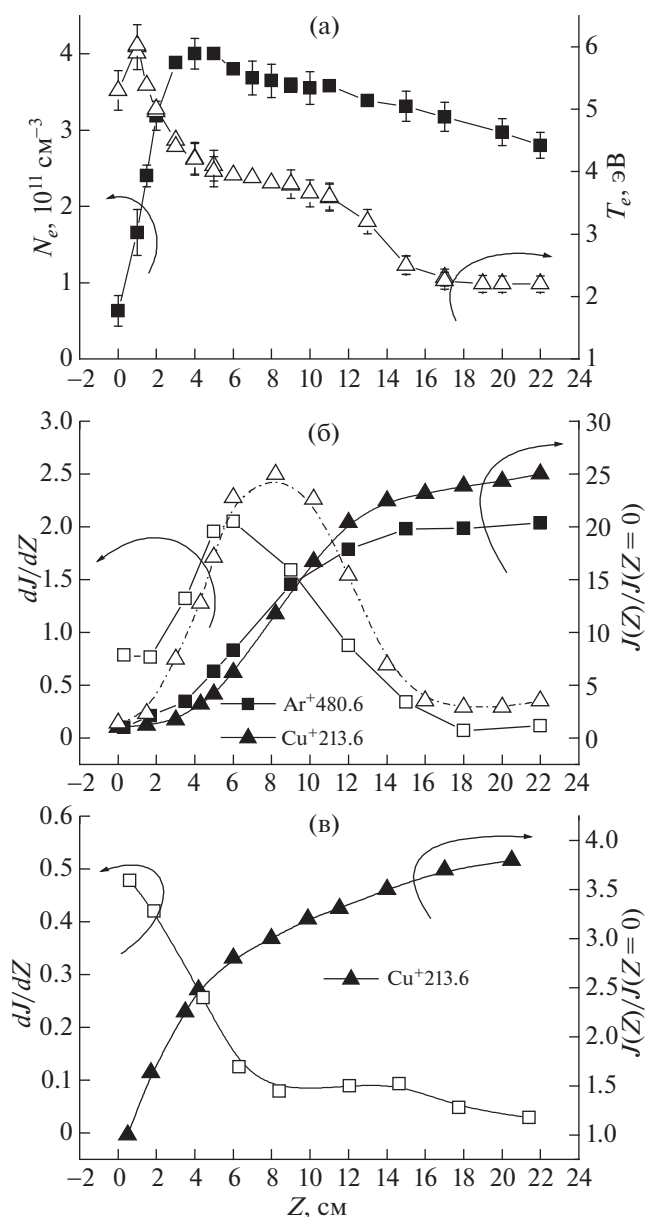


Рис. 3. Аксиальные распределения: а) – концентрации n_e и температуры электронов T_e ; б) – нормализованного излучения J и производной dJ/dZ линий Ar^+ и Cu^+ по оси разряда ($R=0$); в) – J и dJ/dZ линии Cu^+ на радиусе $R=6$ см разряда. $p=10$ мТорр, $P=2.2$ кВт, $I_{em}=3.5$ А.

На рис. 3б показаны нормализованные интенсивности излучения линий ионов аргона и меди $J(Z)/J(Z=0)$ как функции расстояния от мишени, измеренные на оси разряда ($R=0$ см). Нормализованная интенсивность есть отношение интегрального излучения столба плазмы от дна магнетрона до оптического зонда на расстоянии Z к такой же величине при $Z=0$ см. Видно, что излучение резко возрастает на расстоянии 4–

14 см, затем рост замедляется и выходит на плато. Для ионов аргона и меди интенсивность излучения возрастает в 20 и 25 раз соответственно на расстоянии 20 см. На этих рисунках также приведены зависимости производных dJ/dZ от расстояния. Максимум производной для ионов меди сдвинут вправо, т.е. основная ионизация атомов меди в осевой части разряда происходит за пределами мишени на расстояниях 4–12 см от магнетрона.

Как показали зондовые измерения [16], внутри полого катода в осевой области концентрация плазмы меньше 10^{11} см^{-3} и только вблизи цилиндрической поверхности достигает величины 10^{12} см^{-3} . На рис. 3в приведена величина нормализованной интенсивности и ее производной для линии иона меди, измеренная вдоль радиуса $R=6$ см. В этом случае увеличение интенсивности линии Cu^+ 213.6 нм с расстоянием значительно меньше, всего в 4 раза, т.к. внутри полого катода на этом радиусе уже происходит ионизация распыленных атомов меди. Тем не менее, степень ионизации атомов металла на этом радиусе также возрастает за пределами магнетрона.

На рис. 4 для сравнения представлены аналогичные результаты для линий атомов Ag и Cu . Здесь возрастание интенсивностей линий Ag 750.4 нм, Cu 216 нм, Cu 515 нм с расстоянием значительно меньше, всего в 3.5–4 раза, а интенсивности линий с переходами на метастабильные уровни Cu 510.6 нм, Ag 811.5 нм увеличиваются только в 2 раза. Резонансные линии атомов меди Cu 324.7 нм и Cu 327.4 нм не использовались вследствие их поглощения.

