УДК 533.9.01:533.924

ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ, ПАДАЮЩИХ НА ПОВЕРХНОСТЬ ОБРАЩЁННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

И.Е. Березина, И.В. Цветков (Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия)

Для моделирования процессов захвата и отражения изотопов водорода, вторичной эмиссии и распыления обращённых к плазме материалов, а также для анализа экспериментальных данных существенным является корректное описание условий в приповерхностной области обращённых к плазме элементов (ОПЭ), в том числе описание потоков частиц, достигающих и покидающих поверхность. В работе получена аппроксимационная функция распределения потенциала с учётом влияния магнитного поля, которая описывает зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля, а также от параметров плазмы. Получены зависимости распределения частиц, падающих на поверхность ОПЭ, а также коэффициентов вторичной электронной эмиссии и распыления от наклона магнитного поля и соотношения электронной и ионной температуры. Результаты расчётов показывают, что с точки зрения роста электронной эмиссии и распыления критичными являются области поверхности ОПЭ, на которые магнитное поле приходит под сильно скользящими углами. Увеличение температуры ионов относительно температуры электронов ведёт к уменьшению общего падения потенциала и сокращению ширины пристеночной области. Также это приводит к увеличению числа долетающих электронов в среднем на 25% и, следовательно, к увеличению тепловой нагрузки от электронов более чем на 20%.

Ключевые слова: взаимодействие плазмы с поверхностью, магнитный предслой, магнитное поле, вторичная электронная эмиссия.

INFLUENCE OF THE OBLIQUE MAGNETIC FIELD ON DISTRIBUTION OF CHARGED PARTICLES IMPINGING THE FACING PLASMA ELEMENTS OF A FUSION REACTOR. I.E. BEREZINA, I.V. TSVETKOV. For modeling of hydrogen isotopes capture and reflection, plasma-facing materials sputtering and secondary emission as well as for analysis of experimental data in the plasma sheath region it is necessary to describe correctly the conditions in this region including the determination of the inflow and outflow of charged particles at the surface. In this work the practical useful approximation function of potential distribution taking into account magnetic field was obtained. This function describes the potential profile dependence on the magnitude and angle of magnetic field and plasma parameters. The influence of magnetic field inclination and the ratio of electron and ion temperatures on the energy and angular distribution of particles reaching the surface, on the secondary electron emission and sputtering coefficients for different materials of the facing plasma materials were investigated. It was shown, that the regions of the facing plasma materials on which the magnetic field comes under strong sliding angles are critical in terms of emission and sputtering increase. The ion temperature increase relative to the electron temperature leads to a decrease in the total potential drop and reduction in the width of the sheath. Also it leads to the increase in the number of electrons reaching the surface by about 25% and therefore to the increase the electron heat load on the surface more than 20%.

Key words: plasma surface interaction, magnetic presheath, magnetic field, secondary electron emission.

ВВЕДЕНИЕ

Изучению процессов в пристеночной области плазмы в настоящее время уделяется большое внимание в связи с реализацией международного проекта ИТЭР. Процессы вблизи поверхности, на поверхности и в материале первой стенки термоядерного реактора (ТЯР) влияют на параметры плазмы, а значит и на режимы работы ТЯР. Описание приповерхностной области ОПЭ ТЯР, в том числе описание потоков частиц, достигающих и покидающих поверхность, необходимо для моделирования процессов захвата и отражения изотопов водорода, процессов распыления материалов ОПЭ, а также анализа экспериментальных данных в этой области [1]. Важную роль играют распределения частиц по энергиям и углам падения на поверхность. Энергия и угол падения частицы определяют вероятность процессов отражения, распыления, захвата и эмиссии электронов и ионов с поверхности, а суммарные распределения частиц влияют на профиль внедрения и образование радиационных дефектов, что, в свою очередь, определяет условия транспорта частиц внутри материала и рециклинга частиц обратно в плазму и, как следствие, влияние материала ОПЭ на параметры периферийной плазмы.

