

PACS number: 34.35._a

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССЕ ПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ

А.С Долгов, А.Л. Лорент

Национальный Аэрокосмический Университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»,
ул. Чкалова, 17, 61070, Харьков, Украина
E-mail: alchi_ant@ukr.net

Рассматривается роль широко распространенных геометрических особенностей детали и потока частиц на эффективность осаждения, и даются соответствующие рекомендации. На основе принятой аппроксимированной схемы с отрицательной кривизной определено выражение, описывающее осаждение на единицу поверхности при постоянной частоте вращения элемента поверхности. Приведены значения осаждения для различных вариантов кривизны. Рассмотрено значение расходимости потока частиц, свойственной общей картине осаждения, в качестве фактора, компенсирующего неоднородность осаждения на участке отрицательной кривизны. Выявлено, что сильная зависимость вероятности осаждения от угла бомбардировки поверхности приводит к снижению общего уровня осаждения для разных, почти противоположных форм.

Ключевые слова: ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ КРИВИЗНА, ОСАЖДЕНИЕ, ОБЛАСТЬ ОРИЕНТАЦИИ, РАСХОДИМОСТЬ ПОТОКА, УГОЛ БОМБАРДИРОВКИ.

*(Получено 09.02.2011, в отредактированной форме – 15.03.2011,
опубликовано онлайн – 02.04.2011)*

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из факторов, определяющих эффективность технологического процесса изменения характеристик поверхности детали (упрочнение, повышение износостойкости, термостойкости и др.) осаждением атомных частиц из плазмы или ионного пучка является степень однородности покрытия [1-4]. Значительные вариации толщины нанесенного слоя сопряжены как с перерасходом осаждаемого материала, увеличением длительности и, соответственно, удорожанием техпроцесса, так и с опасностью неадекватности покрытия на тех или иных участках поверхности обрабатываемого объекта.

Очевидным приемом, призванным обеспечить желательную однородность осаждения, является равномерное вращение детали в потоке налетающих частиц. Однако геометрические особенности образца и пространственные неоднородности потока осложняют общую картину осаждения, ставя под сомнение возможность обеспечения степени однородности осаждения приемлемого уровня. [5, 6, 7].

В данной работе рассматриваются роль широко распространенных геометрических особенностей детали и потока на эффективность осаждения и даются соответствующие рекомендации.

1.1 Отрицательная кривизна

При равномерном вращении детали в форме цилиндра с произвольной формой сечения вокруг оси, нормальной потоку падающих частиц, все участки поверхности изменяют свою ориентацию относительно потока по общему правилу. Однако для участков вогнутости возникает дополнительная особенность осаждения, связанная с затенением поверхности в пределах указанной вогнутости при некоторых углах поворота детали.

В качестве относительно универсальной аппроксимации геометрии указанного элемента можно принять форму, содержащую два симметричных откоса, сочлененных под определенным углом. Схема образования и соответствующие параметры распределения представлены на рис. 1.

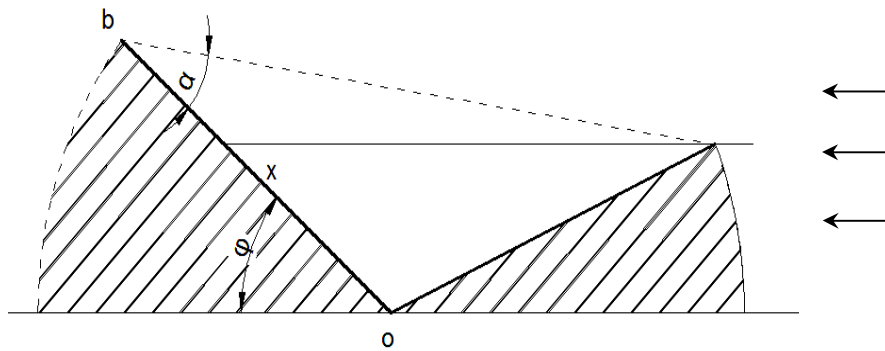


Рис. 1 – Геометрия рассматриваемого элемента

Стрелки в правой части рисунка обозначают поток осаждаемых частиц.

Если $\varphi < \alpha$, то левый, то есть обращенный к потоку, откос полностью экранирован противоположной поверхностью. Если же $\alpha < \varphi < 2\alpha$, то левый откос открыт частично, то есть воздействию подвергается участок от x до b , причем он увеличивается от нуля при $\varphi = \alpha$ до b , когда угол φ достигает значения 2α .