Концентрация атомов на оси разряда уменьшается с расстоянием вследствие их перехода в ионизованное состояние, а также рассеяния при столкновениях (диффузия к боковым стенкам).

Такие зависимости указывают на то, что внутри полого катода количество атомов Cu достаточно велико, а основная ионизация этих атомов в осевой области разряда происходит за пределами магнетрона. В работе [5] показано, что при данных концентрациях плазмы главным механизмом является ионизация электронным ударом, вклад пеннинговской ионизации незначителен.

На рис. 5 показаны характерные осциллограммы тока и напряжения разряда, а также ионный ток насыщения зонда, когда магнетрон подключен к источнику мощных импульсов. Энергия разряда E равна 4.42 Дж, средняя мощность разряда за время импульса (150 мкс) $P_{pulse}=29.5$ кВт, а средняя мощность за период (10 мс) $P_{av}=440$ Вт.

Видно, что после выключения импульса тока ($t=150$ мкс) концентрация плазмы уменьшается по экспоненте с постоянной времени порядка 100 мкс, далее вследствие системы преионизации

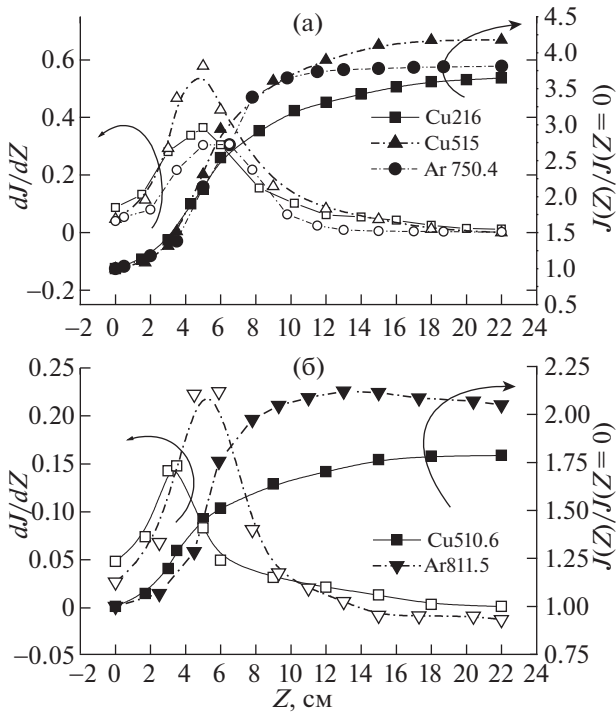


Рис. 4. Аксиальные распределения интегрального излучения J и его производной dJ/dZ для линий ионов Ag и Cu. $p = 10$ мТорр, $P = 2.2$ кВт, $I_{em} = 3.5$ А.

на уровне концентрации порядка 10^9 – 10^{10} см $^{-3}$ сохраняются до следующего импульса (10 мс).

На рис. 6 приведен спектр плазмы импульсного разряда, измеренный на 100 мкс разряда на расстоянии 18 см от магнетрона. По сравнению с разрядом на постоянном токе (рис. 2) интенсивность излучения J линий ионов Ag и Cu относительно интенсивности излучения атомов Ag

увеличилась. В режиме мощных импульсов интенсивность линий ионов меди превышает интенсивность линий атомов.

Для сравнения мы взяли интенсивности линий Cu^+ 213.6 нм и Cu 216.5 нм. Их энергии возбуждения близки – (8.52 эВ) и (5.72 эВ) соответственно, и линии расположены достаточно близко, чтобы не учитывать спектральную характеристику ФЭУ. В режиме HiPIMS отношение интенсивностей Cu^+ 213.6 нм и Cu 216 нм равно 2.7, тогда как для стационарного режима это отношение составляет 0.46. При этом нужно учитывать, что средняя мощность импульсного разряда 440 Вт, а мощность стационарного – 2.2 кВт. Степень ионизации потока атомов меди для стационарного режима на этом расстоянии от катода при давлении 10 мТорр составила 25% [15]. В режиме мощных импульсов эта величина, основываясь на представленных выше измерениях, значительно выше. Точное значение степени ионизации потока распрыснутых атомов есть предмет дальнейших исследований. Интенсивность линий ионов аргона в импульсном режиме работы магнетрона также возрастает по сравнению с режимом постоянного тока (рис. 2б и 6б).