Типичной ситуацией в установках типа токамак является наличие в приповерхностном слое наклонного к поверхности магнитного поля. Электроны и ионы из плазмы на пути к поверхности ОПЭ проходят три области [2]. В первой области — плазменном предслое образуется амбиполярный поток, движущийся вдоль направления магнитного поля со звуковой скоростью (критерий Бома). Во второй области, которую называют магнитным предслоем, уже достаточно сильное электрическое поле отклоняет

ионы от движения вдоль магнитного поля. На выходе из магнитного предслоя скорость амбиполярного потока к стенке достигает значения звуковой скорости. Размер этой области зависит от ларморовского радиуса для ионов и от угла наклона магнитного поля. В отсутствие магнитного поля магнитный предслой отсутствует, и скорость амбиполярного потока к стенке на входе в дебаевский слой также равна ионно-акустической скорости. В третьей области — дебаевском слое плазма уже не является квазинейтральной, так как перед поверхностью образуется положительный объёмный заряд. Размер этого слоя составляет примерно несколько радиусов Дебая.

Расчёт распределения потенциала в приповерхностном слое без учёта вторичной электронной эмиссии сделан в работе [3]. Показано, что 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. Вторичная электронная эмиссия уменьшает падение потенциала в пристеночном слое по сравнению с плавающим потенциалом полностью поглощающей стенки за счёт объёмного заряда вторичных электронов около стенки [2]. Кроме этого, в работе [4] показано, что вращательное движение эмитированных электронов в скрещённых полях приводит к существенному подавлению потока вторичных электронов, тем самым также увеличивая объёмный заряд у стенки. По этой причине наклон магнитного поля влияет на величину падения потенциала. При росте угла наклона магнитного поля по сравнению с нормалью до 85° , как показывают расчёты [5], падение потенциала около вольфрамовой стенки снижается более чем в 2 раза. Однако в подобных расчётах [4, 5] не учитываются многослойная структура пристеночного слоя и влияние наклона магнитного поля на перераспределение потенциала и величину вторичной электронной эмиссии. Ещё одним источником вторичных электронов со стенки является фотоэлектронная эмиссия. Сделав оценки интенсивности фотоэлектронной эмиссии от излучения ионов примесей, таких, как Be и C, используя работу [6], мы получили, что интенсивность вторичной электронной эмиссии на несколько порядков превышает фотоэлектронную эмиссию.

Расчёт падения потенциала в приповерхностном слое в присутствии наклонного магнитного поля, как правило, является достаточно сложной численной задачей. В данной работе получена аппроксимационная формула для распределения потенциала при наличии магнитного поля, которая описывает зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля, а также от параметров плазмы без учёта электронной эмиссии. Исследовано влияние наклонного магнитного поля на распределение падающих на поверхность ОПЭ частиц, а также на коэффициенты вторичной электронной эмиссии и распыления материала ОПЭ.

РАСЧЁТ ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для расчёта потенциала электрического поля в приповерхностной области применялось уравнение

Пуассона в безразмерном виде

$$\frac{d\lambda}{d\xi} = \sqrt{2\sqrt{1-2\lambda} + 2\exp\lambda - 4}, \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{e}{kT}(\varphi - \varphi_0)$ — безразмерный потенциал; $\xi = \frac{x}{r_D}$ — расстояние от поверхности, выраженное в радиусах Дебая r_D (координата отсчитывается от поверхности твёрдого тела). Численный расчёт выполнен

используя метод Рунге—Кутты 3-го порядка с учётом падения потенциала в предслое $\frac{e\varphi_0}{kT_e} = -0,5$ и при значении плавающего (безразмерного) потенциала на поверхности ОПЭ $\lambda_w = 0,5 \ln \left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right)$,

что соответствует равенству потоков электронов и ионов на поверхность ОПЭ. Основное падение потен-

циала $\frac{e\varphi}{kT_e}$ происходит на 10 радиусах Дебая ($10r_D$) от значения -3 до $-0,576$, дальнейшим малым изменением потенциала на 3% от полного падения потенциала до значения $\frac{e\varphi_0}{kT_e} = -0,5$ можно пренебречь.

