

Управление плотностью ионного тока от вакуумно-дугового источника в объеме вакуумной камеры при размещении управляющих электромагнитов под подложкой

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»

Предложена схема технологического устройства, которая позволяет обрабатывать детали на протяженных подложках (до 400 мм) потоками ионов плазмы вакуумно-дугового источника с помощью прогнозированной совокупности магнитных ловушек электронов плазмы путем использования системы дополнительных электромагнитов. Разработана методика расчета плотности ионного тока от вакуумно-дугового источника в объеме вакуумной камеры в присутствии дополнительных управляющих магнитных полей, что позволяет прогнозировать технологические режимы ионной обработки.

Ключевые слова: плазменно-ионная обработка, управление ионными потоками

1. Введение

Ранее [1] была рассмотрена проблема управления энергией и плотностью ионного потока вдоль поверхности обрабатываемой подложки в технологических устройствах плазменно-ионной обработки, а также проанализированы современные технологические системы и методы управления параметрами ионного потока. Была приведена классификация схем взаимодействия источников плазмы с подложкой, где определяющей является функция, которую выполняет подложка в процессе генерации плазмы. Для управления ионным потоком предложено использовать магнитные ловушки электронов плазмы.

В устройствах, где подложка взаимодействует с потоком плазмы внешнего источника, для эффективного управления плотностью ионного тока необходимо использование дополнительных магнитных полей, созданных электромагнитами, которые установлены под подложкой на некотором расстоянии от ее оси симметрии. Для управления профилем обрабатываемого ионного потока от внешнего источника плазмы необходимо управлять конфигурацией результирующего магнитного поля, а для управления энергией ионов – использовать метод КИБ [2,3].

2. Схема устройства и методика расчета плотности ионного тока

Схема устройства на основе модернизированной установки «Булат–6» с использованием вакуумно-дугового источника плазмы [2,3] показана на рис. 1. Она состоит из подложки с кольцевой структурой на катоде, изготовленной из ферромагнитного материала, и блок дополнительных электромагнитов, установленных под подложкой для управления плотностью тока при ионной очистке, нагреве и осаждении покрытия. Блок электромагнитов включает в себя центральный электромагнит магнетронной распылительной системы, который питается током I_m , и два боковых электромагнита, через которые протекают токи I_{m1} и I_{m2} для управления процессом осаждения покрытия. Все электромагниты установлены на ферромагнитные диски для усиления магнитного потока; боковые электромагниты оснащены центральным сердечником. Подложку в форме диска диаметром 400 мм и толщиной 8 мм, изготовленную из немагнитной

нержавеющей стали, располагали в вакуумной камере таким образом, чтобы оси симметрии подложки и плазмоведа совпадали. Расстояние между подложкой и выходом плазмоведа составляло 325 мм. Два дополнительных электромагнита были установлены на держателе непосредственно под подложкой. Оси симметрии дополнительных электромагнитов, подложки и плазмоведа параллельны, расстояние между осями боковых дополнительных электромагнитов составляло 280 мм.

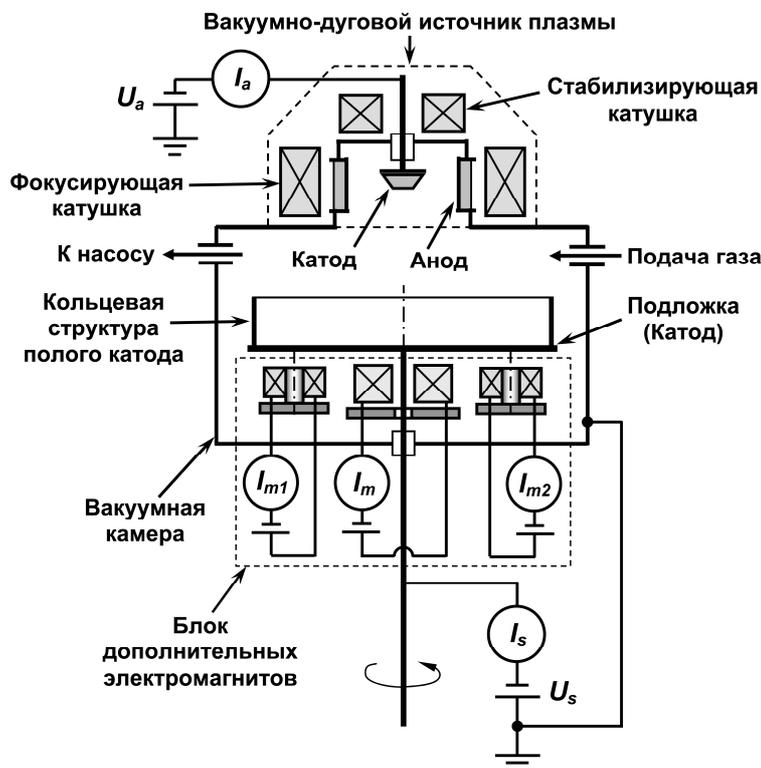


Рис. 1. Схема устройства для управления плотностью ионного тока и энергией ионов плазмы

Токи электромагнита, при которых созданное им поле направлено в соответствии с магнитным полем источника, обозначены символом « \uparrow ». Токи, создающие противоположно направленное магнитное поле, обозначены символом « \downarrow ». Имеются также источники питания вакуумно-дугового источника плазмы (I_a , U_a), блок ионной бомбардировки (I_s , U_s) и система подачи газа в камеру.