Соответствие между углом поворота образца φ и границей участка затенения x имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b \sin(2\alpha)}{b \cos(2\alpha) + x}. \quad (1)$$

Осаждение Q в расчете на единицу поверхности за один полный оборот определяется суммированием вкладов диапазона углов, отвечающих частичному затенению откоса и области ориентаций $2\alpha < \varphi < \pi$, соответствующей беспрепятственному поступлению частиц на поверхность. Общее выражения для Q таково:

$$Q = I \int_{t_x}^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \cdot P(\theta) dt, \quad (2)$$

где I – поток частиц, ω – частота вращения ($\varphi = \omega t$), θ – угол между направлением бомбардировки и нормалью к поверхности ($\theta = \pi/2 - \varphi$), $P(\theta)$ – вероятность осаждения на поверхность, зависящая от ориентации воздействия. Нижний предел интегрирования задается соответствием (1) и равняется:

$$t_x = \frac{1}{\omega} * \left\{ \begin{array}{l} \alpha_x : \alpha < \frac{\pi}{4}; \alpha > \frac{\pi}{4}, b \cos 2\alpha + x > 0 \\ \pi + \alpha_x : \alpha > \frac{\pi}{4}, x < b |\cos 2\alpha| \end{array} \right\}, \quad (3)$$

$$\alpha_x \equiv \operatorname{arctg} \frac{b \sin(2\alpha)}{b \cos 2\alpha + x}.$$

В тех случаях, когда варьированием P при изменении θ можно пренебречь (другими словами, при использовании осредненного значения P), величина Q зависит только от геометрических параметров обрабатываемой детали. Получается: при $\alpha = 0$ (отсутствие вогнутости)

$$Q = \frac{2}{\omega} I \cdot P, \quad (4)$$

в случае малых углов ($\alpha \ll 1$)

$$Q \approx \frac{I \cdot P}{\omega} \left(1 + \cos \frac{2\alpha \cdot b}{b + x} \right); \quad (5)$$

когда $\alpha = \pi/4$

$$Q = \frac{I \cdot P}{\omega} \left(1 + \frac{x}{\sqrt{b^2 + x^2}} \right); \quad (6)$$

и в случае щелевидного рельефа поверхности $\alpha = \pi/2 - 1, \delta \ll 1$

$$Q \approx 2 \frac{I \cdot P}{\omega} \frac{b^2 \delta^2}{(b - x)^2}, (b - x) \gg b \cdot \delta \quad (7)$$

$$Q \approx \frac{I \cdot P}{\omega}, x \geq b(1 - 2 \cdot \delta^2) \quad (8)$$

Выражение (4) представляет лишь роль вращения объекта и задает уменьшение осаждения, сравнительно со случаем падения частиц на неподвижную, нормально ориентированную поверхность в π раз.

Формула (5) дает уменьшение, сравнительно со значением (4), тем более значительное, чем больше α . При этом наименьшие значения Q соответствуют “глубоким” участкам вогнутости $x \rightarrow 0$.

Специальный вариант $\alpha = \pi/4$, (формула (6)), указывает на продолжение тенденций, представленных выражением (5). Здесь, при $x \rightarrow 0$, имеет место двукратное уменьшение Q , сравнительно с (4).

При больших углах α , (формула(7)), то есть когда обсуждаемый элемент поверхности имеет вид глубокой узкой щели, картина осаждения на поверхность клина становится двоякой: для области относительно глубоких позиций и в зоне, близкой к берегам впадины. Условная граница этих участков определяется выражением

$$x_0 \approx b \cdot |\cos 2\alpha|.$$

Области поверхности, где x существенно ниже x_0 – сильно затенены. Величина Q представляется при этом выражением (7), указывающим на квадратную форму зависимости от δ . Зона поверхности, где $x \geq x_0$, соответствует ослаблению осаждения, сравнительно со случаем отсутствия геометрического искажения (4), приблизительно вдвое (формула (8)).

1.2 Ориентационная неоднородность осаждения

Вопрос о масштабе энергий падающих на поверхность атомных частиц – одно из важнейших обстоятельств, определяющих результативность процесса. Оптимизация режимов предполагает подбор среднего уровня энергий и, возможно, также разброса относительно среднего значения.

