Прямое измерение потенциалов в системе реактивного ионно-плазменного травления

А. В. Абрамов

Представлены устройства для прямого измерения потенциала плазмы и плавающего потенциала в газовом разряде в системе реактивного ионно-плазменного травления. В основе действия разработанных для этого устройств лежит создание локального магнитного поля, позволяющего целенаправленно менять условия амбиполярной диффузии заряженных частиц. Это дает возможность осуществлять выравнивание потенциалов зонда и тела положительного столба плазмы. Проведено сравнение результатов измерения потенциала плазмы предлагаемым и альтернативным методами.

Ключевые слова: зондовая диагностика, низкотемпературная плазма, потенциал плазмы, плавающий потенциал.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-3-26-32

Введение

Важнейшим параметром, влияющим на скорость, анизотропию, селективность, равномерность и другие характеристики процесса реактивного ионно-плазменного травления (РИПТ), является энергия ионов, бомбардирующих размещенную на электроде (обычно заземленном) обрабатываемую пластину. Эта энергия определяется напряжением автосмещения, возникающим в ВЧ-разряде между каждым из электродов и потенциалом положительного столба плазмы ϕ_s . В пределах этого столба в силу его высокой электропроводности и квазинейтральности ϕ_s примерно одинаков и его называют также потенциалом пространства. Другим параметром, определяющим условия протекания гетерогенных процессов на стенках разрядной камеры (РК), является плавающий потенциал ϕ_{fp} . Оператив-

© Абрамов А. В., 2021

ность и надежность измерения ϕ_s и ϕ_{fp} позволяют эффективно контролировать и оптимизировать условия проведения РИПТ.

Известны методы определения ϕ_s и ϕ_{fp} , в основе которых лежит использование зондов Ленгмюра [1] в различных вариациях и условиях применения [2–5]. Теория зондовых измерений достаточно сложная, а интерпретация их результатов не всегда однозначная [6]. Одна из проблем состоит в том, что прямо измерить величину ϕ_s , например, относительно заземленного электрода с помощью обычного зонда невозможно, если вокруг него возникает слой объемного заряда. Формирование этого слоя связано с термодинамической неравновесностью плазмы, которая обусловлена различием масс электронов и ионов и, соответственно, способностью получать энергию от электрического поля. При этом помещенный в плазму изолированный зонд находится под отрицательным плавающим потенциалом ϕ_{fp} относительно ϕ_s . Поэтому справедливо соотношение:

$$\phi_s = \phi_{pg} - \phi_{fp}, \quad (1)$$

где ϕ_{pg} – потенциал изолированного зонда от-

Абрамов Александр Владимирович, доцент, к.т.н.

E-mail: abramovvgasu@yandex.ru

Воронежский государственный технический университет.

Россия, 394006, г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 84.

Статья поступила в редакцию 15 февраля 2021 г.

носителем заземленного электрода.

В соответствии с классическими представлениями, ϕ_s определяется как потенциал точки перегиба вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда. Однако у экспериментальных ВАХ зонда из-за влияния ряда факторов (загрязнение поверхности зонда, сток электронов на зонд, колебания потенциала плазмы и др.) явно выраженный перегиб часто отсутствует. Загрязнение поверхности зондов особенно сильно наблюдается при использовании таких молекулярных газов, как SF_6 и различных фреонов, играющих важную роль в микроэлектронном производстве. Поэтому для определения ϕ_s используются графики второй производной зондового тока по потенциалу зонда. Хотя единого мнения нет, в большинстве работ ϕ_s определяется, исходя из условия равенства этой производной нулю [7]. Следует отметить, что для нахождения функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) также необходимо знать зависимость второй производной зондового тока от потенциала зонда, который должен при этом отсчитываться от ϕ_s [8, 9]. Сложной является интерпретация результатов зондовых измерений в плазме, создаваемой переменными полями (ВЧ- и СВЧ-разряды), а также в плазме в присутствии колебаний ϕ_s . В этом случае возможны дополнительные искажения ВАХ зонда. Они связаны с тем, что слой объемного заряда у зонда является нелинейным элементом и при воздействии на него переменного напряжения происходит преобразование частоты и, в частности, в переменном сигнале появляется постоянная составляющая (выпрямление напряжения на слое как нелинейном элементе) [10]. Это ведет к появлению дополнительного (к внешнему напряжению) смещения зонда, причем величина этого смещения зависит от потенциала зонда. Все методы понижения этой погрешности (пассивные и активные) связаны с уменьшением переменного напряжения на слое объемного заряда, процесс формирования которого рассмотрен в [11].