Целесообразно получить аппроксимирующую функцию для падения потенциала так, чтобы, зная параметры плазмы, можно было, не производя численный расчёт уравнения Пуассона, вычислить распределение потенциала в приповерхностной области. Зависимость безразмерного потенциала от расстояния от поверхности, выраженного в радиусах Дебая, аппроксимирована степенной функцией

$$\Lambda(\xi) = a_0 + a_1\xi + a_2\xi^2 + a_3\xi^3 + a_4\xi^4, \quad (2)$$

где $\alpha_0 = 2,49$; $\alpha_1 = 1,042$; $\alpha_2 = -0,188$; $\alpha_3 = 0,0161$; $\alpha_4 = -5,29 \cdot 10^{-4}$.

Рис. 1. Распределения потенциала, полученные из численного решения уравнения (1) и по формуле (2)

Рис. 2. Зависимость потенциала $e\phi/kT_e$ от переменной χ

На рис. 1 показано сравнение численного решения уравнения (1) и потенциала, рассчитанного по формуле (2). Видно, что аппроксимирующая функция 4-го порядка для безразмерного пристеночного потенциала даёт хорошее приближение на длине пристеночного слоя, равной 10 радиусам Дебая.

Для учёта влияния магнитного поля на распределение потенциала в пристеночном слое были приняты во внимание особенности движения заряженных частиц с образованием магнитного предслоя. Магнитное поле прежде всего окажет влияние на длину приповерхностной области L_0 , которая включает в себя дебаевский слой и магнитный предслой $L_0 = L_{MPS} + L_D$, где L_{MPS} — длина магнитного предслоя, L_D — длина дебаевского слоя.

При расчёте считали, что основное падение потенциала $\frac{e}{kT_e}(\phi_w - \phi'_0)$ происходит на длине L_0 , которая зависит от угла наклона магнитного поля. На рис. 2 представлено распределение потенциала от переменной χ , где $\chi = \frac{x}{L_0}$. На оси Y отложено абсолютное значение потенциала в безразмерном виде, т.е. $\frac{e\phi}{kT_e} = \lambda + \frac{e\phi_0}{kT_e} = \lambda - 0,5$. Значение потенциала на границе $\frac{e\phi'_0}{kT_e}$ при $\chi = 1$ равно $-0,576$.

Для различных углов наклона магнитного поля были вычислены значения падения потенциала в магнитном предслое по формуле, полученной в [3]:

$$\frac{e(\phi_{MPS} - \phi'_0)}{kT_e} = \ln(\cos(\alpha)), \quad (3)$$

где ϕ'_0 — потенциал на границе магнитного предслоя с плазмой. По значению $e\phi_{MPS}/kT_e$ определены координаты границы магнитного предслоя с дебаевским слоем (L_D), т.е. координата, при которой потенциал принимает значение потенциала магнитного предслоя ϕ_{MPS} для различных углов магнитного поля (см. рис. 2). Далее можно рассчитать значение $\chi_{MPS} = 1 - \chi_D$. Длину магнитного предслоя L_{MPS} можно определить из равенства электрической и магнитной силы в магнитном предслое [3]:

$$L_{MPS} = -\frac{kT_e c}{ev_i B} \ln(\cos(\alpha)), \quad (4)$$

где v_i — тепловая скорость иона; для $T_e = T_i = 30$ эВ

$$L_{\text{MPS}} [\text{см}] = -\frac{560}{B[\text{Э}]} \ln(\cos(\alpha)). \quad (5)$$

Так как $= \frac{L_{\text{MPS}}}{L_0}$, то, рассчитав значения длины магнитного предслоя L_{MPS} по формуле (5), можно найти длину всего приповерхностного слоя L_0 для разных значений угла наклона магнитного поля.