Несмотря на то, что отсутствуют принципиальные ограничения при выборе энергий бомбардировки, масштаб величин имеет определяющее значение в отношении физического механизма осаждения и соответствующих численных характеристик. В терминах данной работы это соответствует заданию значений \bar{P} и, более детально, функции $P = P(\theta)$.

Если энергии бомбардировки достаточно высоки, то падающие частицы, как правило, проникают в материал на некоторую глубину. В этих условиях ориентация воздействия задает масштаб упомянутого проникновения, но не проявляется в форме функции $P(\theta)$ (исключая разве что скользящие углы). Таким образом, записанные выше формулы, где принималось $P = const$, полностью соответствует этой ситуации. Однако, высокие энергии бомбардировки могут быть нежелательны в отношении свойств формируемого приповерхностного слоя и неудобны с точки зрения организации процесса. Поэтому обычно подразумеваются такие энергии бомбардировки, при которых проникновение вглубь матрицы не считается существенным и предполагается непосредственное взаимодействие налетающих частиц только с первым атомным слоем. Это энергии в диапазоне от теплового уровня до значений ориентировочно $\approx 10^2$ эВ. В этих условиях варьирования P в зависимости от θ наверняка существенно. Имеющиеся сведения на этот счет разноречивы, как в экспериментальных наблюдениях, так и в отношении трактовок этих свойств [8, 9, 10].

В работе [9] предложен оригинальный подход для реализации ионной имплантации и одновременного осаждения слоев различных материалов на металлы одним и тем же пучком. Результаты моделирования позволили сделать выводы о влиянии энергии ионного пучка, массы и флюенса ионов и особенно геометрии распыляемой мишени (что в нашем случае может интерпретироваться как угол падения частиц на подложку). В работе предложено экспериментальное подтверждение зависимости толщины

наносимого покрытия от угла влета бомбардирующих атомов в систему и приведены значения оптимальных углов.

В работе [8] представлена модель взаимодействия налетающих атомов с поверхностью подложки. Основные допущения модели – парные упругие взаимодействия налетающего атома с покоящимся атомом поверхности подложки. На основе этих предположений выведены закономерности отражения атомов от поверхности подложки, а также вероятность самого осаждения покрытия. Приведены теоретические значения углов бомбардировки, которые соответствуют наилучшим результатам осаждения покрытия. Экспериментальное подтверждение было получено лишь в некоторых вариантах расположения поверхности относительно потока наносимого покрытия, что свидетельствует о правомерности основных теоретических выкладок. Все несоответствия между теоретическими и экспериментальными данными по расчетам возникли вследствие некоторых неучтенных параметров процесса, что в свою очередь раскрывает некоторый спектр дальнейших исследований

Дальнейшие построения используют определенные аппроксимации, не противоречащие известным экспериментальным данным.

Для верхней части оговоренного выше энергетического диапазона характерно парное взаимодействие партнеров. В этих условиях максимальная передача энергии от частицы снаряда к частицам на поверхности отвечает нормальному падению на поверхность. Тем самым вероятность осаждения при этом максимальна, а углы $\theta \rightarrow \pi/2$ соответствуют отражению частиц [11-14]. Количественная аппроксимация качественных особенностей взаимодействия имеет вид $P = \cos \theta$. Выражения для Q приобретает вид:

$$Q = \frac{I}{2\omega} \left\{ \pi - \operatorname{arctg} \frac{b \sin 2\alpha}{b \cos 2\alpha + x} + \frac{b \sin 2\alpha (b \cos 2\alpha + x)}{b^2 + 2b \cos 2\alpha + x^2} \right\}, \quad (9)$$

$$(b \cos 2\alpha + x) > 0.$$

Если $\alpha = 0$, то

$$Q = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{I}{\omega}, \quad (10)$$

что существенно ниже, чем следовало из формулы (4) при формальном независимом усреднении $P(\theta)$.

Для угла $\alpha = \pi/4$ получается

$$Q = \frac{I}{2\omega} \left(\pi - \operatorname{arctg} \frac{b}{x} + \frac{bx}{b^2 + x^2} \right) \quad (11)$$

При $x = b$, выражение (11) мало отличается от (10), а для случая $x = 0$ уступает (10) вдвое. Общее наблюдение в том, что факторы искривления $\alpha \neq 0$ и ориентационной однородности в данной ситуации почти независимы. Так при $x = 0$ случай $\alpha = \pi/4$ дает двойное уменьшение Q сравнительно с неискаженной поверхностью, как при условии $P = \text{const}$, так и если $P = \cos \theta$. Соответствующие изменения при $x = b$ нетождественны, но различия невелики.