Анализ результатов измерений плотности ионного тока показал [4], что в рассматриваемой системе может быть только три полюса при размещении системы дополнительных электромагнитов на расстоянии 325 мм от выхода плазмоведа, а именно в точках с координатами $x = 0$; $y = -140$ мм – левый полюс, $x = 0$; $y = 0$ – центральный полюс и $x = 0$; $y = 140$ мм – правый полюс. Тогда плотность ионного тока можно представить в виде суммы

$$J(x, y, z) = c_1 J_1(x, y, z) + c_0 J_0(x, y, z) + c_2 J_2(x, y, z), \quad (1)$$

где c_1 , c_0 и c_2 – вероятности распространения потока плазмы к одному из полюсов дополнительной магнитной системы: правому, центральному или левому, соответственно; $c_1 + c_0 + c_2 = 1$.

При включении левого или правого электромагнита коэффициенты c_1 или c_2 , соответственно, не равны нулю.

Коэффициент c_0 не равен нулю в двух случаях: когда отключены оба электромагнита (конфигурация $B_g \uparrow$) или когда между дополнительными электромагнитами формируется конфигурация каспа (конфигурация $B_{m1} \uparrow B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$). При включении обоих электромагнитов выполняется равенство $c_1 = c_2$.

Тогда для конфигурации $B_g \uparrow$ коэффициенты равны $c_1 = 0$, $c_0 = 1$ и $c_2 = 0$;

для конфигурации $B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$: $c_1 = 1$, $c_0 = 0$ и $c_2 = 0$;

для конфигурации $B_{m1} \downarrow B_g \uparrow$: $c_1 = 0$, $c_0 = 0$ и $c_2 = 1$;

для конфигурации $B_{m1} \uparrow B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$: $c_1 = 1/3$, $c_0 = 1/3$ и $c_2 = 1/3$;

для конфигурации $B_{m1} \downarrow B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$: $c_1 = 1/2$, $c_0 = 0$ и $c_2 = 1/2$.

Предполагается, что распределение плотности составляющих ионных потоков имеет вид распределения Гаусса, так что их можно записать в виде

$$J_i(x, y, z) = J_{0i}(z) \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{x^2 + (y - r_{gci}(z))^2}{\Delta r_{0i}^2(z)} \right], \quad (2)$$

где индекс i имеет значения 1,0,2 для правого, центрального и левого полюсов, соответственно; $J_{0i}(z)$ – максимумы распределения; x, y – положение относительно оси симметрии системы; $r_{gc1}(z)$, $r_{gc0}(z)$ и $r_{gc2}(z)$ – положение центра распределения относительно оси симметрии системы; $\Delta r_{01}(z)$, $\Delta r_{00}(z)$ и $\Delta r_{02}(z)$ – ширина соответствующего распределения.

В методике расчета предполагается, что для каждой отдельной конфигурации магнитных полей при существовании правого и левого полюсов движение ионов к ним описывается одинаковыми уравнениями. Одинаковая вероятность транспортировки потока плазмы к полюсам выражается условием

$$J_{01}(z) = J_{00}(z) = J_{02}(z) = J_{0d}(z). \quad (3)$$

Кроме того, в методике расчета предполагают, что $r_{gc1}(z) = -r_{gc2}(z)$ и $\Delta r_{01}(z) = \Delta r_{00}(z) = \Delta r_{02}(z) = \Delta r(z)$.

На основе данных эксперимента [4] были получены аппроксимирующие зависимости для максимума распределения, траектории центра распределения и траектории ширины распределения в зависимости от конфигурации магнитных полей.

Поскольку из результатов эксперимента следует, что характерное для каждой конфигурации распределение плотности ионного тока слабо меняется в зависимости от значений тока дополнительных электромагнитов, все аппроксимирующие зависимости получены для значений токов 0 или 4 А.

