УДК 537.533; 621.384 DOI 10.63874/2218-0303-2025-2-17-28

Дмитрий Анатольевич Антонович[1], Марина Александровна Сковородко[2], Диана Владимировна Шидловская[3]
[1]канд. техн. наук, доц.,
ведущий науч. сотрудник отдела электронно-лучевых технологий и физики плазмы
Физико-технического института Национальной академии наук Беларуси
[2]магистр техн. наук, ст. преподаватель каф. физики
Полоцкого государственного университета имени Евфросинии Полоцкой
[3]преподаватель каф. прикладного и системного программирования
Витебского государственного университета имени П. М. Машерова
Dmitry Antonovich[1], Marina Skovorodko[2], Diana Shidlovskaya[3]
[1]Candidate of Technical Sciences, Associate Professor,
Leading Researcher, Department of Electron Beam Technologies and Plasma Physics
of the Physical-Technical Institute of National Academy of Sciences of Belarus
[2]Master of Technical Sciences, Senior Lecturer of the Department of Physics
of the Euphrosyne Polotskaya State University of Polotsk
[3]Lecturer of the Department of Applied and System Programming
of the Vitebsk State University named after P. M. Masherov
e-mail: [1]d.antonovich@phti.by; [2]volal26@ya.ru; [3]dianabirukovaseal@gmail.com

К ВОПРОСУ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБРАБАТЫВАЕМЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫМИ И ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

Описываются процессы взаимодействия электронных и ионных пучков с обрабатываемой поверхностью, воздействие налетающих частиц на элементы вещества, основные характеристики процессов влияния пучков на поверхность. Рассмотрены зависимости энергетических потерь налетающих частиц от глубины проникновения в обрабатываемое вещество, зависимости коэффициента эмиссии и тормозных способностей от энергии ускоренных частиц. Описано влияние газа и давления на область обрабатываемой поверхности при ионном распылении. Приведены некоторые результаты экспериментальных исследований, полученных для разработанного макета плазменного источника низкоэнергетичных ионно-электронных совмещенных в пространстве пучков.

Ключевые слова: *электронно-лучевые технологии, обработка поверхности, плазменные источники, плазменные эмиссионные системы, электронно-ионные технологии, ионное распыление.*

To the Question of Impact on Processed Surfaces by Electron and Ion Beams

This article describes the processes of interaction of electron and ion beams with the surface being processed, the impact of incident particles on the elements of matter, and the main characteristics of the processes of beam influence on the surface. The dependences of the energy losses of incident particles on the depth of penetration into the substance being processed, the dependences of the emission coefficient and stopping power on the energy of accelerated particles are considered. The influence of gas and pressure on the area of the surface being processed during ion sputtering is described. Some results of experimental studies obtained for the developed model of a plasma source of low-energy ion-electron beams combined in space are presented.

Key words: *electron beam technologies, surface treatment, plasma sources, plasma emission systems, electron-ion technologies, ion sputtering.*

Введение

Взаимодействие потока заряженных частиц с поверхностью обрабатываемого материала позволяет изменять ее физико-химические свойства. Воздействие является многофакторным, обрабатываемый материал подвергается как тепловому воздействию, так и модифицирующему – взаимодействию частиц пучка с частицами обрабатываемого материала, приводящему к изменению его внутренней структуры. Среди современных электронно-ионных лучевых технологий воздействия на обрабатываемые поверхности интенсивно развивается область с применением пучков заряженных частиц (электронов и ионов), генерируемых пушками с использованием плазменных

образований, альтернативных термокатодным источникам [1–4]. Наиболее значимые результаты были достигнуты для источников заряженных частиц преимущественно по двум направлениям. Первое относится к генерированию пучка заряженных частиц в источниках на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) [4; 5]. Второе направление связано с развитием источников с плазменным эмиттером, в которых роль катода играет газоразрядная плазма [1–4; 6].

Параметры сформированных потоков заряженных частиц и, как следствие, результат взаимодействия с обрабатываемой поверхностью сформированных в таких источниках пучков заряженных частиц определяет дальнейшие технологические возможности и возможные варианты применения таких источников. Поэтому для получения требуемого результата воздействия на материалы важно понимание механизмов взаимодействия потоков заряженных частиц с обрабатываемой поверхностью и проведения предварительных расчетов для определения требуемых параметров источников, формирующих потоки заряженных частиц.