Если же $b \cos 2\alpha + x < 0$ (большие углы удаления от края неровности позиции), то получается:

$$Q = \frac{I}{2\omega} \left(\operatorname{arctg} \frac{b \sin 2\alpha}{b |\cos 2\alpha| - x} - \frac{b \sin 2\alpha (b |\cos 2\alpha| - x)}{b^2 - 2b |\cos 2\alpha| x + x^2} \right),$$

что для самой “глубокой” позиции $x = 0$ дает

$$Q = \frac{I}{2\omega} (\pi - 2\alpha - \sin 2\alpha |\cos 2\alpha|) \quad (12)$$

Выражение (12) совпадает с результатом (11), когда $\alpha = \pi/4$ (сшивка участков). Закон приближения к нулю при $\alpha \rightarrow \pi/2$ здесь более сильный, нежели для случая $P = \text{const}$, т.е. $Q \cong \delta^3$ (обозначение формул (7, 8)). Таким образом, участки поверхности в пределах щелей в рамках модели остаются практически свободными от покрытия. Многократное отражение от поверхностей может изменить наблюдаемые зависимости [15].

По мере снижения энергии падающих частиц возрастает роль коллективных эффектов и когда квантовая длина волны частицы оказывается сопоставимой с межатомным расстоянием, то адекватность категорий парного взаимодействия становится сомнительной. Вероятность неупругого эффекта прилипания к поверхности коррелирует с длительностью достаточно тесного сближения атома снаряда с поверхностью. Названная величина тем больше, чем меньше угол между направлением движения частицы и поверхностью. Таким образом, в качестве одной из возможных аппроксимаций зависимости $P(\theta)$ можно взять выражение $P(\theta) = |\sin \theta|$ $P(\theta) = |\sin \theta|$. Получается ($\alpha \leq \pi/4$).

$$Q = \frac{I}{4\omega} \left(3 + \frac{(b \cos 2\alpha + x)^2 - b^2 \sin^2 2\alpha}{(b \cos 2\alpha + x)^2 + b^2 \sin^2 2\alpha} \right), \quad (13)$$

а для щелеобразных искажений не слишком близко к краю

$$Q = \frac{I}{\omega} \frac{b^2 \sin^2 2\alpha}{b^2 - 2b |\cos 2\alpha| x + x^2}. \quad (14)$$

Выражение (14) свидетельствует о существенном усилении эффекта осаждения по сравнению с тем, что дает формула (12). При $x = 0$

$$Q \approx 2 \frac{I}{\omega} \delta^2,$$

что в $\pi/2$ раз выше значения, определяемого формулой (7), если в качестве P принять среднее значение синуса, т.е. $2/\pi$. Это указывает на преобладающее влияние закона $P(\theta)$ по сравнению с геометрическими факторами.

2. РАСХОДИМОСТЬ ПОТОКА ЧАСТИЦ

Схема анализа, включающая в себя представление об однонаправленном, пространственно однородном потоке осаждаемых частиц очень неточно описывает реальные условия в ряде случаев и привлекательна своей простотой, но, разумеется, не охватывает весь диапазон реально встречающихся или прогнозируемых ситуаций. Расходимость потока частиц того или иного масштаба это общее свойство картины осаждения. Особое значение это обстоятельство приобретает для относительно крупногабаритных изделий, размещение которых внутри вакуумной камеры ограниченных размеров с источником частиц определенного выходного сечения предопределяет целесообразность или даже, может быть, неизбежность использования расходящихся потоков частиц.

Схематизация указанной ситуации может основываться на предположении о наличии радиального источника, удаленного на некоторое расстояние от вращающейся детали. Необходимо также ввести в рассмотрение удаление рассматриваемого участка поверхности от оси вращения.

Схема объекта с обозначением линейных и угловых параметров в “исходной” позиции и при повороте представлена на рис. 2.

