

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИГЛ-КЛАПАНОВ РАСПЫЛИТЕЛЕЙ ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННЫМИ МЕТОДАМИ

В.В. Клубович, А.А. Яхновец, А.А. Корниенко

Распылители разных типов форсунок дизельных двигателей, отличаясь конструктивными особенностями, имеют одинаковую компоновку. В процессе эксплуатации распылителя происходит износ его деталей, и в результате возникают и накапливаются дефекты. Одним из распространенных дефектов являются микротрещины на поверхности конуса иглы и на поверхности конуса гнезда отсечки. Успешным методом устранения этого типа дефектов является вакуумно-плазменное напыление. Основная цель этой работы – исследовать основные физические процессы, происходящие в приповерхностном слое плазма-металл.

Ликвидация микротрещин на поверхности конуса иглы (в дальнейшем называемой «подложка»), осуществляется за счёт внедрения (абсорбции) ионов плазмы испаряемого катодом металла на некоторую глубину под поверхность металла подложки. Ионы, адсорбированные поверхностью металла в отличие от имплантированных ионов, вносят в процесс заживления микротрещин значительно меньший вклад, так как изменяют только поверхностную свободную энергию. Имплантированные ионы должны в ближайшей окрестности изменять координационное число ионов кристаллической решётки подложки и вызывать значительные изменения объёмной части её свободной энергии [1]. Соответствующие единичные микрофизические процессы характеризуются энергией активации, или теплотой абсорбции ΔW_{in} для проникающих в объём ионов и теплотой адсорбции ΔW_{on} для прилипающих к поверхности ионов. Предположим, что процесс почти равновесный и в первом приближении подчиняется статистическому распределению Больцмана.

Если считать, что процессы имплантации и адсорбции статистически независимы, то вероятность сорбции для единичной поверхности за одну секунду равна [2]

$$\omega_0 = q^{-1} \cdot \frac{dq(t, \vec{r})}{dA} = A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_{in} + \Delta W_{on}}{kT_0}\right) \quad (1)$$

где $q = \frac{dN(t, \vec{r})}{dt}$ расход частиц, T_0 – абсолютная температура образца.

Средняя плотность потока π атомов, оседающих на подложке, определяется концентрацией частиц $n_s = \frac{dN}{dV}$ в облаке окружающем образец, средней арифметической скоростью частиц $\langle v_s \rangle$ и вероятностью ω_0

$$\pi = \langle v_s \rangle \cdot n_s \cdot \omega_0 = \langle v_s \rangle \cdot n_s \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_{in} + \Delta W_{on}}{kT_0}\right) \quad (2)$$

Предполагается, что вокруг образца при стационарном режиме возникает область захвата V_0 ионов плазмы с характерным линейным размером X_0 . В этой области происходит рекомбинация ионов плазмы, при этом концентрация нейтральных атомов и концентрация ионов в плазме приблизительно равны: $n_s \cong n_i$. Между плазмой и областью захвата существует динамическое равновесие.

Пополнение частиц в области V_0 можно описать плотностью тока j ионной компоненты плазмы [3]

$$j = e \cdot \langle v_i \rangle \cdot n_i \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_i}{kT_i}\right) \quad (3)$$

Здесь ΔW_i – энергия ионизации испаряемых с катода атомов, T_i – температура плазмы, $\langle v_i \rangle$ – средняя скорость ионов в плазме, e – элементарный заряд, плазма однократно ионизированные атомы титана. Если процесс сорбции однократно стабилизировался и режим регулярный, т.е. π не зависит от времени, то поток атомов титана на подложку пропорционален j

$$\pi = \alpha \cdot j \quad (4)$$

где коэффициент пропорциональности α имеет размерность $[\alpha] = \text{кл}^{-1}$.

