

О ДИНАМИКЕ МАКРОВОЗМУЩЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ

А. И. Морозов, В. А. Курочкина

В общем виде рассматриваются выражения, описывающие эволюцию одномерных возмущений поверхности под действием ионной бомбардировки. Выделены признаки самоподдерживающихся структур типа «щучьего языка».

Введение

Ионное распыление поверхностей различных материалов не только очень интересный физически, но и широко используемый в настоящее время технологический процесс [1].

Естественно, что одним из центральных вопросов, связанных с данным процессом, является вопрос об особенностях эволюции формы облучаемой поверхности. В общем виде его исследование представляется очень сложным (см., например, микроструктуры, приведенные в [2]). Однако анализ макроизменений поверхностей — относительно простая задача [3].

В данной статье мы рассмотрим две аналитические модели изменения макроформы поверхности изотропного материала под действием ионной бомбардировки. Первая из них описывает установившуюся структуру типа так называемого «щучьего языка», возникающую под действием ионного потока, падающего наклонно к поверхности (рис. 1). Вторая касается проблемы устойчивости по отношению к малым (линейным) возмущениям.

Мы будем предполагать, что падающий поток является моноскоростным, так что все ионы обладают одной энергией и одним направлением скорости.

Исходным для нас будет зависимость $\dot{\delta}$ (скорость перемещения плоской площадки) от параметров падающего потока

$$\dot{\delta} = \dot{N}_n S_0(\mathcal{E}) \Phi(\alpha, \mathcal{E}). \tag{1}$$

Здесь \dot{N}_n — нормальная плотность потока частиц; S_0 — коэффициент распыления при нормальном падении; $\Phi(\alpha, \mathcal{E})$ — угловой фактор при $\Phi(0, \mathcal{E})=1$; α — угол падения.

Характерный вид зависимости $\Phi(\alpha)$ изображен на рис. 2. Ниже ограничимся плоским случаем, т. е. будем считать, что профиль зависит только от одной координаты x . Его мы обозначим (рис. 3, а) через

$$z = z(x, t). \tag{2}$$

Если ω — угол падения частиц на плоскость $z=\text{const}$, то угол падения их на элемент поверхности

$$\alpha = \omega - \beta, \tag{3}$$

где

$$\text{tg } \beta = \partial z / \partial x = z'.$$

Если учесть, что

$$\delta = (\partial z / \partial t) \cos \beta, \quad (4)$$

то уравнение (1) принимает вид [3, 4]

$$\dot{z} \equiv \frac{\partial z}{\partial t} = -\dot{N}_0 S_0 \frac{\cos(\omega - \beta)}{\cos \beta} \Phi(\omega - \beta), \quad \operatorname{tg} \beta = z'. \quad (5)$$

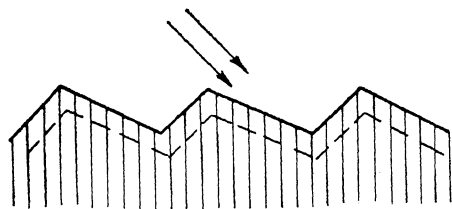


Рис. 1.

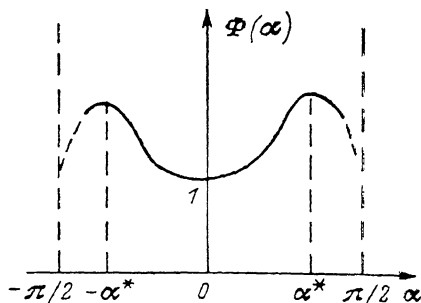


Рис. 2.

Здесь \dot{N}_0 — плотность потока частиц на единичную площадку, перпендикулярную потоку.

Если \dot{N}_0 , S_0 , Φ , ω не зависят от x , то уравнение (5) примет вид

$$\dot{z} = F(z'). \quad (6)$$

Если же какие-либо из указанных четырех параметров зависят от x , то

$$\dot{z} = F(x, z'). \quad (7)$$

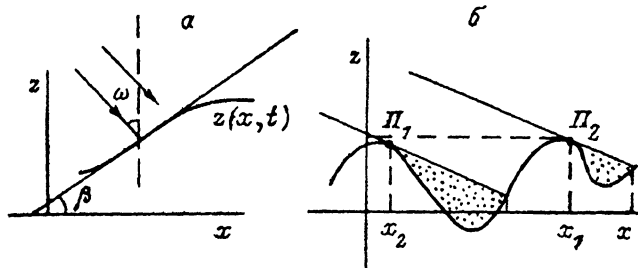


Рис. 3.