Результаты сделанных расчётов для параметров плазмы $T_e = 30$ эВ, $B = 3$ Тл, $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ представлены в таблице ($r_D = 0,38 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ — радиус Дебая).

Результаты расчётов при $T_e = 30$ эВ, $B = 3$ Тл, $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$

α , град	$e\phi_{\text{MPS}}/kT_e$	χ_D	χ_{MPS}	L_{MPS}	L_0
30	-0,72	0,6	0,4	$7r_D$	$17,5r_D$
45	-0,923	0,41	0,59	$16,87r_D$	$28,6r_D$
60	-1,276	0,26	0,74	$33,75r_D$	$45,6r_D$
80	-2,386	0,07	0,93	$85,24r_D$	$91,6r_D$

При увеличении угла наклона магнитного поля магнитный предслой увеличивается. Так как длина дебаевского слоя практически не изменяется, в расчётах её принимали равной $L_D = 10r_D$. В случае $\alpha = 0^\circ$ $L_{\text{MPS}} = 0$ (4), тогда $L_0 = L_D = 10r_D$.

Заменив в формуле (2) ξ на $10\chi = \frac{x}{r_D b}$, где $b = 1 + \frac{L_{\text{MPS}}}{10r_D}$, получим аппроксимационную формулу для потенциала в приповерхностной области в размерном виде с учётом влияния магнитного поля на его профиль:

$$\phi(x) = |\phi_0| \left[2 \left[-2,49 + \frac{1,042}{b} \frac{x}{r_D} - \frac{0,188}{b^2} \left(\frac{x}{r_D} \right)^2 + \frac{0,0161}{b^3} \left(\frac{x}{r_D} \right)^3 - \frac{5,29 \cdot 10^{-4}}{b^4} \left(\frac{x}{r_D} \right)^4 \right] - 1 \right]. \quad (6)$$

Дифференцирование этой зависимости даёт аппроксимационную формулу для электрического поля в приповерхностном слое

$$E(x) = -|\phi_0| \left[2 \left[\frac{1,042}{b r_D} - \frac{2 \cdot 0,188}{b^2} \frac{x}{r_D^2} + \frac{3 \cdot 0,0161}{b^3} \frac{x^2}{r_D^3} - \frac{4 \cdot 5,29 \cdot 10^{-4}}{b^4} \frac{x^3}{r_D^4} \right] \right], \quad (7)$$

$$\text{где } b = 1 - \left(\frac{kT_e c}{ev_i} \right) \frac{1}{Br_D 10} \ln(\cos(\alpha)), \quad r_D = 700 \sqrt{\frac{T_e [\text{эВ}]}{n [\text{см}^{-3}]}},$$

Размерность расстояния — см; плотности плазмы — см^{-3} ; температура плазмы — эВ; индукция магнитного поля — Э. Эти зависимости можно использовать для расчёта электрического поля и потенциала в приповерхностном слое при наличии наклонного магнитного поля без численного решения уравнения Пуассона.

На рис. 3 представлены профили потенциала для различных углов наклона магнитного поля, вычисленные с помощью формулы (6).

Рис. 3. Профили потенциала для различных углов магнитного поля, вычисленные с помощью аппроксимационной формулы (6), при $T_e = 30$ эВ, $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B = 3$ Тл: 1 — 0° ; 2 — 30° ; 3 — 45° ; 4 — 60° ; 5 — 80°

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ

В рамках модели предполагается, что заряженные частицы вылетают с границы приповерхностной области на расстояние L_0 от поверхности, которое для различных углов наклона магнитного поля представлено в таблице. Дебаевский слой и магнитный предслой в данной модели считаются бесстолкновительными.