На рис. 7а представлены зависимости интенсивности излучения спектральной линии ионов Ag^+ (480.6 нм) от времени в HiPIMS разряде длительностью 150 мкс, измеренные вдоль оси разряда на различных расстояниях от выходного сечения полого катода. Там же показан ток импульсного разряда. Максимальное значение тока 97 А достигается в момент времени 55 мкс. Когда оптический зонд находится около выходного сечения магнетрона ($Z = 0$ см) максимум излучения линии Ag^+ совпадает с максимумом тока. При увеличении расстояния от мишени максимум из-

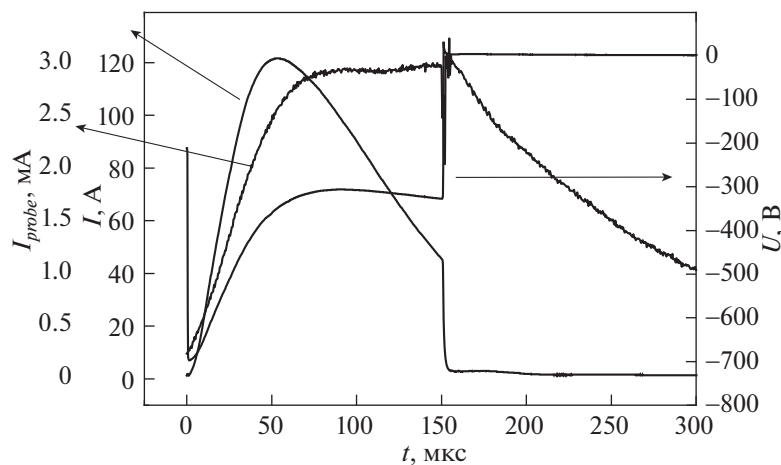


Рис. 5. Ток I и напряжение U импульсного разряда, ионный ток насыщения зонда I_{probe} на расстоянии $Z = 18$ см. $p = 10$ мТорр, $E = 4.42$ Дж, $P_{pulse} = 29.5$ кВт, $P_{av} = 440$ Вт.

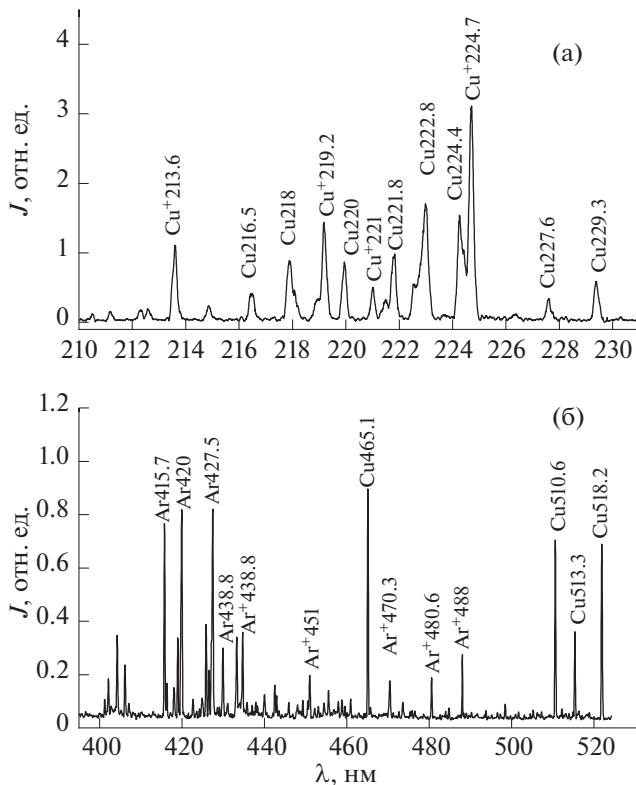


Рис. 6. Спектр плазмы импульсного разряда. $p = 10$ мТорр, $P_{av} = 440$ Вт, $I_{em} = 3.5$ А, $t = 100$ мкс.

лучения запаздывает по отношению к максимуму тока. Это понятно, так как ионам аргона необходимо время, чтобы пройти расстояние от магнетрона до оптического зонда. Кроме того, интенсивность излучения возрастает с увеличением расстояния. До $Z = 12$ см излучение возрастает быстро, а затем рост существенно замедляется.

Подобные зависимости приведены на рис. 7б для интенсивности линии иона меди. Однако имеются некоторые отличия. Во-первых, излучение Cu^+ начинается с задержкой порядка 20 мкс, так как ионизация распыленных атомов металла происходит после достижения достаточно высокой концентрации электронов. Во вторых, максимумы излучения линий Cu^+ достигаются также с задержкой 10–15 мкс по отношению к максимуму излучения Ar^+ .

На рис. 8а показаны нормализованные интенсивности максимумов излучения линий ионов аргона и меди как функции расстояния от мишени, полученные из данных рис. 7. Подобно стационарному режиму излучение возрастает с расстоянием в 10 раз. Это меньше, чем в стационарном режиме, что связано с тем, что внутри полого катода в импульсном режиме концентрация электронов, а также атомов и ионов металла больше. Соответственно, отношения нормализованных

интенсивностей уменьшаются. Из рис. 7 и 8 можно сделать вывод, что наибольшая ионизация распыленных атомов металла происходит на расстоянии 5–12 см от среза магнетрона.

