

**ОЦЕНКА РАСПЫЛЕНИЯ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИСТЕНОЧНОГО
ПАДЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА С УЧЕТОМ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ
ЭМИССИИ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**PLASMA-FACING SURFACE SPUTTERING ESTIMATION USING A MODEL OF
THE ELECTRIC POTENTIAL DISTRIBUTION IN THE PRESENCE OF
SECONDARY ELECTRON EMISSION IN OBLIQUE MAGNETIC FIELD**

И.Е. Бородкина, И.В. Цветков
I.E. Borodkina, I.V. Tsvetkov

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское ш., 31,
Москва, Россия, e-mail:borodkinaie@gmail.com*

In this work the useful analytical approximation for the electric potential profile in the presence of the secondary electron emission in the oblique magnetic field is suggested. It is in good agreement with respective simulation performed with the combined PIC and Monte Carlo code ELECTRAN. The influence of the magnetic field inclination angle on the angle and energy distributions of ions reaching the wall and thus on the effective sputtering is analyzed for various first wall materials.

В рамках реализации международного проекта ITER в настоящее время большое внимание уделяется изучению процессов в пристеночной области плазмы, существенно влияющих как на время удержания плазмы, так и на параметры удерживаемой плазмы. Для моделирования динамики заряженных частиц, а также процессов захвата и отражения изотопов водорода, процессов распыления обращенных к плазме элементов (ОПЭ) необходимо корректное описание пристеночной области, в том числе распределения потенциала электрического поля. Также хорошо известно, что вторичная электронная эмиссия (ВЭЭ) сильно влияет на процессы взаимодействия плазмы с поверхностью. Эксперименты показывают, что ВЭЭ уменьшает пристеночное падение потенциала [1], что в свою очередь, уменьшает энергию падающих на поверхность ионов, а следовательно, уменьшается распыление и количество примесей в плазме. С другой стороны возвращение части вторичных электронов на поверхность вследствие ларморовского вращения в наклонном магнитном поле уменьшает эффективный выход ВЭЭ. В данной работе исследовано влияние ВЭЭ на распределение потенциала электрического поля около ОПЭ при наклонном магнитном поле с учетом вышеописанных процессов. Проведена оценка распыления ОПЭ при различных углах наклона магнитного поля при наличии ВЭЭ.

В установках типа токамак магнитное поле обычно почти параллельно первой стенке, но с различными поверхностями лимитеров, зеркал и дивертора может составлять разные углы. При наклонном к поверхности магнитном поле в приповерхностном слое ОПЭ можно выделить три области [2]: плазменный предслой, магнитный предслой и Дебаевский слой. Расчёт распределения потенциала электрического поля в приповерхностном слое в присутствии наклонного магнитного поля, как правило, является достаточно сложной численной задачей. Ранее [3] нами были получены простые для использования аппроксимационные формулы, которые послужили основой для учета влияния ВЭЭ на распределения потенциала. Данные формулы в магнитном предслое (1) и в Дебаевском слое (2) имеют вид:

$$\psi = \psi_{mps} \cdot \exp\left(-\frac{\xi - \xi_{mps}}{\rho \cdot \sin(\alpha)}\right), \quad (1)$$

где $\psi = \frac{e \cdot (\varphi - \varphi_0)}{k \cdot T_e}$ - это безразмерный потенциал, $\xi = \frac{y}{r_d}$ - это расстояние от стенки,

выраженное в радиусах Дебая, φ_0 - потенциал на входе в магнитный предслой, α - это угол наклона магнитного поля, отсчитываемый от нормали к поверхности, $\psi_{mps} = \ln(\cos(\alpha))$ - величина падения потенциала в магнитном предслое, $\rho = R_{iCs}/r_d$ - ларморовский радиус иона со скоростью звука C_s , выраженный в радиусах Дебая,

$\xi_{mps} = \frac{-1}{a} \ln\left(\frac{\psi_w - \psi_{mps} + Q}{Q}\right)$ - координата границы Дебаевского слоя и магнитного