Максимальная плотность ионного тока J_{0d} аппроксимируется следующими выражениями, которые показаны на рис. 2:

- для конфигурации $B_g \uparrow$ ($I_{m1} = 0$, $I_{m2} = 0$):

$$J_{0d}(z) = 500 \left(\frac{0,105}{z} \right)^2; \quad (4)$$

- для конфигурации $B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$ ($I_{m1} = 0$, $I_{m2} = 4$ А):

$$J_{0d}(z) = 265 \exp \left[-\frac{(z - 0,150)}{0,043} \right] + 75; \quad (5)$$

- для конфигурации $B_{m1} \downarrow B_g \uparrow$ ($I_{m1} = 4$ А, $I_{m2} = 0$):

$$J_{0d}(z) = 120 \exp\left[-\frac{(z-0,150)}{0,033}\right] + 60; \quad (6)$$

- для конфигурации $B_{m1}\downarrow B_g\uparrow B_{m2}\uparrow$ ($I_{m1} = 4 \text{ A}$, $I_{m2} = 4 \text{ A}$):

$$J_{0d}(z) = 210 \exp\left[-\frac{(z-0,150)}{0,021}\right] + 130; \quad (7)$$

- для конфигурации $B_{m1}\uparrow B_g\uparrow B_{m2}\uparrow$ ($I_{m1} = 4 \text{ A}$, $I_{m2} = 4 \text{ A}$):

$$J_{0d}(z) = 100 \exp\left[-\frac{(z-0,150)}{0,085}\right] + 160. \quad (8)$$

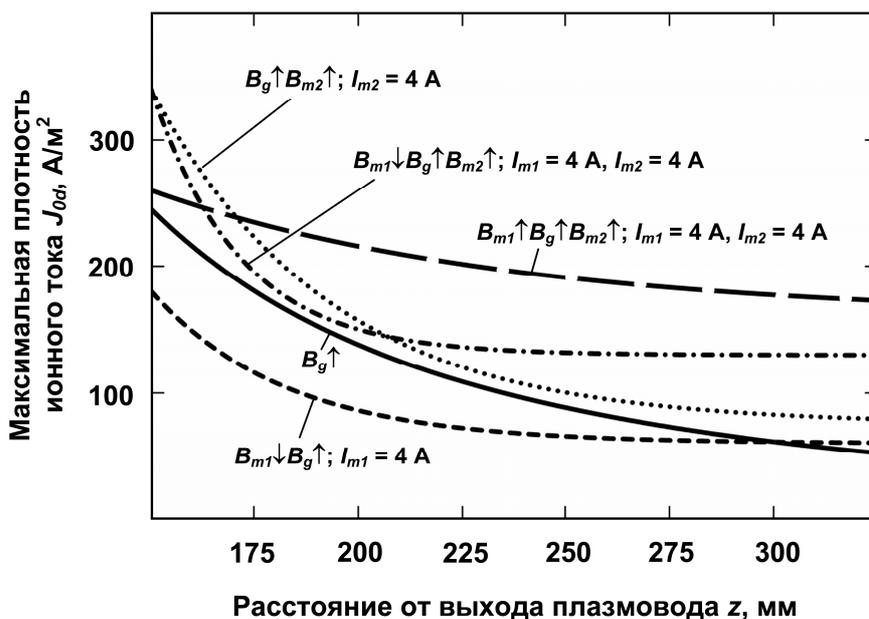


Рис. 2. Зависимость максимальной плотности ионного тока J_{0d} от расстояния z до торца плазмоведа

Траектории центра $r_{gc}(z)$ и ширина $\Delta r(z)$ распределений плотности ионного тока аппроксимируются выражениями с общими постоянными $\alpha_{rd} = 0,5$; $r_d = 0,105 \text{ м}$; $E_{ion0} = 50 \text{ эВ}$; $L = 0,325 \text{ м}$:

- для конфигурации $B_g\uparrow$ ($I_{m1} = 0$, $I_{m2} = 0$):

$$r_{gc0}(z) = 0, \quad (9)$$

$$\Delta r(z) = \alpha_{rd} r_d + \frac{E_{rL4} r_{b4}^2}{2E_{ion0}} \left[\left(\exp\left(\frac{z}{r_{b4}}\right) - 1 \right) + \frac{z}{r_{b4}} \right] \exp\left(-\frac{L}{r_{b4}}\right), \quad (10)$$

где $E_{rL4} = 450 \text{ В/м}$, $r_{b4} = 0,130 \text{ м}$;

- для конфигурации $B_g\uparrow B_{m2}\uparrow$ ($I_{m1} = 0$, $I_{m2} = 4 \text{ A}$):

$$r_{gc1}(z) = \frac{E_{rL1} r_{b1}^2}{2E_{ion0}} \left[\left(\exp\left(\frac{z}{r_{b1}}\right) - 1 \right) + \frac{z}{r_{b1}} \right] \exp\left(-\frac{L}{r_{b1}}\right), \quad (11)$$

$$\Delta r(z) = \alpha_{rd} r_d + \frac{E_{rL4} r_{b4}^2}{2E_{ion0}} \left[\left(\exp\left(\frac{z}{r_{b4}}\right) - 1 \right) + \frac{z}{r_{b4}} \right] \exp\left(-\frac{L}{r_{b4}}\right), \quad (12)$$

где $E_{rL1} = 600$ В/м, $r_{b1} = 0,080$ м, $E_{rL4} = 380$ В/м, $r_{b4} = 0,115$ м;