1. Некоторые особенности эволюции бомбардируемых поверхностей

Прежде чем переходить к решению уравнений (5), (6), отметим некоторые особенности рассматриваемых задач.

Здесь прежде всего надо отметить возникновение специфических «затененных областей» (рис. 3, б). Очевидно, затенение порождается теми точками Π поверхности, где падающий поток скользит вдоль поверхности. Иными словами, где

$$\omega - \beta = \omega - \operatorname{arctg} z' = \pi/2. \quad (8)$$

При заданной величине ω уравнение (8) определяет местоположение «точек скольжения» Π . Зная координаты этих точек (x_n, z_n) , нетрудно определить область затенения как область, лежащую под прямой

$$(z - z_n) + \operatorname{ctg} \omega (x - x_n) = 0. \quad (9)$$

В данной статье мы будем рассматривать только такие поверхности, где области затенения отсутствуют.

Прежде чем двигаться дальше, отметим также некоторые существенные особенности углового фактора $\Phi(\alpha)$. Известно [1], что в достаточно широком диапазоне углов падения α , она неплохо аппроксимируется обратными степенями $\cos \alpha$

$$\Phi(\alpha) \approx \frac{1}{\cos^n \alpha}, \quad \alpha < \alpha_0. \quad (10)$$

Здесь α_0 — угол падения, близкий к $\pi/2$, при котором $\Phi(\alpha_0)$ достигает максимального значения. Величина α_0 зависит от рода ионов и облучаемой поверхности и может достигать значений $\sim 80-85^\circ$. Показатель степени n также зависит от пары ион—поверхность и может изменяться реально в пределах $0.5 < n < 2.0$. При $\alpha > \alpha_0$ функция $\Phi(\alpha)$ начинает уменьшаться (рис. 2), хотя $\Phi(\pi/2)$ может быть и существенно больше единицы.

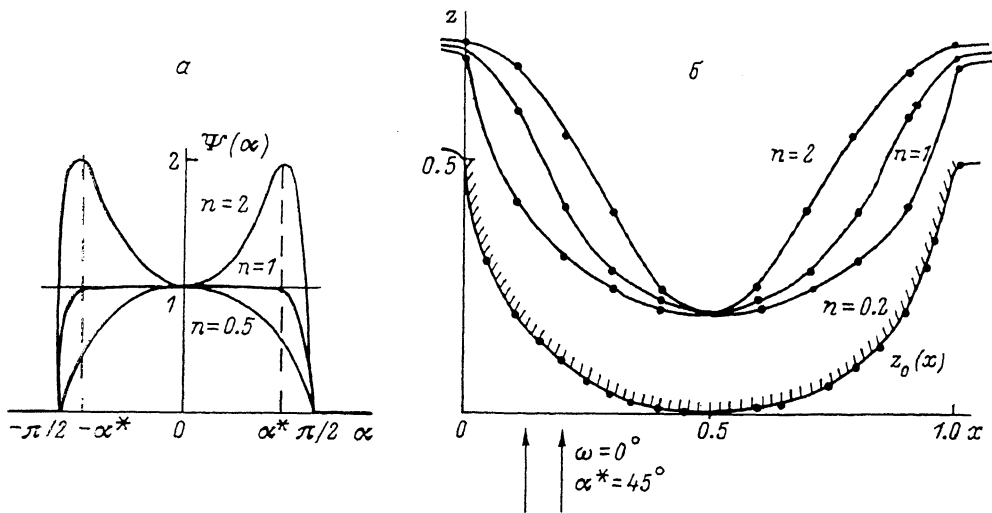


Рис. 4.

Для моноскоростного потока распыляющая способность реально зависит не от углового фактора $\Phi(\alpha)$, а от фактора

$$\Psi(\alpha) = \cos \alpha \Phi(\alpha). \quad (11)$$

Видно, что в зависимости от показателя n в (10) фактор $\Psi(\alpha)$ имеет существенно различный вид. В частности, при $n=1$ в пределах углов $\alpha_0 > |\alpha|$ величина $\Psi(\alpha)$ практически постоянна (рис. 4, а). Разный характер зависимости Ψ от α при разных n приводит, например, к тому, что полуцилиндры, облучаемые потоком ионов, в зависимости от n изменяются так, как показано на рис. 4, б.¹

Однако в основное уравнение (5) входит не одноаргументная функция $\Psi(\alpha)$, а двухаргументная

$$F(\beta, \omega) = \frac{\Psi(\omega - \beta)}{\cos \beta}, \quad (12)$$

которая описывает перемещение поверхности по оси z .