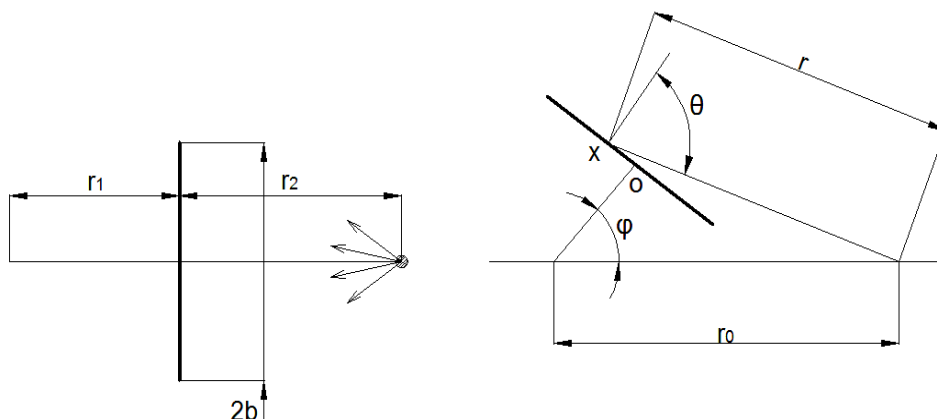


Рис. 2 – Схема вращающегося объекта

Структура выражения для величины $Q(x)$ в данном случае такова:

$$Q(x) = 2 \cdot I_0 \cdot r_2^2 \int_0^{t_0} \frac{1}{r^2} \cos \theta \cdot P(\theta) dt, 0 < x < b \quad (15)$$

Формула (9) предполагает изотропность потока в области углов, охватывающей габариты детали, поверхность которой содержит плоский участок размера $2b$ (либо эту поверхность можно аппроксимировать к этому участку). Величина I_0 – это максимальная интенсивность воздействия для принятого набора геометрических характеристик, соответствующая середине плоского участка ($x = 0$) при нормальном размещении поверхности (левая часть рис.2). Диапазон интегрирования в пределах одного цикла ограничивается моментом $t_0 = \varphi_0 \omega^{-1}$, где угол θ достигает значения $\pi/2$.

При этом

$$\begin{cases} r^2 = (r_1 \operatorname{tg} \varphi + x)^2 + \left(r_0 - \frac{r_1}{\cos \varphi}\right)^2 + 2(r_1 \operatorname{tg} \varphi + x) \left(r_0 - \frac{r_1}{\cos \varphi}\right) \sin \varphi \\ \cos \theta = \frac{r_0 \cos \varphi - r_1}{r} \\ t_0 = \frac{1}{\omega} \arccos \frac{r_1}{r_0}, r_0 \equiv r_1 + r_2. \end{cases} \quad (16)$$

Подстановка выражений (16) в общую формулу (15) дает возможность определить Q как функцию x при варьировании параметров r_1, r_2, b , ограниченном только условиями геометрической непротиворечивости.

Специальный случай $r_1 = 0$ соответствует вращению тонкого образца вокруг собственной оси симметрии.

Для варианта $P \rightarrow \bar{P}$

$$\begin{aligned} Q &= 2 \cdot I_0 r_0^3 P \int_0^{\pi/2\omega} \frac{\cos(\omega t)}{\left(x^2 + r_0^2 + 2r_0 x \sin(\omega t)\right)^{3/2}} dt = \\ &= 2 \frac{I_0 r_0^2 P}{\omega x} \left(\frac{1}{\sqrt{r_0^2 + x^2}} - \frac{1}{r_0 + x} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Формула (17) определяет монотонное убывание Q по мере удаления от оси вращения, причем позиции x соответствует уровень осаждения, не отличающийся от выражения (4). Максимально возможному размеру $b \rightarrow r_0$ соответствует приблизительно пятикратное изменение Q в пределах объекта (точнее в $2/\sqrt{2} - 1$ раз).

По мере увеличения r_1 (удаление от оси вращения), как и при уменьшении размера b , вариации Q в пределах обсуждаемого участка ослабевают, то есть уровень значимости $Q(x)$ как характеристики уровня осаждения на всей поверхности возрастает. Выражение для $Q(\theta)$ таково:

$$Q(\theta) = 2I \cdot r_2^2 \cdot \bar{P} \int_0^{t_0} \frac{r_0 \cos(\omega t) - r_1}{\left(r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos(\omega t)\right)^{3/2}} dt \quad (18)$$

Результат интегрирования таков

$$\begin{aligned} Q(\theta) &= 2 \frac{I_0 r_0^2}{\omega} \cdot \bar{P} \cdot \frac{E\left(\arcsin \sqrt{\frac{r_0 + r_1}{2r_0}}, \frac{2\sqrt{r_0 r_1}}{r_0 + r_1}\right)}{r_1(r_0 - r_1)} - \\ &- 2 \frac{I_0 r_0^2}{\omega} \cdot \bar{P} \cdot \frac{F\left(\arcsin \sqrt{\frac{r_0 + r_1}{2r_0}}, \frac{2\sqrt{r_0 r_1}}{r_0 + r_1}\right)}{r_1(r_0 + r_1)}, \end{aligned} \quad (19)$$

где F и E – эллиптические интегралы первого и второго родов.