предслоя, $\psi_w = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(2\pi \frac{m_e}{M_i} \cdot \frac{T_e + T_i}{T_e}\right)$ - величина плавающего потенциала,

соответствующего равенству потоков ионов и электронов на поверхность.

$$\psi(\xi) = \psi_w + Q - Q \cdot \exp(-a \cdot \xi) \quad (2)$$

$$a = \frac{\sqrt{-\Delta n_{mps} \cdot \psi_{mps}} - \sqrt{2\exp(\psi_w) + 4 \cdot \cos\alpha \cdot \sqrt{1 - (\psi_w - \psi_{mps})} + C_1}}{\psi_w - \psi_{mps}}$$

$$Q = \frac{1}{a} \cdot \sqrt{2\exp(\psi_w) + 4 \cdot \cos\alpha \cdot \sqrt{1 - (\psi_w - \psi_{mps})} + C_1}$$

$$C_1 = -\Delta n_{mps} \cdot \psi_{mps} - 6 \cdot \cos\alpha,$$

$\Delta n_{mps} = -\frac{\ln(\cos \alpha)}{(\rho \cdot \sin \alpha)^2}$ - это разница концентраций ионов и электронов на границе

магнитного предслоя и Дебаевского слоя, то есть при $\psi = \psi_{mps}$.

Когда магнитное поле почти параллельно поверхности ($\alpha > \alpha^*$, где $\alpha^* = \arccos\left(\sqrt{\frac{2\pi m_e}{M_i}}(1 + \frac{T_i}{T_e})\right)$ $\alpha^* = 85.25^\circ, 86.646^\circ$ для $M_i = (1, 2)m_H$ при $T_e = T_i$)

Дебаевский слой исчезает [4], и все падение потенциала происходит в магнитном предслое. Тогда распределение потенциала описывается следующим выражением:

$$\psi = \psi_w \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot \xi}{3 \cdot \rho \cdot \sin(\alpha)}\right) \quad (3)$$

Показано, что описываемые приведенными аналитическими выражениями потенциалы хорошо согласуются с распределениями потенциала, полученными при решении уравнений МГД [2, 4] и при моделировании с помощью PIC-кода SPICE2 [5] для всех углов наклона магнитного поля без учета ВЭЭ (рис.1 $\alpha=80^\circ$). При увеличении угла наклона магнитного поля значение плавающего потенциала изменяется слабо, перераспределение потенциала происходит так, что падение потенциала в магнитном предслое и длина магнитного предслоя увеличиваются. Сравнение угловых распределений падающих на поверхность ионов, рассчитанных по разработанной модели и с помощью PIC-кодов [5, 6], также показало хорошее совпадение.

Как показано в работе [7], вторичная электронная эмиссия не влияет на величину падения потенциала в магнитном предслое ψ_{mps} . Для описания влияния ВЭЭ на распределение потенциала в Дебаевском слое использовано уравнение Пуассона из [8], модифицированное с учетом наличия электрического поля на границе с магнитным предслоем (1) и возвращения части вторичных электронов на поверхность вследствие ларморовского вращения:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\psi}{d\xi}\right)^2 = & 2 \cdot \left(1 - \frac{\Gamma(\psi_{mps})}{1 - \Gamma(\psi_{mps}) \cos \alpha} \frac{1}{\sqrt{2M_i \cdot (-\psi_w + \varepsilon_e)}} (\exp(\psi) - \cos \alpha)\right) + \\ & + \frac{4}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{m_e \cdot (1 + \tau)}{2M_i}} \left(\frac{\Gamma(\psi)}{1 - \Gamma(\psi)} \sqrt{\psi - \psi_w + \varepsilon_e} - \frac{\Gamma(\psi_{mps})}{1 - \Gamma(\psi_{mps})} \sqrt{\psi_{mps} - \psi_w + \varepsilon_e}\right) + \\ & + 2 \cdot (1 + \tau) \cos \alpha \left(\sqrt{1 - \frac{2(\psi - \psi_{mps})}{1 + \tau}} - 1\right) - \Delta n_{mps} \psi_{mps} \quad , \end{aligned} \quad (4)$$

$$\exp(\psi_w) = \sqrt{\frac{4\pi m_e (1 + \tau)}{M_i}} \cdot \frac{1}{1 - \Gamma(\psi_{mps})} \quad , \quad (5)$$