На рис. 8б приведены аналогичные результаты для линий атомов Cu. Здесь возрастание интенсивности линий $\text{Cu}521.8$ нм с расстоянием значительно меньше, всего в 2 раза, также как в случае стационарного разряда.

Показанные на рис. 7 излучения являются суммарным излучением конуса плазмы от дна катода до входа оптического зонда. Дополнительную информацию дают измерения ионного тока насыщения с помощью зонда Ленгмюра. На рис. 9а представлены временные зависимости ионного тока насыщения зонда ($V_{probe} = -60$ В) на различных расстояниях от выходного сечения магнетрона. Зонд расположен на оси разряда ($R = 0$ см). Также показан ток разряда I . Плазма выходит из полого катода и распространяется к анодному кольцу. Внутри катода-мишени ($Z = -0.5$ см) максимум ионного тока немного отстает от пика тока разряда. По мере удаления от катода время достижения пика ионного тока увеличивается. Важно отметить, что величина ионного тока возрастает в 9 раз на отрезке $0.5 \text{ см} < Z < 13$ см. Кроме того, на расстояниях более 15 см ионный ток зонда имеет два пика. Первый пик совпадает по времени с максимумом разрядного тока независимо от расстояния от катода и связан с ионами аргона, создаваемыми в начальной стадии разряда вторичными электронами, которые распространяются от катода к анодному кольцу. Из рис. 9а следует, что при $0 < t < 5$ мкс ионный ток насыщения, измеренный при напряжении -60 В, отрицательный. Значит, в этот отрезок времени разряда на зонд приходят электроны с энергией, превышающей 60 эВ. Это вторичные электроны, которые выбиваются из катода-мишени ионами аргона и ускоряются падением напряжения в катодном слое. Образование больших отрицательных потенциалов в первые микросекунды разряда является характерной особенностью HiP-IMS-разрядов. Эффект вызван сильным разделением зарядов в начальной стадии пробоя. В разрядах с плоским катодом тороидальное магнитное поле и анод, расположенный в одной плоскости с катодом, ограничивают область распространения электронов. В нашем случае анод расположен на большом расстоянии от катода и имеется продольное магнитное поле соленоида, которое способствует распространению электронов. Поэтому зонд обнаруживает их на расстоянии 20 см от среза катода.

Второй максимум ионного тока, обусловленный диффузией ионов из полого катода, также наблюдался в разрядах с плоским катодом [2, 3, 7]. Время достижения второго пика растет по ме-

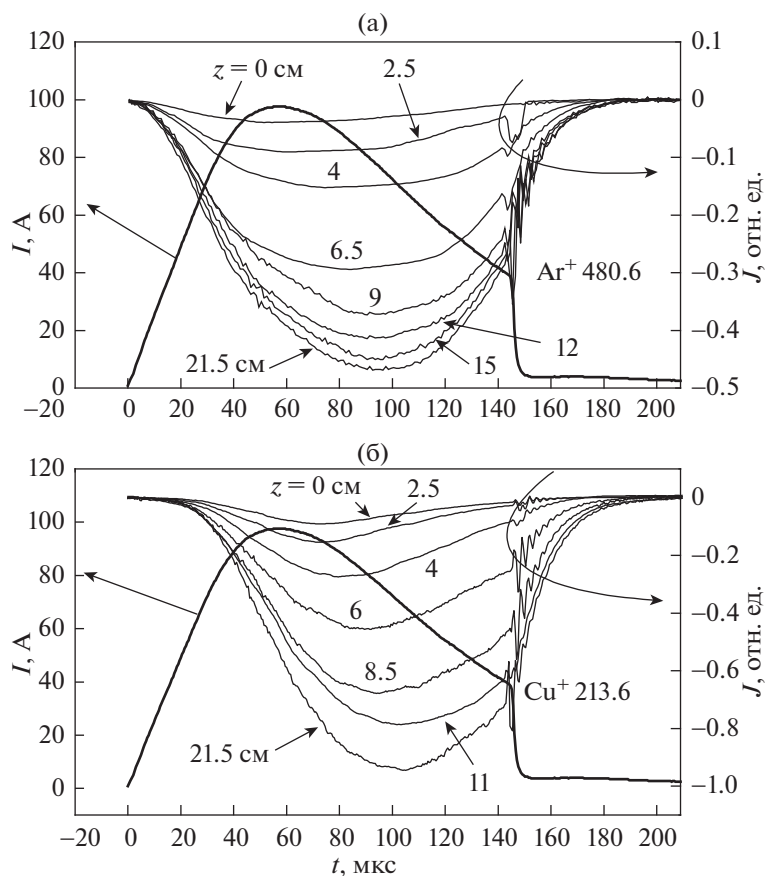


Рис. 7. Динамика интенсивности излучения спектральных линий: а) – $J(\text{Ag}^+ 480.6 \text{ нм})$ и б) – $J(\text{Cu}^+ 213.6 \text{ нм})$, на различных расстояниях от магнетрона. Также показан ток разряда I . Время разряда $\tau = 150 \text{ мкс}$.