Если $r_1 < r_2$, то выражения (18, 19) приводятся к следующему огрубленному виду:

$$Q \approx \frac{2I_0P}{\omega} \sqrt{2 \frac{r_2}{r_0}}.$$

Возрастание Q с увеличением r_2 свидетельствует о более благоприятном характере воздействия на поверхность при немалых удалениях от источника (напомним, также, что величина I задана как интенсивность на удалении r_2 ; для фиксированного источника величина Q при увеличении удаления r_2 будет, конечно, убывать, но более медленно, нежели $I(r_2)$).

Следует обратить внимание, что тенденции изменения Q с увеличением x в данной ситуации противоположны тому, что представлено выше для случая вогнутой поверхности. Несмотря на то, что геометрические смыслы обозначения x для указанных двух случаев неидентичны, тем не менее, следует полагать, что при подходящем подборе всех геометрических параметров расходимость потока может играть роль фактора, частично компенсирующего неоднородность осаждения в пределах участка отрицательной кривизны.

3. ВЫВОДЫ

Выполненные построения определяют возможности прогнозирования степени однородности покрытия при плазменном нанесении вещества на поверхность для объектов, деталей, геометрия поверхности которых существенно отличается от простейших схем. Предварительная информация такого рода может выявить целесообразность, либо нецелесообразность выбора тех или иных форм технологии нанесения на поверхность. Выполненные расчеты показывают, что в области умеренных искажений поверхности ($\alpha \leq \pi/4$), ожидаемое уменьшение степени осаждения также характеризуется умеренными величинами – не более, чем в несколько раз, чаще – в полтора, два раза. Варьирование толщины покрытия в таких масштабах может быть приемлемым в некоторых случаях. С другой стороны, обнаруживается значительная неоднородность степени осаждения в пределах геометрической неоднородности.

При больших значениях α – особенность поверхности типа щели – квадратичная зависимость результата от дополняющего угла определяет катастрофическое опустошение для весьма узких щелей при относительно быстром увеличении степени покрытия с увеличением дополняющего угла.

Выявлено, что сильная зависимость вероятности осаждения от угла бомбардировки поверхности приводит к снижению общего уровня осаждения для разных, почти противоположных форм. При этом общая картина осаждения на вогнутую поверхность несет информацию о форме упомянутой зависимости и, тем самым, может быть использована для получения сведений, полезных для выбора технологических режимов и предоставляющих, также, самостоятельный интерес.

Определенная компенсация неоднородностей осаждения может быть достигнута на основе учета эффекта радиальной расходимости потока частиц, что в реальных установках присутствует едва ли не повсеместно и может быть сформирована искусственно. Подбор удаления между источ-

ником и объектом воздействия или ступенчатый характер технологического процесса с изменяющимися расстояниями определяет некоторый набор воздействий, которые можно направить на снижение неоднородности.

Другие резервы компенсации находятся вне схемы анализа данной работы. Особо следует обратить внимание на использование приемов, обеспечивающих управляемую длительность воздействия на разные участки поверхности детали. Неравномерное вращение обрабатываемой детали – эффективный инструмент компенсации и наоборот формирования неоднородностей, тех или иных видов.

GEOMETRICAL EFFECTS IN THE SURFACE PLASMA SPRAYING PROCESS ON THE SURFACE

A.S. Dolgov, A.L. Lorent

Zhukovsky National Airspace University "KhAI",
38a, Barabashova Street, 61168, Kharkov, Ukraine
E-mail: alchi_ant@ukr.net

Influence of the widespread geometrical detail singularities and particle flux on the deposition efficiency is considered and the corresponding advices are made. The expression of deposition on a surface unit at constant surface element rotation frequency is determined on the basis of approximated scheme with negative curvature. The deposition values are resulted for different types of curvature. The value of the particle flux divergence in the capacity of compensative factor for the curvature deposition inhomogeneity is considered. The fact that the strong dependence of the deposition probability on the bombarding angle leads to the reduction of the general level of deposition for different schemes is revealed.