В данной работе представлен обзор основных параметров и соотношений, позволяющих определить результат взаимодействия сформированных источниками заряженных частиц на основе плазменного эмиттера потоков заряженных частиц и рассчитать требуемые параметры таких источников для формирования потоков с заданными свойствами.

Взаимодействие ускоренных электронов с веществом

Процесс влияния электронного пучка на вещество определяется такими характеристиками, как [3; 4; 7]:

1) глубина проникновения электронов в вещество;

2) распределение выделяемой электронами энергии;

3) изменение поперечных размеров пучка по мере продвижения его вглубь поверхности;

4) явление вторичной электронной эмиссии.

Падающие электроны с энергиями менее 1 МэВ, контактируя с электронными оболочками и ядрами атомов вещества, вызывают упругое и неупругое рассеяние ускоренных электронов, сопровождающееся процессами возбуждения и ионизации атомов, а также нарушают структуру вещества.

Процесс влияния электронного пучка на вещество описывается с помощью углового рассеяния и потери энергии электронов. При этом считается, что угловое рассеяние обусловлено упругими взаимодействиями, а потеря энергии – неупругими.

Рассеяние электронов описывается с помощью формулы Резерфорда [8]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2 Z_2}{16\pi\varepsilon_0 E}\right)^2 \frac{1}{sin^4(\varphi/2)},$$

где σ – дифференциальное сечение рассеяния, Ω – телесный угол, e – заряд электрона, Z_2 – заряд ядра рассеивающих центров, φ – угол рассеяния, E – энергия электрона.

Отсюда следует, что при больших начальных энергиях угол рассеяния электрона будет мал. Уменьшение энергии приводит к увеличению угла рассеяния. Таким образом, движение электронов в веществе сопровождается возрастанием угла его рассеяния.

Описывая процесс взаимодействия частиц с веществом, используется важное понятие – траекторный пробег R_ξ (путь, который проходит частица в веществе до полной остановки). За этот промежуток частица растрачивает свою запасенную энергию. Проекция реальной траектории частицы на направление вектора скорости при входе

в вещество определяется как проективный пробег частицы $R_{пр}$ (ξ – координата частицы на реальной траектории, x – на проективной).

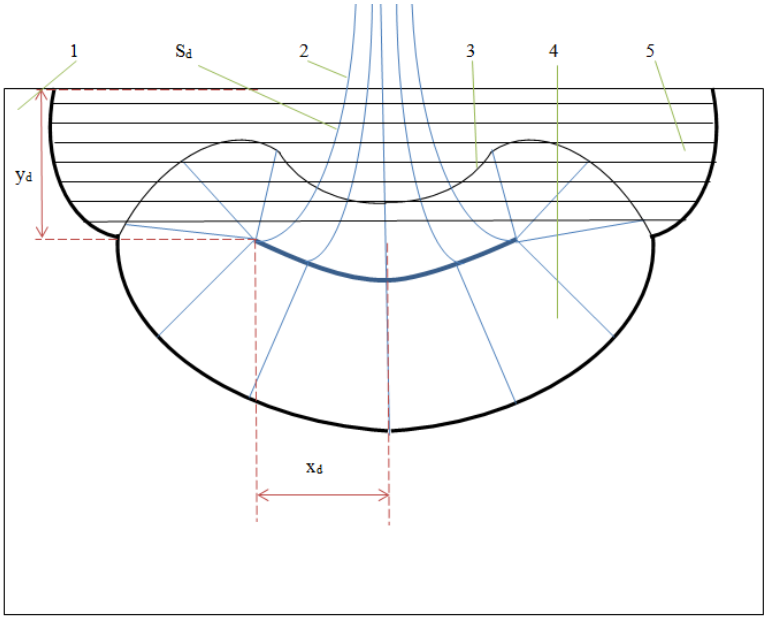
Продвигаясь вглубь вещества, из-за рассеяния электронный пучок увеличивается в поперечном направлении. Величина размытия пучка определяется выражением:

$$\Delta D \sim \frac{x^{1,5}}{E_0},$$

где E_0 – начальная энергия ускоренного электрона.