В условиях сильно замагниченной плазмы был впервые применен т. н. зонд Katsumata [12]. Он использовался в экспериментальных реакторах типа токамак для измерения температуры ионов. Его работа основана на использовании большой разницы ларморов-

ских радиусов электронов и ионов.

Целью данной работы была разработка устройства для прямого измерения ϕ_s и ϕ_{fp} , предполагающая устранение условий образования слоя объемного заряда у погруженного в плазму изолированного зонда путем применения локализованного магнитного поля.

Экспериментальное оборудование

Опыты проводились в разрядной системе ВЧ-диодного типа с анодной связью и рабочей частотой генератора 13,56 МГц. Разрядная камера (РК) была изготовлена из кварцевой трубы $\varnothing 120$ и высотой 250 мм. Подробное описание установки ранее было представлено в [13]. В качестве плазмообразующего газа использовался SF_6 , который широко применяется в микроэлектронной промышленности при РИПТ материалов.

Для измерения ϕ_s и ϕ_{fp} предлагается запатентованное устройство [14], элементы которого показаны на рис. 1. Основой устройства является фторопластовая катушка 1 длиной 10 мм с обмоткой 2, состоящей из 600 витков медного провода $\varnothing 0,2$ мм. Диаметр внутренних витков обмотки составлял 10, а внешних 18 мм. Внутри отверстия катушки размещался зонд 3 в виде тонкостенного кольца $\varnothing 8$ мм из нержавеющей стали толщиной 0,15 мм с открытой поверхностью площадью $S = 100 \text{ мм}^2$. Зонд углублялся в корпус катушки так, что его поверхность уходила за пределы проекции отверстия катушки на плоскость, перпендикулярную ее оси, на глубину $d = 1,2$ мм. Согласно расчетам при токе в обмотке $I_B = 1$ А в центре катушки создается поле с магнитной индукцией **B** порядка 10^{-2} Тл и с силовыми линиями параллельными ее оси. При указанном значении I_B происходил разогрев обмотки катушки со скоростью 0,4 град/с. Поэтому для уменьшения нагрева обмотки и предотвращения существенного роста ее сопротивления, время непрерывного протекания тока I_B при каждом измерении не превышало трех секунд. Затем следовал период остывания обмотки.

Напряжение на обмотку подавалось от источника питания Б5-48 через выводы 5. Потенциал кольцевого зонда, в данном случае это ϕ_{pg} , относительно заземленного электрода

определялся по величине тока I_p , поступающего с вывода 6 в цепь, которая включает в себя LC-фильтр, микроамперметр М132 и магазин ограничительных сопротивлений R_i величиной от 100 кОм до 100 МОм. Сопротивления указанной величины позволяли поддерживать $I_p \leq 5$ мкА, что обеспечивало сведение к минимуму искажений, вносимых устройством в разряд, а зонд позволяло считать практически изолированным от земли. При соблюдении указанного условия, I_p оставался на 3–4 порядка меньшим идущего из плазмы на зонд тока электронов, рассчитанного при $\phi_s = \phi_{pg}$ по формуле $I_e = n_e e S (8kT_e / \pi m_e)^{1/2}$ [3], где k – постоянная Больцмана, а n_e , T_e , m_e , e – соответственно концентрация, температура, масса и заряд электрона. Полное сопротивление электрической цепи при этом можно принять равным R_i , а разность потенциалов зонда и заземленного электрода равной произведению $I_p R_i$.