В основе расчёта транспорта частиц в приповерхностном слое лежит численное решение уравнений движения частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях. Электрическое поле рассчитывалось по аппроксимационной формуле (7), которая учитывает зависимость профиля потенциала электрического поля от угла наклона магнитного поля. Согласно модели электрическое поле направлено перпендикулярно поверхности ОПЭ ($E = E(E_x, 0, 0)$). Магнитное поле считалось постоянным и направленным под углом α к поверхности ($H = H(H_x, 0, H_z)$). Угол α отсчитывался от нормали к поверхности стенки. Все расчёты проводились при значении магнитного поля, равном 3 Тл. Температуры электронов и ионов в плазме равны. Движение частиц в скрещенных полях описывает система уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2}{dt^2} x = \eta E + \frac{\eta}{c} \frac{d}{dt} y H_z; \\ \frac{d^2}{dt^2} y = \frac{\eta}{c} \left(\frac{d}{dt} z H_x + \frac{d}{dt} x H_z \right); \\ \frac{d^2}{dt^2} z = -\frac{\eta}{c} \left(\frac{d}{dt} y H_x \right), \end{array} \right. \quad (8)$$

где $\eta = q/m$ (СГСЕ/г); $H_x = -H \cos(\alpha)$; $H_z = H \sin(\alpha)$; $c = 310^{10}$ см/с.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ, ДОСТИГАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТИ ОПЭ, ОТ УГЛА НАКЛОНА МАГНИТНОГО ПОЛЯ. КОЭФФИЦИЕНТ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии зависит от энергии и угла падения электронов на поверхность ОПЭ. Зная зависимость средних энергии и угла падения электронов от угла наклона магнитного поля, можно получить зависимость вторичной электрон-электронной эмиссии от угла магнитного поля.

Для изучения энергетических и угловых распределений рассмотрены электроны с максвелловским распределением по скоростям вылета из плазмы. Для каждой частицы генератор случайных чисел выдавал по три значения проекций скорости вылета, имеющих распределения Максвелла. Расчёты проводились для 60 000 электронов плазмы для каждого угла наклона магнитного поля.

На рис. 4 и 5 представлены энергетические и угловые распределения падающих на поверх-

Рис. 4. Энергетические распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов при различных углах наклона магнитного поля: $\alpha = 0^\circ$ (1), 30° (2), 45° (3), 60° (4), 80° (5)

Рис. 5. Угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов при различных углах наклона магнитного поля: $\alpha = 0^\circ$ (1), 30° (2), 45° (3), 60° (4), 80° (5)

ность ОПЭ электронов при различных углах наклона магнитного поля. Распределения нормированы на число вылетевших из плазмы электронов. Угол падения θ отсчитывался от нормали к поверхности. При $\alpha = 0^\circ$ количество достигающих стенки электронов чуть меньше, чем при наклонном магнитном поле. Так как при $\alpha = 0^\circ$ плоскость вращения электронов параллельна стенке, электроны с энергией, недостаточной для достижения стенки, не касаясь её, уходят обратно в плазму. А при увеличении α увеличивается наклон к поверхности плоскости вращения электронов, и эти же электроны с той же энергией могут попасть на стенку на обходе по ларморовскому радиусу. Видно, что энергетические распределения почти не изменяются при различных углах наклона магнитного поля. Следовательно, и значение средней энергии падающих электронов не зависит от угла магнитного поля и в среднем равно 51 эВ для $T = 30$ эВ и $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Рассчитанные значения средних углов падения слабо зависят от изменения угла магнитного поля α от 0 до 60° и равны $37,7^\circ$. При увеличении α до 80° средний угол падения увеличивается до значения 49° .

Используя полученные зависимости, для каждого угла наклона магнитного поля α рассчитаны значения коэффициентов истинной электрон-электронной эмиссии δ_e , отражения η_e и суммарного коэффициента вторичной электронной эмиссии γ_e по эмпирическим формулам [7, 8]. В качестве материала стенки были выбраны бериллий, углерод и вольфрам. Бериллий предполагается использовать как материал для первой стенки, а углерод и вольфрам — как материалы для дивертора в реакторе ИТЭР.