В конце пробега составляющая вектора скорости электронов имеет направление противоположное первоначальному.

На рисунке 1 схематично представлена область взаимодействия электронного пучка с веществом.



1 – обрабатываемый материал; 2 – пучок электронов; 3 – область рассеяния пучка при столкновениях на малые углы; 4 – область диффузно-рассеянных электронов; 5 – область рассеяния на большие углы, S_d – путь, x_d и y_d – координаты точки, в которой угол рассеяния электрона составляет 90˚ по отношению к направлению вектора его скорости при входе в вещество.

Рисунок 1 – Модель области взаимодействия электронного пучка с веществом

Важным в описании взаимодействия электрона с веществом является изучение удельных ионизационных потерь электрона, которое описывается с помощью выражения:

$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{e^4 Z_2 N_0}{2\varepsilon_0 E_0} ln \frac{4E_0}{\bar{I}}$$

(Z_2 – заряд ядра атома в веществе, e – заряд электрона, ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, N_0 – число атомов в единице объема, E_0 – начальная энергия электрона, $\bar{I} = 13.5Z_2$ – средняя «энергия ионизации» атома, $d\xi$ – бесконечно малый элемент траектории электрона).

Для получения более точных результатов в практических расчетах используют проективный пробег электрона в качестве пространственной координаты. Применяя закон Виддингтона [9]

$$E^2(x) = E_0^2 - \alpha_B x,$$

где x – проективное расстояние, $E(x)$ – текущее значение энергии, E_0 – начальное значение энергии, α_B – константа Виддингтона, определяемая экспериментально, можно оценить проективную глубину проникновения электрона в веществе

$$R_{\text{ПР}} = \frac{E_0^2}{\alpha_B}.$$

Для диапазона начальных энергий 10кэВ – 100кэВ используется формула [9]:

$$R_{\text{ПР}} = 2{,}35 \cdot 10^{-12} \frac{U_{\text{П}}^2}{\rho},$$

где $U_{\text{П}}$ – ускоряющее напряжение (В), ρ – плотность вещества (г/см^3).

Распределение приносимой электронами энергии по объему обрабатываемого материала зависит от характеристик электронного пучка. Удельная объемная мощность dP/dV, передаваемая электронным пучком, описывается формулой

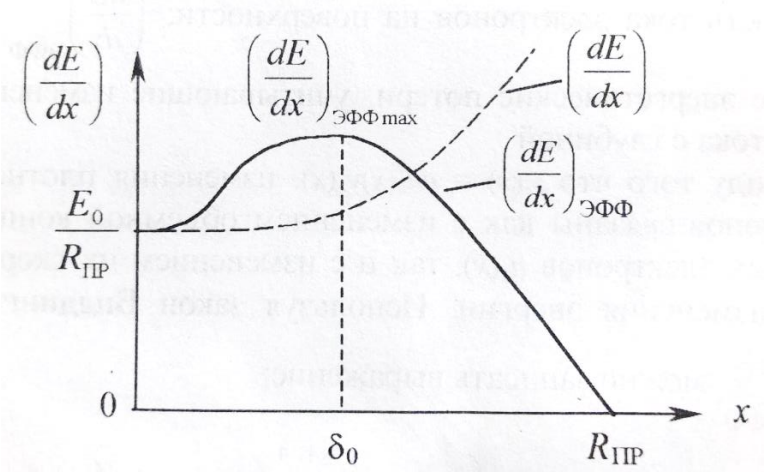
$$\frac{dP}{dV} = \frac{dE}{dx} j_e(x) \frac{1}{e} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ЭФ}} \frac{j_{e_0}}{e},$$

где $\frac{dE}{dx}$ – потери энергии электронами, j_e – плотность тока ускоренных электронов в сечении x, e – заряд электрона, j_{e_0} – плотность тока электронов на поверхности, $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ЭФ}}$ – эффективные энергетические потери, учитывающие изменение плотности тока с глубиной [7].