Схема измерений была пассивная, т. е. дополнительное смещение от внешнего источника напряжения на зонд не подавалось.

В качестве альтернативного метода определения ϕ_s использовали измерение энергии поступающих на заземленный электрод ионов. Эта энергия определялась с помощью устройства, аналогичного тому, что представлено в работе [15], т. е. имевшего систему сеточных электродов и коллектор для сбора ионов. В работе [15] частицы из плазмы поступали в устройство через сеточный заземленный электрод, площадь которого была равна площади сечения разряда. В нашем случае частицы плазмы поступали из разряда в отверстие $\varnothing 2,5$ мм в изготовленной из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм вставке, которая располагалась в центре заземленного сплошного электрода. Сетки были изготовлены из нержавеющей стальной проволоки толщиной 0,3 мм и закреплялись также на стальных кольцах $\varnothing 50$ мм. Размер ячеек сеток составлял $2,5 \times 2,5$ мм, а расстояние между сетками было 5 мм. Первая сетка под напряжением $U_s = -90$ В запирала электроны и вытягивала положительные ионы. Вторая сетка, как и электрод, была заземлена и восстанавливала энергию ионов до исходных значений. На третью сетку подавалось тормозящее ионы напряжение U_b , которое можно было изменять в

пределах 0÷300 В. Прошедшие сквозь третью сетку ионы собирались на заземленный через микроамперметр коллектор. Все указанные напряжения измерялись относительно земли.

Обсуждение результатов

Принцип работы предлагаемых для измерения ϕ_s и ϕ_{fp} устройств основан на замедлении электронов плазмы, которые при этом движутся по спиральным траекториям, охватывающим магнитные силовые линии. Для эффективной работы устройства ларморовский радиус витков траектории электронов R_e должен быть меньше d . При температуре электронов $T_e = 4 \times 10^4$ К и $B = 10^{-2}$ Тл максимальная величина $R_e = 0,7$ мм. Радиус витков траектории движения ионов SF_6^+ с температурой 400 К при той же величине магнитного поля равен 6,5 см. В отличие от электронов, ионы будут свободно попадать на электрод 3, что иллюстрирует рис. 1.

Рис. 1. Устройство для измерения потенциала плазмы и плавающего потенциала: 1 – корпус; 2 – обмотка; 3 – кольцевой зонд; 4 – изолятор; 5 – выводы обмотки; 6 – вывод кольцевого зонда; 7 – цилиндрический зонд; 8 – вывод цилиндрического зонда.

Переход электронов с одной спиральной траектории на другую осуществляется только при столкновениях с тяжелыми частицами, количество которых снижается при понижении давления P и соответственно увеличении длины λ_e и времени t_f свободного пробега электронов. Важным параметром, опреде-

ляющим режим работы предлагаемого устройства, является время пролета электронов через него t_{fl} , которое уменьшается пропорционально составляющей их тепловой скорости, параллельной вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$. Если $t_f > t_{fl}$, то электроны, для которых $d > R_e$, не попадут на зонд. Доля таких электронов будет увеличиваться с ростом значения B , поскольку $R_e \sim v_n / B$, где v_n – составляющая