На рис. 6 отображены зависимости суммарного коэффициента вторичной электронной эмиссии γ_e выбранных материалов от угла наклона магнитного поля. Для углов наклона меньше 60° зависимость практически отсутствует. С увеличением угла наклона магнитного поля с 60 до 80° суммарный коэффициент вторичной электронной эмиссии возрастает на 27%. Таким образом, с точки зрения роста электронной эмиссии критичными являются области поверхности ОПЭ, на которые магнитное поле приходит под сильно скользящими углами.

Рис. 6. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии бериллия (1), углерода (2) и вольфрама (3) от угла наклона магнитного поля

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАДАЮЩИХ НА ПОВЕРХНОСТЬ ОПЭ ИОНОВ. ВЛИЯНИЕ НАКЛОНА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ РАСПЫЛЕНИЯ

Для расчёта были рассмотрены ионы со смещённым максвелловским распределением по энергиям вылета из плазмы (рис. 7). Для каждой частицы генератор случайных чисел выдавал по три значения проекций скорости вылета, имеющих распределения Максвелла. Для получения смещённого распределения к проекциям V_x и V_z добавлялись соответствующие проекции звуковой скорости — $C_s \cos(\alpha)$ и $C_s \sin(\alpha)$.

Рис. 7. Сравнение смещённого (x) и нормального (—) максвелловского распределения по энергиям вылетающих из плазмы ионов

Рис. 8. Энергетические распределения падающих на поверхность ОПЭ ионов при различных углах наклона магнитного поля: $\alpha = 0^\circ$ (—), 30° (—), 45° (▲), 60° (●), 80° (—)

Рис. 9. Угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ ионов при различных углах наклона магнитного поля: $\alpha = 0^\circ$ (1), 30° (2), 45° (3), 60° (4), 80° (5)

Рис. 10. Зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля

Энергетические распределения достигших стенки ионов при различных углах наклона магнитного поля представлены на рис. 8. Расчёты проводились для 6000 ионов плазмы для каждого угла наклона магнитного поля. Распределения нормированы на число вылетевших из плазмы ионов. Ненулевую минимальную энергию падения ионов на стенку можно объяснить тем, что ионы при вылете из плазмы имеют смещённое максвелловское распределение по скоростям. Видно, что энергетические распределения ионов практически не зависят от угла наклона магнитного поля. Значение средней энергии падения электронов на стенку при любом наклоне магнитного поля равно 140,6 эВ для $T = 30$ эВ и $n = 10^{14}$ см $^{-3}$ (см. рис. 8).

На рис. 9 показаны угловые распределения ионов для различных углов наклона магнитного поля. Угол падения θ отсчитывается от нормали к поверхности. Видно, что при увеличении угла наклона магнитного поля диапазон углов падения увеличивается. Это можно объяснить увеличением воздействия магнитного поля на ионы. На рис. 10 построена зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля. Видно, что при увеличении угла наклона магнитного поля средний угол падения ионов увеличивается.

Используя значения средних энергии и угла падения ионов, была исследована зависимость коэффициента распыления от угла наклона магнитного поля для бериллия и углерода. Для вольфрама зависимость не определялась, так как для рассматриваемого диапазона энергия ионов водорода недостаточна для выбивания атомов вольфрама. Для расчёта использовалась эмпирическая формула Ямамуры, основанная на теории Зигмунда и преобразованная для случаев низких энергий иона [9—10].

На рис. 11 отображена зависимость коэффициента распыления от угла наклона магнитного поля для разных материалов стенки. С увеличением угла наклона магнитного поля от 0 до 60° коэффициент распыления плавно увеличивается на 6%. При дальнейшем увеличении до 80° коэффициент возрастает на 21%.