Концентрация электронов в сечении x уменьшается за счет рассеяния потока и увеличивается за счет появления обратного потока электронов. Эффективные потери энергии при этом описываются с помощью выражения [7]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ЭФ}} = \frac{E_0}{R_{\text{ПР}}}\left(1 - \frac{x}{R_{\text{ПР}}}\right)^{5/4}\left(3 - 2e^{-\frac{Z+8}{4R_{\text{ПР}}}x}\right).$$

На рисунке 2 представлен график зависимости потерь энергии от глубины продвижения электронов в веществе. Анализируя график, видно, что выделяемая мощность в максимуме ($x = \delta_0$) больше выделяемой мощности на поверхности.



δ_0 – расстояние от поверхности, где наблюдается максимум выделяемой мощности

Рисунок 2 – Зависимость энергетических потерь от глубины проникновения электронов

Еще одним из явлений, которое оказывает влияние на характер процессов вблизи обрабатываемой поверхности пучком электронов, является вторичная электронная эмиссия. Коэффициент вторичной электронной эмиссии σ зависит от коэффициентов, характеризующих область с истинной эмиссией и области с упруго и неупруго отраженными электронами. Также существует взаимосвязь σ с энергией первичных электронов E_0 (рисунок 3).

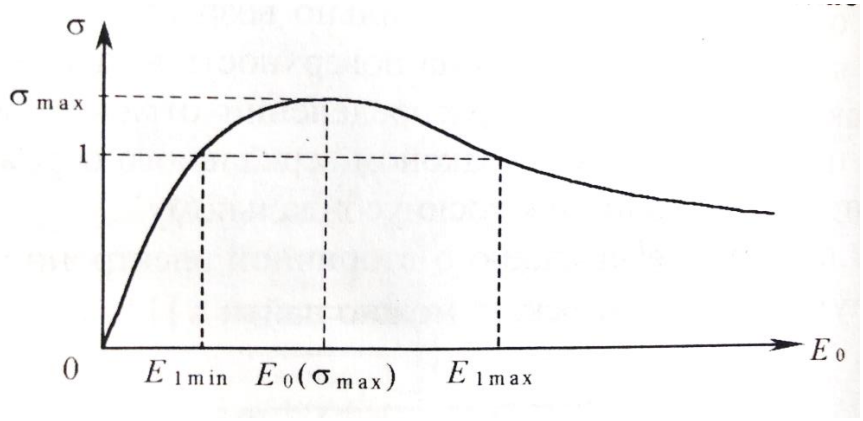


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии ускоренных электронов [7]

При возрастании начального значения энергии падающих электронов E_0 коэффициент вторичной эмиссии растет до некоторого максимального значения, а затем начинает спадать. Для металлов максимальное значение σ незначительно превышает 1, для диэлектриков может быть и более 10. Если максимальное значение σ превышает 1, то важно знать не только $E_0(\sigma_{max})$, но и значения энергии E_{1max} и E_{1min}, соответствующие $\sigma=1$. Данные значения энергии необходимы для определения динамического потенциала поверхности диэлектрика. Состояние поверхности (нанесенные пленки или адсорбированные слои) влияет на значение коэффициента вторичной эмиссии, но не влияет на характер отражения электронов.

Взаимодействие ускоренных ионов с веществом

При ионно-вакуумной обработке вещества особое внимание уделяется [10; 11]:

1) эмиссии нейтральных частиц с поверхности;
2) вторичной ионно-электронной эмиссии;
3) ионной имплантации.

На процесс потери энергии ионов в веществе влияют неупругие столкновения со связанными электронами вещества и упругие соударения с ядрами вещества. Для описания данных процессов используются понятия электронной $S_e(E)$ и ядерной $S_n(E)$ тормозных способностей. Ионные потери энергии описываются выражением:

$$-\frac{dE}{d\xi} = N[S_n(E) + S_e(E)],$$

где N – концентрация атомов в веществе.

Данное выражение применимо в случае, когда начальная энергия ионов не превышает 1 МэВ.