их тепловой скорости, перпендикулярная $\mathbf{B}$. На величину потока ионов магнитное поле влияет слабо. Таким образом, при $P = \text{const}$ поток электронов на зонд 3 уменьшается с ростом B благодаря уменьшению R_e и при определенном его значении становится равным потоку положительных ионов, обусловленному их тепловой скоростью движения, а ϕ_{pg} становится равным ϕ_s . При дальнейшем увеличении B зонд 3 должен заряжаться положительными ионами до потенциала, большего ϕ_s на величину порядка kT_i/e , где T_i – температура ионов. Средняя энергия ионов в положительном столбе плазмы тлеющего газового разряда примерно равна энергии газовой компоненты и не превышает 0,1 эВ. В этом случае, согласно формуле (1), ϕ_{pg} с ростом I_B будет в пределе стремиться к значению, которое может превысить реальную величину ϕ_s менее чем на 0,1 В. Кривые на рис. 2, иллюстрируют изменение ϕ_{pg} с ростом I_B при разных ВЧ-напряжениях на потенциальном электроде U_{rf} . Из хода представленных зависимостей следует, что ϕ_s принимает значения, соответствующие каждому U_{rf} равные примерно 67, 89 и 103 В.

Следует отметить, что постоянное магнитное поле непосредственно не влияет на энергию заряженных частиц. При создании магнитного поля во всем объеме РК температура и концентрация электронов могут повышаться благодаря увеличению времени их жизни в разряде. Это связано с уменьшением ухода электронов на стенки РК. Представленный способ измерения ϕ_s предполагает создание локального магнитного поля. Выполнение данного условия соблюдается, если линейные размеры плазменного столба много больше размеров вводимого в него устройства. В этом случае усредненные по всему объему параметры газового разряда меняются незначительно.

Для оценки справедливости результатов

измерения ϕ_s были проведены эксперименты по определению энергии поступающих на заземленный электрод положительных ионов, величина которой зависит от ϕ_s .

Рис. 2. Зависимость потенциала кольцевого зонда относительно земли от величины идущего через катушку тока. Газ – SF_6 , давление газа – $6,65 \times 10^{-2}$ Па, расход газа – $3,1 \times 10^{-3}$ м³ Па с⁻¹, $U_{rf} = 400$ (1); 600 (2); 800 (3) В.

На рис. 3 представлены графики зависимости тока I_i , создаваемого поступающими на коллектор положительными ионами, от величины U_b . Эта зависимость характеризует энергетический спектр поступающих через отверстие в заземленном электроде ионов. При прохождении приэлектродного слоя пространственного заряда однозарядные ионы получают от поля энергию $\phi_s e$. Если предположить, что $\phi_s e$ много больше энергии ионов на границе плазмы и приэлектродного слоя, то, в идеале, при отсутствии рассеяния ионов в слое зависимость на рис. 3 имела бы вид прямоугольной ступеньки. В этом случае выполнялось бы соотношение $\phi_s = U_{bc}$, где U_{bc} равно значению U_b , соответствующему краю ступеньки. Реальные зависимости, как видно из рис. 3, аппроксимируются двумя отрезками прямых линий с разным наклоном. В этом случае за искомые значения ϕ_s для каждого U_{rf} можно принять величины U_b , соответствующие точкам перегиба графиков на рис. 3. Для

льшей определенности, это могут быть точки пересечения рассматриваемых графиков отрезком АВ прямой, которая проведена через точки пересечения аппроксимирующих графики прямых линий. Значения U_b , соответст-

вующие этим точкам, равны 67,5, 91,5 и 116 В, которые хорошо согласуются с представленными выше и полученными из графиков на рис. 2 значениями ϕ_s .

Рис. 3. Зависимость ионного тока от напряжения торможения. Газ — SF_6 , давление газа — $6,65 \times 10^{-2}$ Па, расход газа — $3,1 \times 10^{-3}$ м³ Па с⁻¹, U_{rf} = 0,4 (1); 0,6 (2); 0,8 (3) кВ.