- для конфигурации $B_{m1}\downarrow B_g\uparrow$ ($I_{m1} = 4$ А, $I_{m2} = 0$):

$$r_{gc1}(z) = \frac{E_{rL1}r_{b1}^2}{4E_{ion0}} \exp\left[-\frac{(z-L)^2}{r_{b1}^2}\right], \quad (13)$$

$$\Delta r(z) = \alpha_{rd}r_d + \frac{E_{rL3}r_{b3}^2}{4E_{ion0}} \exp\left[-\frac{(z-L)^2}{r_{b3}^2}\right] - \frac{E_{rL4}r_{b4}^2}{4E_{ion0}} \exp\left[-\frac{(z-L)^2}{r_{b4}^2}\right], \quad (14)$$

где $E_{rL1} = 1600$ В/м, $r_{b1} = 0,110$ м, $E_{rL3} = 900$ В/м, $r_{b3} = 0,160$ м, $E_{rL4} = 1400$ В/м, $r_{b4} = 0,100$ м;

- для конфигурации $B_{m1}\downarrow B_g\uparrow B_{m2}\uparrow$ ($I_{m1} = 4$ А, $I_{m2} = 4$ А):

$$r_{gc1}(z) = \frac{E_{rL1}r_{b1}^2}{4E_{ion0}} \exp\left[-\frac{(z-L)^2}{r_{b1}^2}\right], \quad (15)$$

$$\Delta r(z) = \alpha_{rd}r_d + \frac{E_{rL3}r_{b3}^2}{4E_{ion0}} \exp\left[-\frac{(z-L+70)^2}{r_{b3}^2}\right], \quad (16)$$

где $E_{rL1} = 1700$ В/м, $r_{b1} = 0,125$ м, $E_{rL3} = 400$ В/м, $r_{b3} = 0,110$ м;

- для конфигурации $B_{m1}\uparrow B_g\uparrow B_{m2}\uparrow$ ($I_{m1} = 4$ А, $I_{m2} = 4$ А):

$$r_{gc0}(z) = 0, \quad (17)$$

$$r_{gc1}(z) = \frac{E_{rL1}r_{b1}^2}{2E_{ion0}} \left[\left(\exp\left(\frac{z}{r_{b1}}\right) - 1 \right) + \frac{z}{r_{b1}} \right] \exp\left(-\frac{L}{r_{b1}}\right), \quad (18)$$

$$\Delta r(z) = \alpha_{rd}r_d + \frac{E_{rL3}r_{b3}^2}{4E_{ion0}} \exp\left[-\frac{(z-L+0,175)^2}{r_{b3}^2}\right], \quad (19)$$

где $E_{rL1} = 650$ В/м, $r_{b1} = 0,100$ м, $E_{rL3} = 26$ В/м, $r_{b3} = 0,300$ м.

При расчете траекторий движения r_{oi} , r_{ci} и r_{ii} вычисляют отклонение от оси z плазмоведа для центра плазменной струи, а также наружной (относительно центра подложки) и внутренней границ потока:

$$r_{oi}(z) = r_{gci}(z) + \Delta r(z), \quad (20)$$

$$r_{ci}(z) = r_{gci}(z), \quad (21)$$

$$r_{ii}(z) = r_{gci}(z) - \Delta r(z). \quad (22)$$

На рис. 3-7 показаны результаты расчета траекторий r движения потока плазмы для различных конфигураций магнитного поля.

При отсутствии дополнительных управляющих магнитных полей расширение плазмы от выхода плазмоведа описывается законом обратных квадратов с половиной угла конуса порядка 19° (см. рис. 2), что близко к значению 20° [5]. Возникающие при этом электрические поля стремятся расфокусировать ионный поток, энергия ионов которого приблизительно равна 50 эВ [6], а исходная ширина распределения примерно соответствует половине радиуса плазмоведа [3] ($\alpha_{rd} = 0,5$, $rd = 105$ мм, $E_{ion0} = 50$ эВ, как было использовано в расчетах). При включении электромагнита таким образом, чтобы магнитное поле было

направлено в ту же сторону, что и магнитное поле источника, возникают электрические поля, стремящиеся сместить ионный поток в направлении полюса дополнительного электромагнита, а также расфокусировать его (хотя ширина распределения уменьшается до 100 мм на расстоянии 325 мм вместо 130 мм см. рис. 4). Максимальная плотность ионного тока значительно выше исходной на всем протяжении от плазмоведа до подложки: вначале спадает более быстро, затем падение замедляется. При включении электромагнита, магнитное поле которого направлено противоположно магнитному полю источника, также возникают электрические поля, стремящиеся сфокусировать поток.