Подставив (2) и (3) в (4), получим уравнение

$$\langle v_s \rangle \cdot n_s \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_{in} + \Delta W_{on}}{kT_0}\right) = \alpha \cdot \langle v_i \rangle \cdot n_i \cdot e \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_i}{kT_i}\right) \quad (5)$$

Температура плазмы T_i значительно больше температуры подложки. Температура подложки зависит от интенсивности процесса. Изменение потенциала подложки U вызовет изменение плотности ионного тока $|j|$, и изменение температуры подложки T_0 . Перепишем уравнение (5) для двух близких стационарных состояний:

$$\langle v_{s_1} \rangle \cdot n_{s_1} \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_{in} + \Delta W_{on}}{kT_{01}}\right) = \alpha_1 \cdot \langle v_i \rangle \cdot n_i \cdot e \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_i}{kT_i}\right) \quad (6)$$

$$\langle v_{s_2} \rangle \cdot n_{s_2} \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_{in} + \Delta W_{on}}{kT_{02}}\right) = \alpha_2 \cdot \langle v_i \rangle \cdot n_i \cdot e \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_i}{kT_i}\right) \quad (7)$$

Предположим, что $\frac{\langle v_{s_1} \rangle}{\langle v_{s_2} \rangle} \cong 1$; $\frac{n_{s_1}}{n_{s_2}} \cong 1$, и разделим (6) на (7)

$$\exp\left(\frac{\Delta W_{in} + \Delta W_{on}}{k} \left(\frac{1}{T_{01}} - \frac{1}{T_{02}}\right)\right) = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad (8)$$

Из (8) легко получить

$$\Delta W_{in} + \Delta W_{on} = \left(\frac{T_{01} \cdot T_{02}}{T_{01} - T_{02}}\right) k \cdot \ln\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right) \quad (9)$$

Так как обычно $\frac{\Delta W_{on}}{\Delta W_{in}} \ll 1$, то для левой части уравнения (9) приближенно можно записать

$$\Delta W_{in} \left(1 + \frac{\Delta W_{on}}{\Delta W_{in}} \right) \approx \Delta W_{in} \quad (10)$$

Коэффициент α характеризует зону захвата и в зависимости от потенциала подложки, запишем его в виде [4]

$$\alpha = \frac{1}{U \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot x} \quad (11)$$

Преобразуем температурный множитель в (9):

$$\frac{T_{01} \cdot T_{02} \cdot \Delta R}{(T_{01} - T_{02}) \cdot \Delta R} = \frac{T_{01} \cdot T_{02}}{\Delta R} \cdot \frac{1}{\frac{T_{01} - T_{02}}{\Delta R}} \quad (12)$$

где ΔR – толщина прогреваемого слоя образца. При малом значении ΔR и $\left(\frac{T_{02}}{T_{01}} \right) \cong 1$ справедливы следующие приближенные равенства:

$$T_{01} \cdot T_{02} \cong T_0^2 \text{ и } \frac{T_{01} - T_{02}}{\Delta R} \approx \nabla T(R) \quad (13)$$

С учётом (10), (11), (12), (13) запишем (9) в виде:

$$\Delta W_{in} = \frac{kT_0^2}{\nabla T(R) \cdot \Delta R} \left(\ln \frac{U_2}{U_1} + \ln \frac{x_2}{x_1} \right) \quad (14)$$

Предположив, что $U_1 = U_0$, $x_1 = L$, $U_2 = U$ и $x_2 = x$, в итоге получаем

$$\Delta W_{in} = \frac{k \cdot T_0^2}{\Delta R \cdot \nabla T(R)} \left(\ln \frac{U}{U_0} + \ln \frac{x}{L} \right) \quad (15)$$

где U_0 – потенциал стенок вакуумной камеры, L – линейный размер вакуумной камеры.

Величины ΔW_{in} ; T_0 ; глубина нагрева ΔR и градиент температуры образца технологические параметры. Величины x и L определяют размещение образцов в камере установки. Напряжение U – параметр управления процессом активации поверхности.

Обычно в установках по напылению принято подавать на подложку и на корпус вакуумной камеры одинаковый потенциал $U = U_0$. При этом условии процесс осаждения покрытия в основном инерционный и температурно-диффузионный. Большая часть испаряемых ионов металла попадает на конструкционные детали и стенки камеры. Согласно формулам (2) и (12) соответствующим выбором значения U можно оптимизировать процесс осаждения покрытия и существенно уменьшить потери дорогостоящего металла.

Список использованных источников

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., 1964.
2. Ю.В.Климонтович. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М. 1975.
3. Колшик Ю.Ф. Физика металлических пленок. М., 1979г.
4. Технология тонких пленок: справочник/ под ред. Л.Майселла и Р.Глэнга. М. 1977г.

SUMMARY

On the basis of the Boltzmann distribution the process of a sorption of ions is simulated. The existence of a lock-in zone of plasma ions is postulated. The simple relations linking an activation energy for absorption and a few technical parameters are obtained.