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ

Обычно при изучении пристеночной области в расчётах электронная температура принимается равной ионной. В некоторых экспериментах [11] было обнаружено, что в дебаевском слое ионная температура превышает электронную в 2 раза. Поэтому обоснована задача исследования влияния этого эффекта на процессы в пристеночной области.

Аналогично случаю равных температур получена аппроксимационная формула для расчёта падения потенциала в пристеночном слое при повышенной ионной температуре $T_i = 2T_e$:

$$\varphi(x) = \left| \varphi_0 \right| \left[2 \left[-2,287 + \frac{0,964}{b} \frac{x}{r_D} - \frac{0,177}{b^2} \left(\frac{x}{r_D} \right)^2 + \frac{0,0154}{b^3} \left(\frac{x}{r_D} \right)^3 - b \frac{5,125 \cdot 10^{-4}}{4} \left(\frac{x}{r_D} \right)^4 \right] - 1 \right], \quad (9)$$

$$\text{где } b = 0,6 - \left(\frac{kT_e c}{ev_i} \right) \frac{1}{Br_D 10} \ln(\cos(\alpha)).$$

Размерность расстояния — см; плотности плазмы — см⁻³; температуры плазмы — эВ; напряжённости магнитного поля — Э.

На рис. 12 проведено сравнение распределений в случае $T_i = T_e$ и $T_i = 2T_e$. Получили, что увеличение температуры ионов относительно температуры электронов ведёт к уменьшению общего падения потенциала и сокращению ширины пристеночной области. Действительно, так как при $T_i = 2T_e$ ионы становятся более энергетичными, чем при $T_i = T_e$, равенство ионного и электронного потоков на стенке достигается при меньшем значении разности потенциалов.

Проанализированы энергетические и угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов и ионов для случая $T_i = 2T_e$. Электрическое поле рассчитывалось по продифференцированной аппроксимационной формуле (9). Значение магнитного поля равно 3 Тл. Получено, что значения средних энергий и углов падения электронов в случае $T_i = 2T_e$ почти не изменились по сравнению с $T_i = T_e$. Поэтому и коэффициент вторичной электронной эмиссии не изменился по сравнению со случаем равных температур. Количество долетающих электронов увеличилось в среднем на 25%, так как задерживающая их разность потенциалов уменьшилась. Необходимо отметить, что хотя коэффициент вторичной электронной эмиссии не зависит от соотношения температур ионов и электронов, но интенсивность вторичной эмиссии будет больше в случае $T_i = 2T_e$, так как количество электронов, падающих на стенку, увеличивается. По этой же причине более, чем на 20%, увеличивается и тепловая нагрузка на поверхность ОПЭ от электронов.

Рис. 11. Зависимость коэффициента распыления бериллия (1) и углерода (2) ионами водорода с $E = 140,6$ эВ от угла наклона магнитного поля

Рис. 12. Профили потенциала $T_i = T_e$ (1) и $T_i = 2T_e$ (2), рассчитанные по формулам (2) и (9) для $\alpha = 60^\circ$, $T_e = 30$ эВ, $n = 10^{14}$ см⁻³, $B = 3$ Тл

Значение средней энергии падения ионов при $T_i = 2T_e$ увеличилось по сравнению со средней энергией в случае $T_i = T_e$. На рис. 13 построена зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля. Аналогично случаю равных температур была получена зависимость и коэффициента распыления бериллия и углерода от угла наклона магнитного поля (рис. 14). Коэффициент увеличивается на 17%. Диапазон изменения среднего угла падения и коэффициента распыления в случае повышенной ионной температуры меньше, чем в случае равных температур из-за уменьшения протяжённости приповерхностной области.