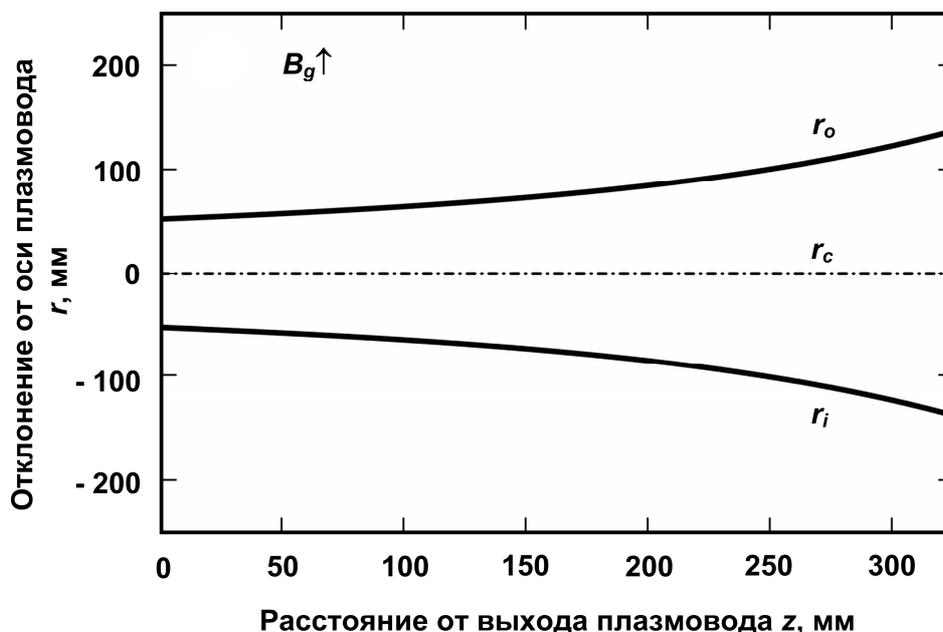


Рис. 3. Зависимость отклонений r от расстояния z до торца плазмоведа для конфигурации $B_g \uparrow$ ($I_{m1} = 0, I_{m2} = 0$)

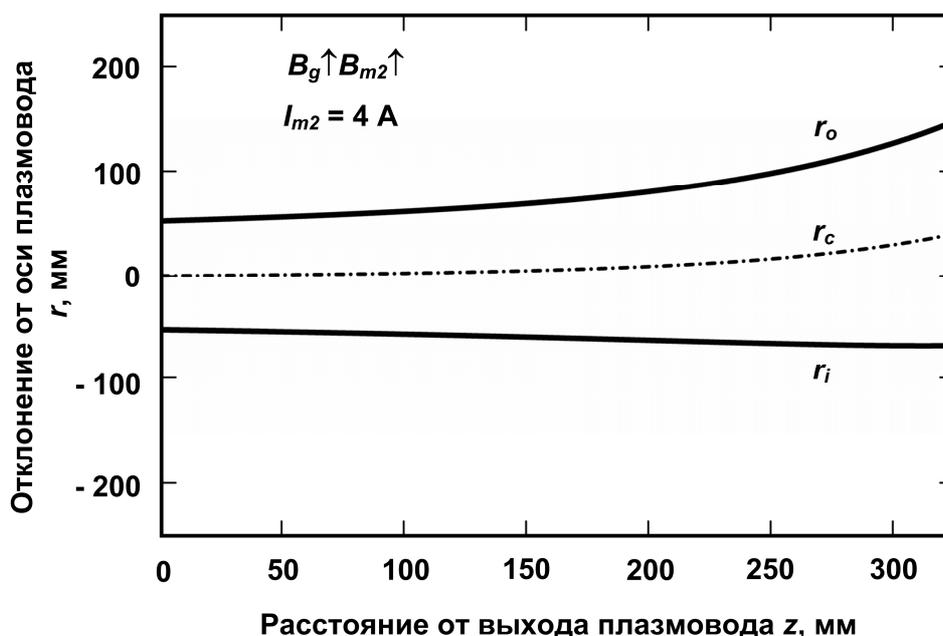


Рис. 4. Зависимость отклонений r от расстояния z до выхода плазмоведа для конфигурации $B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$ ($I_{m1} = 0, I_{m2} = 4 \text{ A}$)