Вследствие взаимодействия ионного пучка с веществом электроны обрабатываемого вещества переходят в возбужденное состояние, энергия которых может быть с непрерывным значением или дискретным. Энергия электронов увеличивается за счет

кинетической энергии налетающего иона. При высоких энергиях ионов, электронная тормозная способность определяется выражением [12]

$$S_e(E) = -\frac{2Z_1^2 e^4 Z_2}{\varepsilon_0 E} ln\left(\frac{4E}{\bar{I}}\right),$$

где Z_1 – зарядовое число первичного иона, Z_2 – порядковый номер атома вещества, E – энергия первичного иона, e – заряд электрона, $\bar{I}$ – средний ионизационный потенциал атомов вещества.

При вычислении ядерной тормозной способности используется выражение в безразмерном виде

$$S_n(\tilde{E}) = 0{,}5ln\left(\frac{1+\tilde{E}}{\tilde{E}+A\tilde{E}^B}\right),$$

где $\tilde{E} = C_E E$ – безразмерная переменная, $C_E = \frac{4\pi\varepsilon_0 a_л M_2}{e^2 Z_1 Z_2 (M_1+M_2)}$ – коэффициент преобразования координаты, $a_л = 0{,}855a_0(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}})^{-1/2}$ – длина экранирования по Линдхарду, $a_0 = 0{,}529 \cdot 10^{-10}$ – боровский радиус, A = 0,10396 и B = 0,50793 – постоянные аппроксимации в случае потенциала Томаса – Ферми [12].

Анализируя график зависимости тормозных способностей от энергии ионов (рисунок 4) видно, что при больших энергиях преобладает электронное торможение, а при малых – ядерное.

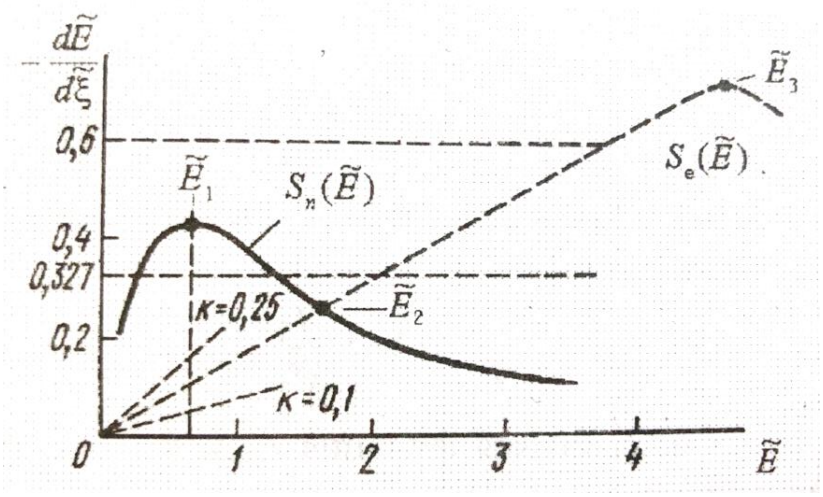


Рисунок 4 – Зависимости электронной и ядерной тормозных способностей от энергии ионного пучка [12]

Для определения распределения ионов по глубине вещества, необходимо знать проективный пробег $R_{ПР}$ и его дисперсию $\Delta R_{ПР}$, которые, в свою очередь, рассчитываются из распределения потерь энергии ионов в веществе. Возрастание величины $R_{ПР}$ происходит в эффекте каналирования, когда ионы движутся по т. н. каналам (направлениям в монокристаллах, вдоль которых выстраиваются атомы).

Рассмотрим изменения, происходящие при взаимодействии ионного пучка с веществом в процессе распыления (эмиссии нейтральных частиц с поверхности). Ионное распыление считается физическим, если при воздействии ионов на вещество происходит эмиссия с поверхности не только в виде атомов вещества, но и атомов и молекул, адсорбированных на поверхности и растворенных в веществе. При химическом распылении вещество с поверхности удаляется за счет образования летучих химических соединений.

Определяющей характеристикой ионного распыления является коэффициент распыления *Y*, который зависит от энергии, массы и заряда ионов, угла падения ионов на поверхность, заряда ядра, массы, энергии связи атома обрабатываемого вещества, кристаллического строения, шероховатости и пористости поверхности и др.