ре увеличения расстояния от катода. Используя эти данные, можно оценить скорость диффузии, которая для этих условий разряда для расстояний менее 12 см от среза магнетрона составляет около 2200 м/с и уменьшается до 900 м/с на расстояниях более 19 см.

На рис. 9б показана динамика излучения спектральных линий ионов аргона и меди, измеренных на расстоянии 18 см от катода. Интенсивность излучения иона Ag имеет два пика. Первый ($t = 50 \text{ мкс}$) соответствует пробоем между катодом и анодным кольцом, второй (150 мкс) – диффузии ионов из катода. Первый пик на интенсивности излучения иона меди проявлен слабо, вследствие суммирования излучения по радиусу, второй пик достигается с задержкой в 20 мкс по отношению к максимуму излучения иона аргона. Результаты зондовых и спектральных измерений, приведенные на рис. 9а,б, хорошо согласуются между собой и дают информацию о динамике ионизационных процессов в импульсном разряде. Разряд начинается с пробоем между катодом и анодным кольцом. По мере увеличения тока возрастают плотности ионов аргона и распыленных

атомов меди внутри полого катода. В момент времени $t = 55 \text{ мкс}$ разрядный ток достигает максимума, затем начинает уменьшаться. Такое поведение разрядного тока и излучения атомов Cu объясняется эффектом разрежения: поток ионов аргона и распыленных атомов металла вытесняет атомы аргона из катода. Вклад ионов меди в этот процесс незначителен, поскольку ионизация распыленных атомов металла вблизи катода при плотности тока $< 250 \text{ мА/см}^2$ мала. В результате плотность атомов аргона уменьшается на 80%, и разрядный ток также уменьшается.

На рис. 10 представлены аксиальные распределения концентрации n_e и температуры T_e электронов, полученные из вольт-амперной характеристики зонда на 50 мкс разряда вдоль его оси. Максимальные величины концентрации ($n_e > 3.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и температуры ($T_e > 3.5 \text{ эВ}$) находятся на расстояниях 4–10 см от среза магнетрона. На расстоянии 18 см они уменьшаются до значений $1.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и 2.3 эВ соответственно. Концентрация плазмы в импульсном режиме на порядок больше, чем в стационарном (рис. 3а), что увеличивает вероятность ионизации атомов

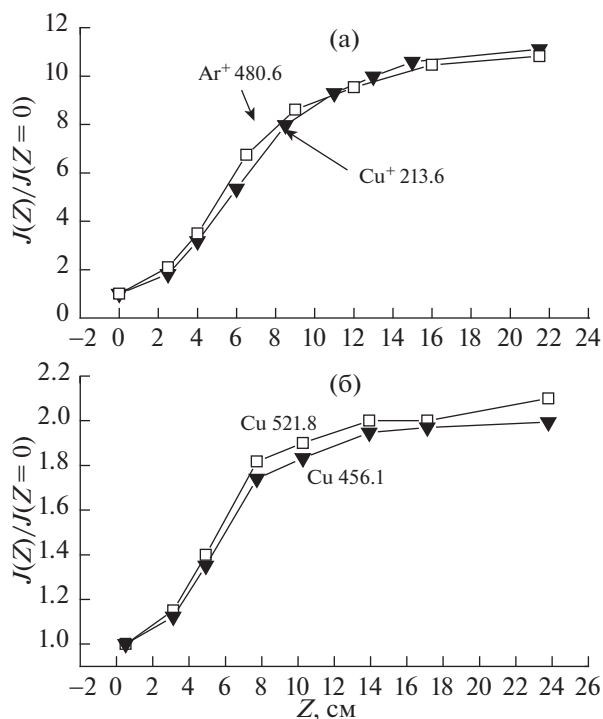


Рис. 8. Аксиальные распределения интегрального излучения: а) — линий ионов Ag и Cu; б) — атомов Cu.

металла. Нужно еще учитывать, что средняя мощность импульсного разряда 400 Вт, а стационарного разряда — 2.2 кВт.

Представленные выше результаты показывают, что в магнетронном разряде с полым катодом, работающим как в стационарном, так и импульсном режимах, имеются области с высокой температурой электронов и концентрацией ионов аргона и распыленного металла, находящиеся за пределами катода. В таких областях происходит основная ионизация распыленных атомов металла. В этом заключается существенное отличие его от разрядов с плоским катодом, где области с максимальными значениями концентрации расположены в непосредственной близости к поверхности катода. Так как область ионизации в МПК расположена далеко от катода и самораспыление отсутствует, то скорость осаждения в импульсном режиме МПК не должна сильно измениться по сравнению со стационарным разрядом.