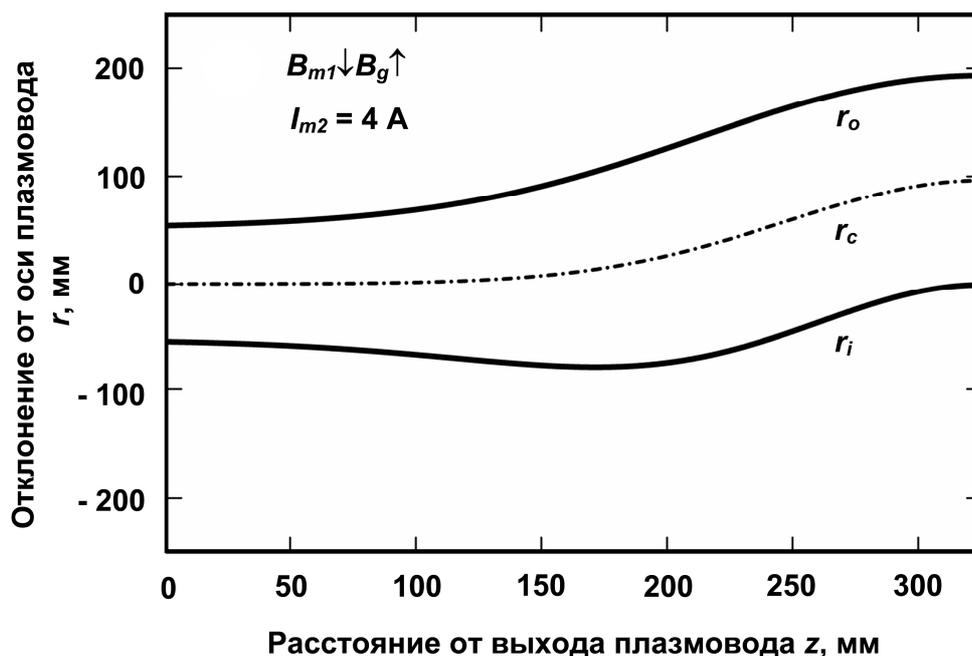


Рис. 5. Зависимость отклонений r от расстояния z до выхода плазмоведа для конфигурации $B_{m1} \downarrow B_g \uparrow$ ($I_{m1} = 4 \text{ A}$, $I_{m2} = 0$)

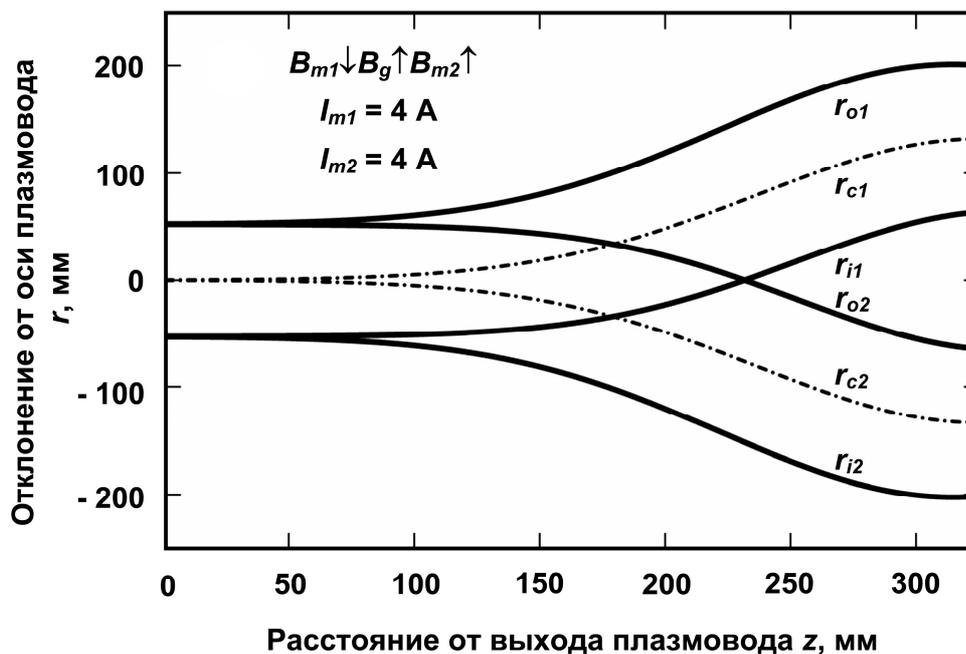


Рис. 6. Зависимость отклонений r от расстояния z до торца плазмоведа для конфигурации $B_{m1} \downarrow B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$ ($I_{m1} = 4 \text{ A}$, $I_{m2} = 4 \text{ A}$)

Для этой конфигурации поток в целом также сжимается по сравнению с исходным (ширина распределения – менее 100 мм на расстоянии 325 мм, см. рис. 5). Максимальная плотность ионного тока существенно ниже исходной практически на всем протяжении от плазмоведа до подложки, что связано с наличием каспа и соответствующими потерями плазмы на стенках.

При включении двух электромагнитов, когда магнитное поле одного направлено согласно, а другого – встречно магнитному полю источника,

происходит формирование двух полюсов над поверхностью подложки. В этом случае достигается наилучшее разделение потока плазмы на две части. Интересен тот факт, что ширина распределения очень слабо меняется на протяжении всего пути следования потока от торца плазмоведа. Для этой конфигурации поток еще сильнее сжимается по сравнению с исходным (ширина распределения менее 70 мм на расстоянии 325 мм, см. рис. 6). Максимальная плотность ионного тока выше исходного значения на всем протяжении от плазмоведа до подложки. Вначале она спадает быстро, затем стабилизируется и, начиная от расстояния 200 мм, переходит в режим, когда транспортирование ионного потока происходит практически без потерь.