Для того чтобы наглядно уяснить себе соотношение факторов $1/\cos \beta$, $\Psi(\omega - \beta)$, $F(\beta, \omega)$, рассмотрим облучение цилиндра потоком, падающим под углом ω к оси x (рис. 5, а). При этом нас будет интересовать «освещенный» участок в виде дуги ABC . Нетрудно видеть, что графики указанных функций имеют вид, как показано на рис. 5, б. Разумеется, структура графика $F(\beta, \omega)$ не зависит от особенностей выбранного примера облучаемого тела — цилиндра.

¹ Эти случаи рассчитаны численно (см. (5)).

2. Модель «щучьего языка»

Будем считать, что падающий поток и поверхность однородны, следовательно, справедливо уравнение (6). Общее решение этого уравнения, как известно, строится методом характеристик [5]. Эти уравнения в нашем случае имеют вид

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{dF}{dq}, \quad \frac{dz}{dt} = F - q \frac{\partial F}{\partial q}, \quad \frac{dq}{dt} = 0. \quad (13)$$

Здесь $F(q)$ — функция, входящая в правую часть (6)

$$F(q) = F(z')|_{z'=q}. \quad (13a)$$

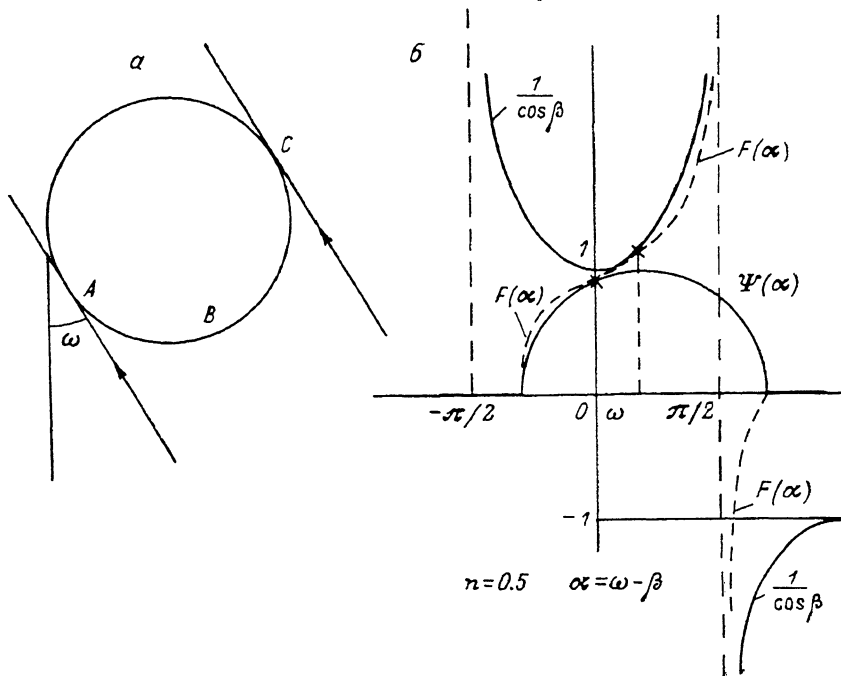


Рис. 5.

Проинтегрировав систему (8), получаем

$$x = -\frac{\partial F}{\partial q} t + x_0, \quad z = \left(F - q \frac{\partial F}{\partial q} \right) t + z_0, \quad q = q_0. \quad (14)$$

Здесь x_0 и z_0 — интерпретируются как координаты поверхности при $t=0$, а $q_0 \equiv z'(x_0)$. Из (14) находим при сделанных замечаниях параметрическое представление искомой поверхности

$$z = \left(F(q) - q \frac{\partial F(q)}{\partial q} \right) t + z_0 \left(x + \frac{\partial F(q)}{\partial q} t \right),$$

$$q = z' \left(x + \frac{\partial F(q)}{\partial q} t \right). \quad (15)$$

Исключив из этой системы q , найдем уравнение поверхности

$$z = z(x, t).$$

В общем случае картина эволюции начального (достаточно произвольного) возмущения, например, синусоидального

$$z_0 = A \sin(\kappa x_0)$$

сложна. Поэтому мы ограничимся здесь рассмотрением только стационарных процессов, не изменяющих форму поверхности, с точностью до ее перемещения.