Keywords: NEGATIVE CURVATURE, DEPOSITION, ORIENTATION ZONE, FLUX DIVERGENCE, BOMBARDING ANGLE.

ГЕОМЕТРИЧНІ ЕФЕКТИ У ПРОЦЕСІ ПЛАЗМОВОГО НАПИЛЕННЯ НА ПОВЕРХНІ

A.S. Долгов, А.Л. Лорент

Національний Аерокосмічний Університет ім. Н.С. Жуковського «ХАІ»,
вул. Барабашова, 38а, 61168, Харків, Україна
E-mail: alchi_ant@ukr.net

Розглядається вплив широко розповсюджених геометричних особливостей деталі та потоку часток на ефективність осадження та надаються відповідні рекомендації. На засаді прийнятої апроксимованої схеми із від'ємною кривиною визначено вираз, який описує осадження на одиницю поверхні при постійній частоті обертання елемента поверхні. Приведено деякі значення осадження для різноманітних варіантів кривини. Розглянуто значення розбіжності потоку часток, яка притаманна загальній картині осадження, у якості фактора, що компенсує неоднорідність осадження на ділянці від'ємної кривини. Виявлено, що сильна залежність вірогідності осадження від кута бомбардування поверхні спричиняє зниження загального рівня осадження для різних, майже протилежних форм.

Ключові слова: ВІД'ЄМНА КРИВИНА, ОСАДЖЕННЯ, ОБЛАСТЬ ОРІЄНТАЦІЇ, РОЗБІЖНІСТЬ ПОТОКУ, КУТ БОМБАРДУВАННЯ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Болконская, *Моделирование процессов нанесения тонкопленочных покрытий ионно-плазменным методом*: автореф. дис. к.ф.-м.н.: 01.04.07 (Донецк: Изд-во ДонГУ: 1995).
2. T. Kishi, T. Takagi, *J. Vac. Sci. Technol.* **21**, 91 (1982).
V. Pailthorpe, P. Mahon, *Thin Solid Films* **193-194**, 34 (1990).
3. А.А. Соловьев, *Устройства со скрещенными электрическим и магнитным полями для нанесения тонкопленочных покрытий на подложки большой площади*: автореф. дис. к.т.н.: 05.27.02. (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана 2010).
4. Л.Л. Колесник, *Повышение однородности состава и равномерности толщины многослойных тонкопленочных покрытий на поверхностях большого размера*: автореф. дис. к.т.н.: 05.27.06 (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана: 2009).
5. В.Ю. Фоминский, Р.И. Романов, А.Г. Гнедовец, В.В. Зуев, М.В. Демин, *ФТП* **44**, 556 (2010) (V.Yu. Fominskii, R.I. Romanov, A.G. Gnedovets, V.V. Zuev, M.V. Demin, *Semiconductors* **44**, 537 (2010)).
6. *Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. Компьютерное моделирование* (Ред. В.А. Эльтеков) (Москва: МГУ: 1993).
7. А.Л. Антоненко, *ФИП* **4**, 73 (2006).
8. Ф.Ф. Комаров, А.А. Комаров, П. Жуковски, Ч. Карват, Ю. Селянко, К. Кищак, А.Ф. Комаров, *ЖТФ* **73**, 109 (2003). (F.F. Komarov, A.A. Komarov, P. Zukowski, Cz. Karwat, J. Sielanko, K. Kiszak, A.F. Komarov, *Tech. Phys.* **48**, 631 (2003)).
9. А.Б. Надирадзе, *Матем. моделирование* **15**, 113 (2003).
10. *Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел* (Ред. Е.С. Машкова) (Москва: Атомиздат: 1980).
11. *Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела* (Ред. У.А. Арифов) (Москва: Наука: 1968).
12. В.А. Курнаев, Е.С. Машкова, В.А. Молчанов *Отражение легких ионов от поверхности твердого тела* (Москва: Энергоатомиздат, 1985).
13. Ю.В. Готт, *Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях* (Москва: Атомиздат: 1978).
14. А.С. Долгов, А.А. Гетьман, *ФИП* **8**, 242 (2010).