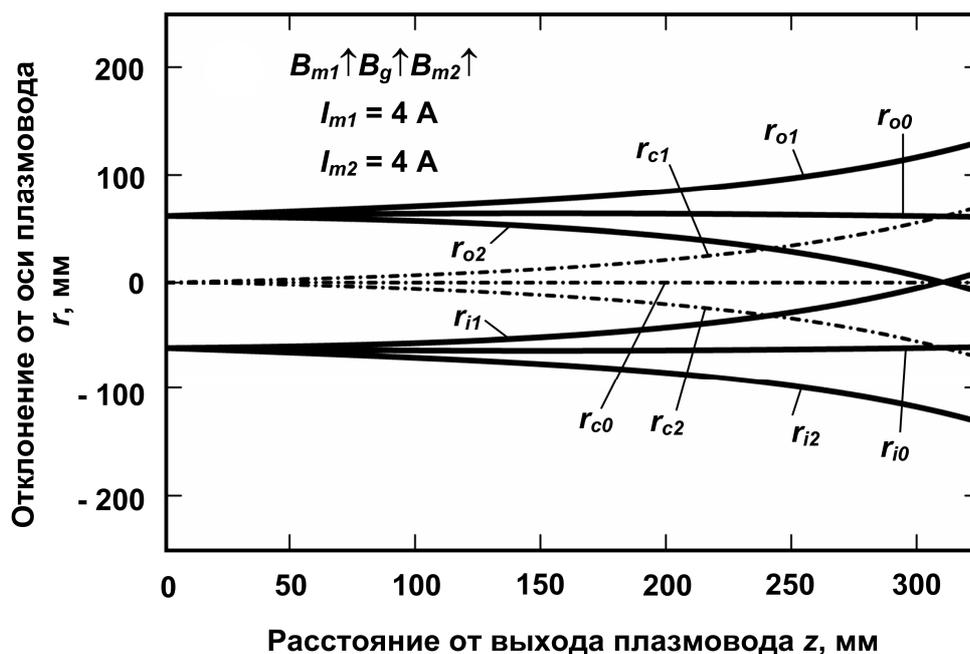


Рис. 7. Зависимость отклонений r от расстояния z до торца плазмоведа для конфигурации $B_{m1} \uparrow B_g \uparrow B_{m2} \uparrow$ ($I_{m1} = 4 \text{ A}$, $I_{m2} = 4 \text{ A}$)

При включении двух электромагнитов, магнитное поле которых направлено согласно магнитному полю источника, происходит формирование трех полюсов над поверхностью подложки. В этом случае достигается разделение потока плазмы на три части, причем именно в такой конфигурации ширина распределения ионного потока сжимается на протяжении всего распространения потока от выхода плазмоведа. Все это приводит к фокусировке потока в целом к центру подложки. Для этой конфигурации потока ширина распределения равна 60 мм на расстоянии 325 мм, см. рис. 7. Это режим с наибольшим значением максимальной плотности ионного тока практически на всем протяжении от плазмоведа до подложки, причем падение плотности происходит медленно. Следует отметить, что практически все режимы, когда полюса формируются над поверхностью подложки, приводят к уменьшению потерь плазмы при транспортировании.

В рассматриваемом диапазоне управляющих параметров (расстояние от выхода плазмоведа – 150...325 мм, токи электромагнитов – 0...4 А) ионный ток на подложку может изменяться до 22 % от исходного (при отключенных управляющих электромагнитах) на расстоянии 150 мм, 33 % – на расстоянии

230 мм и 44 % – на расстоянии 325 мм. Чем ближе подложка расположена к плазмоводу, тем больше абсолютное значение ионного тока на подложку.

При управлении распределением плотности ионного тока вдоль поверхности подложки возможна реализация двух практически важных вариантов: фокусировка плазменного потока к центру подложки и фокусировка потока к системе полюсов магнитного поля, схема расположения которых зависит от способа включения электромагнитов.

Включение только одного электромагнита независимо от направления тока в нем позволяет сместить направление распространения потока плазмы в сторону возникшего полюса над сердечником электромагнита, а также сузить форму распределения.

Когда оба дополнительных электромагнита включены в соответствии с магнитным полем источника, между ними над центром подложки формируется структура с магнитным каспом. В этом случае электроны плазмы дугового источника транспортируются к трем основным стокам: двум магнитным зеркалам над сердечниками электромагнитов и магнитному каспу между ними. Усиление магнитного поля электромагнитов приводит к сжатию потока плазмы от дугового источника и фокусировке к магнитным зеркалам и каспу. Движение электронов плазмы ограничено магнитным полем, так что при амбиполярной диффузии поперек магнитного поля возникает электрическое поле, которое влияет на движение ионов от источника к подложке, обеспечивая фокусировку ионной компоненты. Однако дальнейшее увеличение тока электромагнитов приводит к уменьшению тока на подложку, что связано с уменьшением тока дуги вследствие проводимости разрядного промежутка.

Когда токи в цепях дополнительных электромагнитов направлены противоположно, между электромагнитами формируется конфигурация пробкотрона. При включении дугового источника результирующее магнитное поле препятствует расширению плазмы в область между сердечниками дополнительных электромагнитов, электроны плазмы дугового источника транспортируются только к двум основным стокам – двум магнитным зеркалам над сердечниками электромагнитов. Усиление магнитного поля дополнительных электромагнитов приводит к уменьшению плотности ионного тока в центре подложки.