где $\tau = T_i/T_e$, ε_e – энергия вторичных электронов, Γ_e – коэффициент ВЭЭ,

$\Gamma(\psi) = \Gamma_e \exp(a(\psi - \psi_w))$, $a = \frac{\ln(v)}{\psi_{mps} - \psi_w}$, $v(\alpha, \frac{E}{vB})$ из [7] описывает изменение

концентрации вторичных электронов в Дебаевском слое за счет возвращения их на

поверхность из-за ларморовского вращения. Граничное условие (5) на поверхности получено из условия равенства потоков ионов и электронов. Распределения потенциала, вычисленные по (4-5) хорошо согласуются с результатами моделирования с помощью комбинированного PIC и Монте-Карло кода [9]. Рассчитаны угловые и энергетические распределения падающих на ОПЭ ионов при разных углах наклона магнитного поля с учетом ВЭЭ.

Используя полученные угловые и энергетические распределения, были вычислены коэффициенты распыления ОПЭ при разных углах наклона магнитного поля. Расчеты проводились для различных материалов ОПЭ. Результаты расчетов коэффициента распыления поверхности позволили сделать вывод, что с точки зрения роста распыления критичными являются области поверхности, с которыми магнитное поле составляет углы $\sim 80^\circ$ (рис.2).

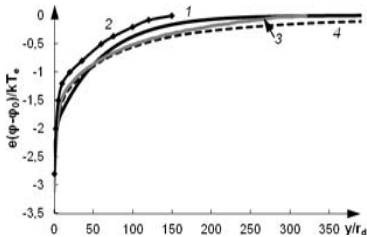


Рис. 1. Распределения потенциалов: аппроксимационная модель – 1, статья [2] – 2, код SPICE2 – 3, статья [4] – 4 ($T_e=T_i=30$ эВ, $n=10^{14}$ см $^{-3}$, $B=3.2$ Тл, $\alpha=80^\circ$)

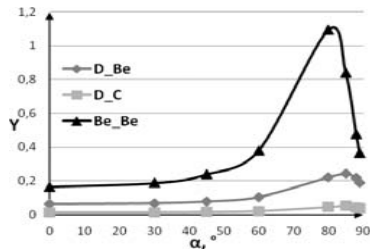


Рис.2. Зависимость распыления бериллия и углерода налетающими ионами D $^+$ и Be $^{4+}$ от угла наклона магнитного поля ($T_e=T_i=20$ эВ, $n=3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $B=4.1$ Тл, $\Gamma_c=0.45$)

1. S. Takamura, S. Mizoshita and N. Ohno, Phys. Plasma 3(12) (1996) 4310.
2. R. Chodura, Phys. Fluids 25 (1982) 1628.
3. I. Borodkina et al., 41st EPS Conf. On Plasma Physics (Berlin) 2014.
4. P.C. Stangeby, 2012, Nucl. Fusion 52 083012.
5. R. Dejarnac, M. Komm, J. Stockel, R. Panek, J. Nucl. Mater. 31-34 (2008) 382.
6. G. Kawamura, A. Fukujama, Y. Tomita, J. Nucl. Mater. 390-391 (2009) 172.
7. K. Sato, H. Katayama, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 501-505.
8. I.V. Tsvetkov, T. Tanabe, J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 714-720.
9. K. Inai, K. Ohya, G. Kawamura, Y. Tomita, Contrib. Plasma Phys. 50 (2010) 3-5, 458-463.