Проведём анализ возможных причин, обуславливающих наблюдаемый на практике ход зависимости I_i от U_b . Аппроксимирующие линии, идущие от оси ординат, не параллельны оси абсцисс. Это связано с поступлением в отверстие в электроде ионов с энергиями, меньшими $\phi_s e$, и возникающими, например, вследствие их рассеяния и потери энергии в приэлектродном слое. Сравнивая наклон этих линий, можно констатировать, что их доля в общем потоке уменьшается с ростом U_{rf} . Это можно объяснить уменьшением толщины приэлектродного слоя при увеличении U_{rf} и, соответственно, вероятности рассеяния в нем ионов при неизменной длине свободного пробега. Линии, проведенные от оси абсцисс, в свою очередь, не параллельны оси ординат, что показывает наличие ионов с энергиями, большими $\phi_s e$. Судя по представленным графикам, их энергия достигает значений примерно $2\phi_s e$. Ионы с такими энергиями могут возникать при прохождении приэлектродного слоя, если они имели заряд $2e$. Этими частицами могут быть, например: SF_2^{2+} и SF_4^{2+} , которые образуются при диссоциативной ионизации молекул SF_6 электронным ударом с энергиями процессов $46,5 \pm 0,5$ и $40,6 \pm 0,5$ эВ [16]. Электроны с такими энергиями могут появляться в результате разгона в приэлектродном слое, образуясь предварительно в процессе ионно-электронной эмиссии на элект-

тродах [17]. В данном случае имеется в виду потенциальная электронная эмиссия, которая протекает за счёт потенциальной энергии системы «поверхность — ион». Эта энергия передаётся электронам мишени через т. н. Оже-нейтрализацию [18]. Данный процесс реализуется, если $E_i > 2A$, где E_i — энергия ионизации атома или молекулы, ион которых направляется на металл, A — работа выхода металла. При этом, поскольку напряжение торможения ионов, согласно рис. 3, достигает $2\phi_s$, то, видимо, часть двухзарядных ионов с энергиями от $\phi_s e$ до $2\phi_s e$ становятся однозарядными за время движения от входа в устройство до коллектора.

Для прямого измерения ϕ_{fp} (по способу [19]) внутри отверстия катушки размещается дополнительно цилиндрический зонд 7 (см. рис. 1). В данном эксперименте он был длиной 5 и $\varnothing$ 0,2 мм и изготовлен из нержавеющей стали. Разность потенциалов цилиндрического ϕ_{cp} и кольцевого зондов ϕ_{rp} определялась, как и при измерении ϕ_s , через произведение тока в цепи и R_i , а схема измерений также была пассивная. При токе $I_B = 0$ цилиндрический и кольцевой зонды находятся под плавающими потенциалами, практически равными друг другу, поскольку они расположены примерно в одной точке плазмы, а $\phi_{cp} - \phi_{rp} \approx 0$ (см. рис. 4). С ростом I_B и замагничиванием электронов потенциал ϕ_{rp} стремился к потенциалу пространства в данной точке, т. е. к ϕ_s . При этом потенциал зонда 7 не меняется, поскольку магнитное поле катушки не препятствует движению заряженных частиц вдоль его силовых линий. При значениях I_B , соответствующих насыщению рассматриваемых зависимостей, значения напряжения насыщения на рис. 4 можно считать примерно равными плавающим потенциалам цилиндрического зонда, т. е. в этом случае $\phi_{cp} - \phi_{rp} \approx \phi_{fp}$. Благодаря локальности создаваемого в плазме магнитного поля, времена жизни и соответственно средняя по всему объёму плазмы энергия электронов меняются незначительно.

Как известно, ϕ_{fp} возникает на поверхностях погруженных в плазму тел, если с них не происходит стекание заряда. Этот потенциал во многом определяет характер протекания на них гетерогенных процессов, поскольку задаёт энергию ионной бомбардировки. При мак-

свелловском распределении электронов и ионов по энергиям в неизотермической плазме справедливо выражение:

$$\varphi_{fp} = -kT_e / e \ln \left[\alpha M_i / m_e^{1/2} \right], \quad (2)$$

где M_i – масса иона, $\alpha = 0,77$ [7]. Из рис. 4 следует, что значение плавающего потенциала с увеличением U_{rf} меняется по модулю примерно от 27 до 75 В. Если воспользоваться формулой (2), то при $M_i = 2,4 \times 10^{-25}$ кг (масса молекулы SF_6) энергия электронов изменяется примерно от 2,21 до 6,13 эВ.