В большинстве моделей, ранее предложенных для описания работы магнетронов, рассматривался механизм поддержания разряда за счет ионизации атомов вторичными электронами. В этом процессе вторичные электроны, испускаемые из катода, ускоряются напряжением в сотни вольт в катодном слое, а затем либо непосредственно, либо с помощью переданной энергии низкоэнергетичным электронам ионизуют газ

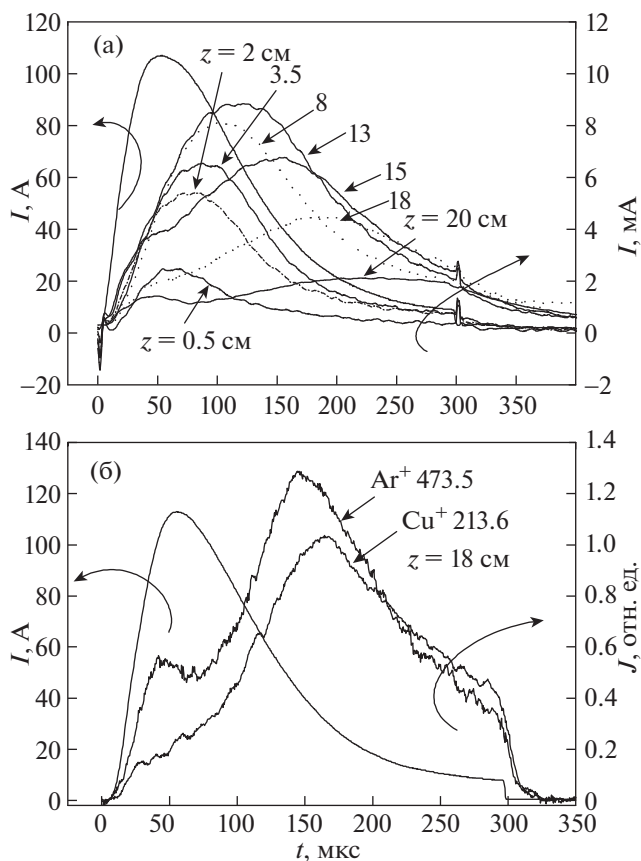


Рис. 9. а) — динамика ионного тока насыщения зонда на различных расстояниях от магнетрона; б) — динамика интенсивности излучения ионов Ag и Cu на расстоянии $Z=18$ см. $p = 10$ мТорр, $I_{em} = 3.5$ А, $R = 0$, $\tau = 300$ мкс.

(эффективная энергия ионизации атомов аргона порядка 30 эВ [24]). Эксперименты в HiPIMS разрядах [11–13] показали, что такой механизм не может обеспечить возросшие плотности тока. Было обнаружено, что в импульсных магнетронных разрядах 10–20% напряжения разряда падает в плазме вне катодного слоя. Это электрическое поле за пределами катодного слоя и протекающий там ток вызывают омический нагрев электронов. В работе [13] приведены результаты расчета, которые показали, что омический нагрев дает основной вклад в нагрев электронов. Суть в том, что вторичных электронов мало, так как эффективный коэффициент для ионов аргона равен 0.05, а для однократных ионов металла равен нулю. Электронов с энергией 2–4 эВ в высокоплотной плазме много больше ($n_e = 10^{11}–10^{13}$ см⁻³), и их вклад в ионизацию преобладает. Результаты расчетов из [13] хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [7].

Наши измерения потенциала плазмы в полым катодом, работающем в стационарном режиме [16],

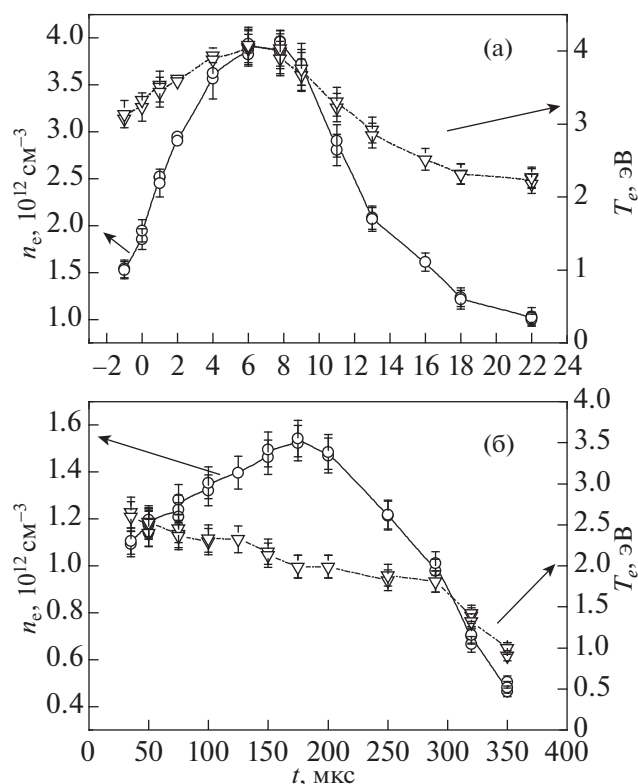


Рис. 10. а) – Распределение концентрации n_e и температуры электронов T_e вдоль оси на 50 мкс разряда; б) – зависимость n_e и T_e от времени на расстоянии $Z = 18 \text{ см}$. $\tau = 300 \text{ мкс}$, $p = 10 \text{ мТорр}$, $I_{em} = 3.5 \text{ А}$.