3. Заключение

Выявленные закономерности позволяют сформулировать общие рекомендации по выбору рациональных параметров конструкции и режимов работы системы с дополнительными электромагнитами для создания различных конфигураций плазмы:

1) при необходимости производительной обработки небольших изделий, которые при обработке занимают зону диаметром порядка 100 мм, и отсутствии высоких требований к равномерности обрабатываемого потока, наиболее целесообразна обработка интенсивным сфокусированным потоком ионов. Этот режим достигается при размещении поверхности изделий на расстоянии 150 мм от выхода плазмовода и обработке на режиме, когда включен только один электромагнит, магнитное поле которого направлено согласно магнитному полю источника, ток электромагнита составляет 1...2 А. В среднем повышение производительности обработки составляет 50 % по сравнению с системой без

дополнительных электромагнитов;

2) при необходимости производительной обработки плоских протяженных изделий шириной до 150 мм, подача которых в зону обработки осуществляется с помощью конвейера, при высоких требованиях к однородности обрабатываемого потока (обработка стекол, лент), целесообразно использование режимов с высокой степенью равномерности потока в одном измерении. Такая конфигурация достигается при использовании режимов, когда оба электромагнита создают магнитное поле, направленное в соответствии с магнитным полем источника, а ток каждого электромагнита составляет величину порядка 2 А;

3) при необходимости обработки изделий, которые занимают зону размером порядка 300 мм, и высоких требованиях к равномерности обработки целесообразно использование режимов с наибольшей фокусировкой потока плазмы к полюсам дополнительных электромагнитов в сочетании с вращением подложки, что позволяет в совокупности получить эффект расфокусировки обрабатываемого потока. Подобные режимы достигаются при размещении изделий на расстоянии 325 мм от выхода плазмодода и включении дополнительных электромагнитов при противоположно направленных токах цепи электромагнита порядка 2...4 А.

Более тщательный подбор режимов следует проводить в случае конкретизации технологических требований, при этом целесообразно использование сочетания различных режимов с прогнозированием результатов с помощью предложенных расчетных методик.

Список литературы

1. Баранов, О. О. Проблема управления ионным потоком в технологических установках плазменно-ионной обработки [Текст] / О. О. Баранов // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии: сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н. Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 55. – Х., 2012. – С. 52–66.
2. Аксенов, И. И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы [Текст] / И. И. Аксенов. – Х. : ННЦ ХФТИ, 2005. – 212 с.
3. Вакуумно-дуговые устройства и покрытия [Текст] / А. А. Андреев, Л. П. Саблев, В. М. Шулаев, С. Н. Григорьев. – Х. : ННЦ ХФТИ, 2005. – 236 с.
4. Baranov, O. Effective control of ion fluxes over large areas by magnetic fields: from narrow beams to highly uniform fluxes [Text] / O. Baranov, M. Romanov, K. Ostrikov // Physics of plasmas. – 2009. – № 16. - P. 053505-1-053505-5.
5. Keidar, M. 2-D Expansion of the low-density interelectrode vacuum arc plasma jet in an axial magnetic field / M. Keidar, I. Beilis, R.L. Boxman, S. Goldsmith // Journal of physics D: applied physics. – 1996. – V.29. – P. 1973 – 1983.
6. Byon, E. Ion energy distribution functions of vacuum arc plasmas / E. Byon, A. Anders // Journal of applied physics. – 2003. – V.93, №4. – P. 1899 - 1906.

Поступила в редакцию 15.06.2015

Керування густиною іонного струму від вакуумно-дугового джерела в об'ємі вакуумної камери при розміщені керуючих електромагнітів під підкладкою

Запропоновано схему технологічного пристрою, що дозволяє обробляти деталі на великих підкладках (до 400 мм) потоками іонів плазми вакуумно-дугового джерела плазми шляхом утворення прогнозованої сукупності магнітних пасток електронів плазми шляхом використання системи додаткових електромагнітів. Розроблено методику розрахунку густини іонного струму від вакуумно-дугового джерела в об'ємі вакуумної камери за наявності додаткових керуючих магнітних полів, що дозволяє прогнозувати технологічні режими іонної обробки.

Ключові слова: плазмово-іонна обробка, керування іонними потоками.

Control of ion current density from a vacuum-arc source in a volume of a vacuum chamber when locating the control electromagnets under substrate

A schematic of a technological setup for treatment of parts arranged on extended substrates (up to 400 mm) with ions from plasma of vacuum-arc source by use of forecasted set of magnetic traps for plasma electrons, which is generated by a set of additional electromagnets, is proposed. Method of calculation of the ion current density from the vacuum-arc source in the volume of the vacuum chamber at presence of the additional control magnetic fields is developed, which allows forecasting the operational modes of the ion treatment.

Keywords: ion-plasma treatment, ion flow control.