Рис. 4. Зависимость разности потенциалов зондов цилиндрического и полукольцевого от величины тока. Газ – SF_6 , давление газа – $6,65 \times 10^{-2}$ Па, расход газа – $3,1 \times 10^{-3}$ м³ Па с⁻¹, $U_{rf} = 0,4$ (1); $0,6$ (2); $0,8$ (3) кВ.

Заключение

Полученные результаты иллюстрируют возможность применения представленных устройств для прямого измерения потенциалов в ВЧ газовом разряде низкого давления. Ограничения применимости этих устройств связаны с необходимостью создания в них достаточно сильного магнитного поля, а, значит, и тока в обмотке, обеспечивающего замедление электронов. При этом с ростом давления необходимо увеличивать величину магнитного поля или углублять кольцевой зонд в корпус устройства, на что имеются определенные физические ограничения при сохранении его размеров. Однако, учитывая возможность модернизации представленных уст-

ройств и развития теории процессов, лежащих в основе их работы, можно рассчитывать на успешное их применение на практике в широком диапазоне параметров горения разряда. Они, вероятно, могут быть использованы также и для нахождения ФРЭЭ, учитывая зависимость ларморовского радиуса электронов от их энергии и величины магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mott-Smith H., Langmuir I. // Phys. Rev. 1926. Vol. 28. № 5. P. 727.
2. Лебедев Ю. А., Крашевская Г. В., Гоголева М. А. // Прикладная физика. 2015. № 1. С. 30.
3. Кожухов С. А., Иванов В. Н., Шапошников А. Н., Котельников Д. В., Балугин Н. В., Перемежко Т. М. // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 4. С. 130.
4. Астафьев А. М., Гуцев С. А., Косых Н. Б. // Вестник СПбГУ. Сер. 4. 2015. Т. 2 (60). № 1. С. 11.
5. Неклюдова П. А., Кралькина Е. А., Вавилин К. В., Задириев И. И., Никонов А. М. // Прикладная физика. 2017. № 3. С. 42.
6. Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996.
7. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. – М.: Наука, 1981.
8. Струнин В. И., Шкуркин В. В., Ляхов А. А. // Математические структуры и модели. 2017. № 4 (44). С. 60.
9. Горбунов Н. А., Копытов А. Н., Латышев Ф. Е. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 8. С. 7.
10. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н., Яценко Н. А. Высоочастотный емкостной разряд. – М.: Наука. Физматлит, 1995.
11. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы: Учебное пособие. 3-е изд. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2008.
12. Katsumata I., Okazaki M. // Jpn. J. Appl. Phys. 1967. Vol. 6. P. 123.
13. Абрамов А. В., Абрамова Е. А., Дикарев Ю. И., Суровцев И. С. // ЖПС. 2004. Т. 71. № 5. С. 655.
14. Абрамов А. В. Патент РФ № 2556298. Опубликовано 10.07.2015 г.
15. Suzuki K., Okudaira S., Kanomata I. // Solid Stat. Sci. and Technol. 1979. Vol. 126. № 6. P. 1024.
16. Демеш Ш. Ш., Завилопуло А. Н., Шенник О. Б., Ремета Е. Ю. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 6. С. 44.
17. Вудраф Д., Делчар Т. Современные методы исследования поверхности. – М.: Мир, 1989.
18. Троян В. И., Пушкин М. А., Борман В. Д., Тронин В. Н. Физические основы методов исследования наноструктур и поверхности твердого тела / Под ред. В. Д. Бормана: учебное пособие. – М.: МИФИ, 2008.
19. Абрамов А. В. Патент РФ № 2555495. Опубликовано 10.07.2015 г.