показали наличие радиального электрического поля внутри катода. Его величина до 10 кВ/м на радиусах $5\text{--}6 \text{ см}$ и составляет сотни В/м на меньших радиусах. Также имеется продольное электрическое поле в сотни В/м. Подобные поля обнаружены также в импульсном режиме работы магнетрона. В этом разряде плотность тока на поверхности вследствие большой площади полого катода менее 1 А/см^2 , напряжение разряда 300 В , что в $1.5\text{--}2$ раза меньше, чем в планарном катоде, поэтому вероятность ионизации в предслое мала.

На рис. 11а представлены распределения плавающего и плазменного потенциалов в импульсном разряде с полым катодом для момента времени 125 мкс , а на рис. 11б приведена динамика этих потенциалов на расстоянии 18 см от катода. Видно, что как внутри, так и снаружи полого катода существует градиент потенциала плазмы, величина которого изменяется в течение разряда. На выходе из магнетрона ($0 < Z < 4 \text{ см}$) имеется область с магнитным полем, близким к нулю. Через эту область плазма вытекает из магнетрона. Здесь плотность тока велика, и ускоренные продольным электрическим полем электроны при столкновениях нагреваются.

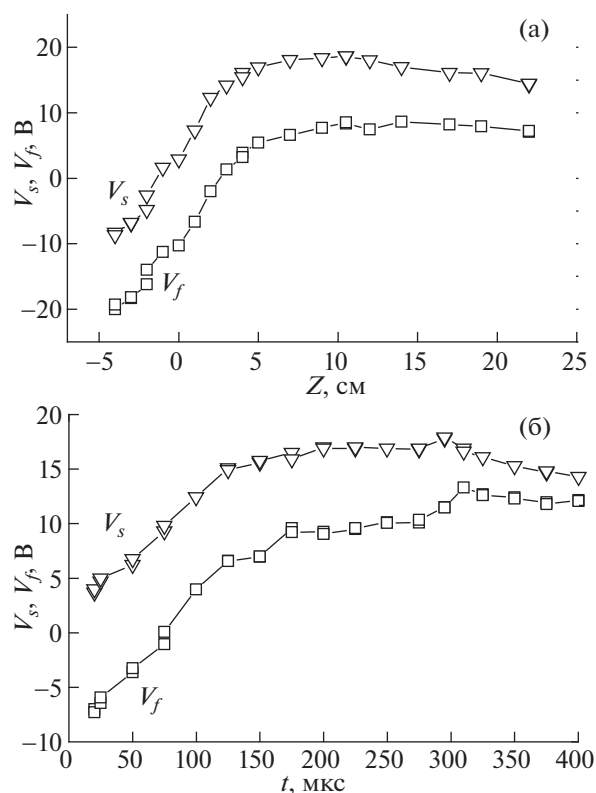


Рис. 11. а) – Распределение плавающего V_f и плазменного V_s потенциалов вдоль оси разряда для момента времени 125 мкс разряда; б) – динамика V_f и V_s на расстоянии $Z = 18 \text{ см}$. $\tau = 300 \text{ мкс}$.

Кроме разрядного тока имеется азимутальный ток электронов, обусловленный электрическим дрейфом в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полях, а также градиентом магнитного поля. В работе [25] проведены исследования азимутального тока в NiPIMS разряде. В нашем разряде этот ток существует не только внутри полого катода, но и за его пределами, вследствие наличия там электрического и магнитных полей. Предварительные измерения с помощью пояса Роговского с внутренним диаметром 2 см показали наличие такого тока. На рис. 12 представлена временная зависимость плотности азимутального тока, измеренного на различных расстояниях от катода на радиусе $R = 5 \text{ см}$. Динамика плотности тока I_ϕ хорошо коррелирует с динамикой ионного тока, показанной на рис. 9. Плотность этого тока в несколько раз больше разрядного. Этот ток также участвует в нагреве электронов. Электроны замагничены, а ионы нет, поэтому возникает разделение зарядов. Процесс разделения зарядов во вращающейся плазме в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полях приводит к возникновению двухпоточковой неустойчивости [26], в результате которой возникают пульсации тока и электрических полей. Это приводит к ло-