Из (15) видно, что возможны разные стационарные изменения поверхности.
 а) Поверхность может однородно «опускаться». Этому случаю соответствует

$$q = 0, z_0 = 0.$$

Тогда

$$z = F(0) t. \quad (16)$$

Более общим решением этого типа является эрозия однородной наклонной площадки

$$z_0 = qx, z'_0 = q = \text{const.}$$

В этом случае

$$z = \left(F - q \frac{\partial F}{\partial q} \right) t + q \left(x + \frac{\partial F}{\partial q} t \right) = qx + Ft. \quad (17)$$

б) Для возникновения нетривиальной самоподобной поверхности эрозии должно существовать, как видно из общего решения (15), несколько значений q , удовлетворяющих условию

$$\left(\frac{\partial F}{\partial q} \right)_1 = \left(\frac{\partial F}{\partial q} \right)_2 = \dots, \\ \left(F - q \frac{\partial F}{\partial q} \right)_1 = \left(F - q \frac{\partial F}{\partial q} \right)_2 = \dots \quad (18)$$

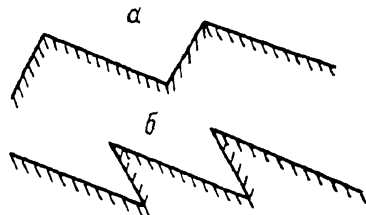


Рис. 6.

Если этим условиям при данном ω удовлетворяют только два значения q_1, q_2 , то мы получаем применительно к нашей записи уравнения (5)

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \beta} \frac{1}{1 + \text{tg}^2 \beta} \right)_1 = \left(\frac{\partial F}{\partial \beta} \frac{1}{1 + \text{tg}^2 \beta} \right)_2, \\ \left(F - \frac{\text{tg} \beta}{1 + \text{tg}^2 \beta} \frac{\partial F}{\partial \beta} \right)_1 = \left(F - \frac{\text{tg} \beta}{1 + \text{tg}^2 \beta} \frac{\partial F}{\partial \beta} \right)_2. \quad (19)$$

Очевидно, при выполнении условий (19) могут возникать структуры типа «щучьего языка». При этом длина периода будет определяться начальным возмущением.

Любопытно отметить, что поскольку кривая $F(\beta, \omega)$ терпит разрыв при $\beta = \pi/2$ априори возможно существование «остроугольных» ($F_1, F_2 > 0$) и «тупоугольных» ($F_1 > 0, F_2 < 0$) зубьев (рис. 6).

По мере того как $\omega \rightarrow \pi/2$, вероятность существования значений q_1 и q_2 , удовлетворяющих условиям (19), для остроугольных зубьев убывает (рис. 6). Это объясняет, почему при достаточно больших углах падения ионный пучок начинает полировать поверхность. Здесь, правда, не исключена возможность появления при больших углах падения «тупоугольных зубьев», но этот вопрос требует дополнительных исследований.

3. Устойчивость малых возмущений на поверхности

В рамках линейной теории можно рассмотреть вопрос об устойчивости геометрии поверхности по отношению ее к малым деформациям.

Пусть плоская поверхность обрабатывается однородным потоком, так что справедливо уравнение (4). Пусть в невозмущенном состоянии

$$z = z_0 = a - bt.$$

Если теперь наложить малые возмущения $z_1(t, x)$, то имеем

$$z = z_0 + z_1$$

и, следовательно, получаем

$$\dot{z}_1 = F(z'_0) z'_1.$$

Полагая

$$z_1 \sim e^{-i\omega t + i\lambda x},$$

имеем

$$\omega = -F(z'_0) \lambda,$$

т. е. процесс эрозии в однородном случае устойчив по отношению к малым гладким возмущениям.

4. Численное моделирование

Уравнение (5) в общем случае удобно исследовать численно. В данной работе были проведены расчеты эволюции исходной поверхности $z_0(x)$ в виде полуцилиндра и при нормальном падении потока ионов.

Расчеты проводились сеточным методом (по t, x). Производная $\partial z/\partial x$ для каждого профиля определялась по трехточечной схеме [5]. Расчетная схема обеспечивала точность $\sim 10^{-4}$.

При расчете эволюции поверхности под действием нормально падающего ионного потока функция $\Psi(\alpha)$ определялась

$$\Psi(\alpha) = \begin{cases} 1/\cos^n \alpha & |\alpha| > \alpha^*, \\ k\alpha & \alpha^* < |\alpha| < \pi/2, \\ 0 & |\alpha| > \pi/2. \end{cases}$$

Результаты расчетов приведены на рис. 4, б.

Пользуясь случаем авторы благодарят Ю. В. Мартыненко за внимание и поддержку данной работы.

Литература

- [1] Габович М. Д., Плешинцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986. 249 с.
- [2] Шелякин Л. Б., Шульц Р. Д., Юрасова В. Е. Физика плазмы, 1975, т. 1, № 3, с. 488—495.
- [3] Рыжов Ю. А., Стриженов Д. С. ДАН, 1967, т. 172, с. 1369—1372.
- [4] Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. М. Атомиздат, 1978. 326 с.
- [5] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1973. 832 с.

Поступило в Редакцию
5 сентября 1987 г.