PACS: 51.50.+v, 52.80.-s, 52.80.Pi

Direct measurement of potentials in a reactive ion-plasma etching system

A. V. Abramov

Voronezh State Technical University
84 20-letiya Oktyabrya st., Voronezh, 394006, Russia
E-mail: abramovvgasu@yandex.ru

Received February 15, 2021

Devices for direct measurement of the plasma potential and floating potential in a gas discharge in a reactive ion-plasma etching system are presented. The action of the devices developed for this purpose is based on the creation of a local magnetic field that allows purposefully changing the conditions of ambipolar diffusion of charged particles. This makes it possible to contact the probe with the body of a positive plasma column without the appearance of a floating potential on it. The results of measuring the plasma potential by the proposed and alternative methods are compared

Keywords: probe diagnostics, low-temperature plasma, plasma potential, floating potential.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-3-26-32

REFERENCES

1. H. Mott-Smith and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **28** (5), 727 (1926).
2. Yu. A. Lebedev, G. V. Krashevskaya, and M. A. Gogoleva, *Applied Physics*, No. 1, 30 (2015) [in Russian].
3. S. A. Kozhukhov, V. N. Ivanov, A. N. Shaposhnikov, D. V. Kotelnikov, N. V. Balugin, and T. M. Peremezhko, *Instruments and Experimental Techniques*, No. 4, 589 (2017).
4. A. M. Astafyev, S. A. Gutsev, and N. B. Kosykh, *Vestnik SPbSU. Ser. 4*, **2** (1), 11 (2015).
5. P. A. Neklyudova, E. A. Kralkina, K. V. Vavilin, I. I. Zadiriev, A.M. Nikonov, *Applied Physics*, No. 3, 42 (2017) [in Russian].
6. V. I. Demidov, N. B. Kolokolov, and A. A. Kudryavtsev, *Probe methods for studying low-temperature plasma* (Energoatomizdat, Moscow, 1996) [in Russian].
7. Yu. A. Ivanov, Yu. A. Lebedev, and L. S. Polak, *Methods of contact diagnostics in nonequilibrium plasmachemistry* (Nauka, Moscow, 1981) [in Russian].
8. V. I. Strunin, V. V. Shkurkin, and A. A. Lyakhov, *Matematicheskiye struktury i modeli*, No. 4, 60 (2017).
9. N. A. Gorbunov, A. N. Kopytov, and F. E. Latyshev, *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics* **72** (8), 940 (2002).
10. Yu. P. Raiser, M. N. Schneider, and N. A. Yatsenko, *High-frequency capacitive discharge* (Fizmatlit, Moscow, 1995) [in Russian].
11. D. A. Frank-Kamenetsky, *Lectures on plasma physics* (Intellect, Dolgoprudny, 2008) [in Russian].
12. I. Katsumata and M. Okazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **6**, 123 (1967).
13. A. V. Abramov, E. A. Abramova, Yu. I. Dikarev, and I. S. Surovtsev, *J. of Applied Spectroscopy* **71** (5), 715 (2004).
14. A. V. Abramov, RU Patent No. 2556298. Published 10.07.2015.
15. K. Suzuki, S. Okudaira, and I. Kanomata, *Solid Stat. Sci. and Technol.* **126** (6), 1024 (1979).
16. Sh. Sh. Demesh, A. N. Zaviolopulo, O. B. Shpenik, and E. Yu. Remeta, *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics* **60** (6), 826 (2015).
17. D. Vudraf and T. Delchar, *Modern methods of surface investigation* (Mir, Moscow, 1989) [in Russian].
18. V. I. Troyan, M. A. Pushkin, V. D. Borman, and V. N. Tronin, *Physical basis of research methods nanostructures and solid surfaces* (MIFI, Moscow, 2008) [in Russian].
19. A. V. Abramov, RU Patent No. 2555495. Published 10.07.2015.