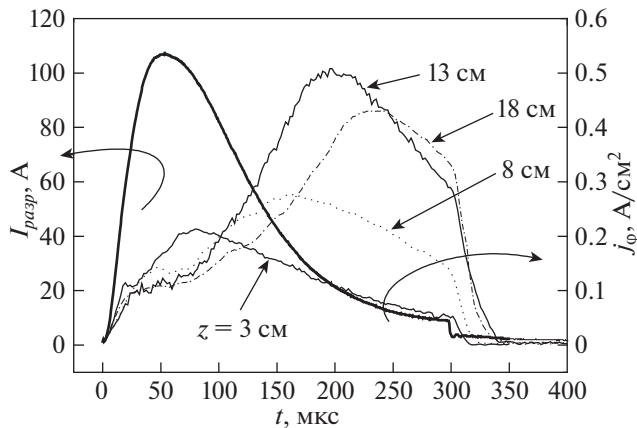


Рис. 12. Динамика плотности азимутального тока I_ϕ , измеренного поясом Роговского на различных расстояниях от магнетрона. $p = 10$ мТорр, $I_{em} = 3.5$ А, $R = 5$ см.

кальному нагреву электронов и ионизации атомов [27–29]. Возможно, вследствие этих причин температура и концентрация плазмы возрастают за пределами полого катода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью оптических измерений определены область ионизации распыленных атомов металла в магнетроне с полым катодом, работающем в режимах постоянного тока и мощных импульсов. Эти измерения показали, что основная ионизация происходит за пределами полого катода на расстоянии 4–12 см от выходного сечения. С помощью зондовых измерений установлено, что концентрация плазмы в этой области в стационарном режиме при мощности разряда 2.2 кВт достигает величины 4×10^{11} см³. В режиме мощных импульсов при средней мощности 440 Вт концентрация электронов на порядок выше и их температура порядка 2 эВ. Вероятность ионизации распыленных атомов металла в плазме с такой концентрацией и объемом велика. Так как область ионизации расположена далеко от катода и самораспыление отсутствует, то скорость осаждения в импульсном режиме МПК не должна сильно измениться по сравнению со стационарным разрядом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мозгрин Д., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 400.
2. Macak K., Kouznetsov V., Schneider J.M., Helmersson U., Petrov I. // J. Vac. Sci. Technol. 2000. V. 18A. P. 1533.
3. Bradley J.W., Thompson S., Gonzalvo A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 490.
4. Vetushka A., Ehiasarian A.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. 015204.
5. Raadu M.A., Axnas I., Gudmundsson J.T., Huo C., Brenning N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. 065007.
6. Poolcharuanain P., Bradley J.W. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 025010.
7. Anders A., Andersson J., Ehiasarian A. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. 113303.
8. Vlček J., Burcalova K. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 065010.
9. Liebig B., Bradley J.W. // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 045020.
10. Stranak V., Hubicka Z., Cada M., Drache S., Tichy M., Hippler R. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. 153301.
11. Mishra A., Kelly P.J., Bradley J.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. 425201.
12. Rauch A., Mendelsberg R.J., Sanders J.M., Anders A. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. 083302.
13. Huo C., Lundin D., Raadu M.A., Anders A., Gudmundsson J.T., Brenning N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 045005.
14. Meng L., Matthew H.Yu., Szott M., McLain J. T., Ruzic D.N. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. 223301.
15. Царьгородцев Ю.П., Полуэктов Н.П., Усатов И.И., Евстигнеев А.Г., Камышов И.А. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 754.
16. Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G., Kamyschov I.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 035009.
17. Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G. // Thin Solid Films. 2017. V. 640. P. 60.
18. Raman P., Weberski J., Cheng M., Shchelkanov I., Ruzic D. N. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. 163301.
19. Klawuhn E., D' Couto G.C., Ashtiani K.A. // J. Vac. Sci. Technol. 2000. V. 18A. P. 1546.
20. Vyas V., Kushner M.J. // J. Vac. Sci. Technol. 2006. V. 24A. P.1955.
21. Wu L., Ko E., Dulkan A., Park K.J., Fields S., Leeser K., Meng L., Ruzic D.N. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 123502.
22. Dulkan A., Ko E., Wu L., Karim I., Leeser K., Park K.J., Meng L., Ruzic D.N. // J. Vac. Sci. Technol. 2011. V. 29A. 041514.
23. Чен Ф. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлсона и С. Леонарда. М.: Мир, 1967.
24. Lieberman V.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharge and Material Processing. New York: Wiley, 1994.
25. Lundin D., Sahab S.A., Brenning N., Huo C., Helmersson U. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. 045003.
26. Михайловский А.Б. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
27. Piel A., Mobius E., Himmel G. // Astrophys. Space Sci. 1980. V. 72. P. 211.
28. Brenning N., Lundin D., Minea T., Costin C., Vitelaru C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. 084005.
29. Anders A. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. 244104.