Рис. 13. Зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля при $T_i = T_e$ (1) и $T_i = 2T_e$ (2)

Рис. 14. Зависимость коэффициента распыления бериллия (1) и углерода (2) ионами водорода с $E = 190,7$ эВ от угла наклона магнитного поля при $T_i = 2T_e$; бериллия — при $T_i = T_e$ (3)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получена аппроксимационная функция распределения потенциала с учётом магнитного поля, которая описывает зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля, а также от параметров плазмы. Рассчитаны энергетические и угловые распределения электронов и ионов при различных углах наклона магнитного поля. Получено, что значения средних энергий падения частиц слабо зависят от изменения угла магнитного поля, а средний угол падения заряженных частиц увеличивается при увеличении угла наклона магнитного поля. Используя значения средней энергии и углов падения электронов и ионов, рассчитаны зависимости коэффициентов вторичной электрон-электронной эмиссии и распыления от угла наклона магнитного поля для разных материалов стенки. Показано, что коэффициенты вторичной электронной эмиссии и распыления увеличиваются с ростом угла наклона магнитного поля.

Исследование влияния ионной температуры на процессы в приповерхностной области показало, что увеличение температуры ионов относительно температуры электронов ведёт к уменьшению общего падения потенциала и сокращению ширины приповерхностной области. При увеличении угла наклона магнитного поля средний угол падения ионов и электронов увеличивается аналогично случаю равных температур электронов и ионов. Количество долетающих из плазмы до поверхности ОПЭ электронов увеличивается при повышенной ионной температуре $T_i = 2T_e$ в среднем на 25% от количества прилетающих электронов при $T_i = T_e$. Это приводит к увеличению тепловой нагрузки на поверхность ОПЭ от электронов более, чем на 20%, и к увеличению интенсивности вторичной электронной эмиссии.

Полученные результаты могут быть использованы при моделировании потоков частиц на поверхность и от поверхности ОПЭ, что можно будет учесть при построении модели рециклинга в приповерхностной области ТЯР.

REFERENCES

1. **Stangeby P.C.** The plasma boundary of magnetic fusion devices. — Plasma Physics Series, 2000, IOP Publishing Ltd.
2. **Chodura R.** Plasma Flow in the sheath and presheath of a scrape-off Layer. — In: Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion. Plenum. New York, 1986, pp. 99—134.
3. **Chodura R.** — Phys. Fluids, 1982, vol. 25(9), p. 1628.
4. **Kawata J., Nishimura K., Harada A., Ohya K.** Monte Carlo simulation of secondary electron emission from plasma facing materials. — Radiation Effects and Defects in Solid, 1996, OPA, vol. 00, pp. 1—13.
5. **Inay K., Ohya K., Kawamura G., Tomita Y.** Electron velocity distribution at a sheath edge in the presence of secondary electron emission from a metal surface. — Contrib. Plasma Phys., 2010, vol. 50, № 3—5, pp. 458—463.
6. **Morozov D.Kh., Baranova E.O., Senichenkov I.Yu.** — Plasma Physics Reports, 2007, vol. 33, p. 906.
7. **Thomas E.W.** Particle induced electron emission. — In: Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion. Vienna, 1991, vol. 1, p. 79.
8. **Ertl K., Behrisch R.** Electron emission from solid surface. — In: Physics of Plasma-Wall Interaction in Controlled Fusion. Plenum. New York, 1986, p. 515.
9. **Sigmund P.** Theory of Sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. — Physical Review, 1969, vol. 184, № 2, pp. 383—416.
10. **Yamamura Y., Tawara H.** Energy dependence of ion induced sputtering yields from monatomic solids at normal incidence. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1996, vol. 62, pp. 149—253.
11. **Matthews G.F., Pitts R.A., McCracken G.M., Stangeby P.C.** — Nucl. Fusion, 1991, vol. 31, p. 1495.

AUTHORS

Berezina I.E. National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; ira.berezina@mail.ru.

Tsvetkov I.V. National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia.

Received 22 June 2011

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 4, pp. 80—89.