Распыление происходит, когда значение энергии падающего иона больше некоторого значения пороговой энергии $E_{пор}$. При этом $E_{пор}$ рассчитывается, если знать массу иона M_1, массу атома вещества M_2, энергию связи атома с поверхностью $E_{св}$

$$E_{пор} = \frac{(M_1+M_2)^2}{M_1 M_2} E_{св}.$$

Коэффициент распыления зависит от вида ионов пучка и достигает максимального значения при $M_1 \approx M_2$. Также зависит от атомного номера вещества и имеет периодический характер из-за изменений свойств веществ в таблице химических элементов Д. И. Менделеева.

Строгой закономерности в зависимости коэффициента ионного распыления от температуры вещества нет. Для аморфных и поликристаллических тел *Y* не зависит от температуры до 400 К, для монокристаллических полупроводников – до температуры 600 К. При более высоких температурах коэффициент ионного распыления может как уменьшаться, так и увеличиваться, например, из-за структурных превращений или начала термического испарения обрабатываемого вещества.

На гладкой поверхности поликристаллических материалов при нормальном падении бомбардирующих ионов наблюдается образование приповерхностного рельефа в виде кратеров, выступов, блистеров. Коэффициент распыления у гладких поверхностей выше, чем у шероховатых. При увеличении угла падения ионов происходит повышение гладкости материала. Таким образом, параметры процесса распыления полностью влияют на рельеф, получаемый при удалении приповерхностных слоев материала.

Процесс ионного распыления связан с изучением областей энергии ионов. При энергии падающих ионов, равной десяткам килоэлектронвольт, коэффициент распыления достигает максимальных значений. Важную роль в значении *Y* играет угол падения ионов на вещество. При увеличении угла падения ионов коэффициент распыления растет. Значение *Y* при максимальном угле падения ионов в 3–6 раз больше, чем при нормальном падении ионов. Если же угол падения превышает свое максимальное значение, то ионы упруго отражаются и коэффициент распыления уменьшается. Рост максимального значения угла достигается за счет увеличения энергии падающих ионов.

Не малую роль в эффективности ионного распыления играет состав газа и давление газа в области обрабатываемой поверхности. При повышении давления в пределах до 15 Па эффективное значение коэффициента распыления снижается из-за действия процессов обратной диффузии и обратного рассеивания.

В обратной диффузии возвращение атомов обратно на обрабатываемую поверхность происходит с расстояния большего, чем средняя длина свободного пути распыленных атомов. При обратном рассеивании, возвращение атомов происходит, наоборот, с расстояний меньших длины свободного пути. Энергия таких атомов в обратном рассеивании выше, чем энергия теплового движения атомов газа, распыляемого над поверхностью.

В случае обратной диффузии возвращающиеся атомы обладают средними значениями энергии, определяемой тепловым движением атомов газа.

Таким образом, коэффициент ионного распыления в случае, когда масса атомов газа меньше массы распыленных атомов (процесс будет описываться обратной диф-

фузией) определяется формулой Хиппеля, скорректированной Данилиным и Киреевым [13]:

$$Y = \begin{cases} Y_0 & \text{при } pd < \lambda_{pT0}\ ; \\ Y_0 \dfrac{2{,}3\ \lambda_{p0}}{2{,}3\ \lambda_{p0} + pd - \lambda_{pT0}} & \text{при } pd \geq \lambda_{pT0}, \end{cases}$$

где Y_0 – коэффициент распыления в вакууме, λ_{p0} – длина свободного пути при единичном давлении, λ_{pT0} – длина направленного пути (длина термализации, на которой распыленная частица теряет избыточную энергию и импульс), d – расстояние, проходимое распыленной частицей до поверхности, p – давление.

При воздействии на поверхность не только потока ионов, но и газовой смеси необходимо учитывать плотность потока газовых атомов, описываемую выражением:

$$\nu_a = N_Л p_a \sqrt{\frac{kT_a}{\pi m_a}}\ ,$$

где k – постоянная Больцмана, T_a – температура атомов, m_a – масса атомов, $N_Л$ – число Лошмидта, p_a – парциальное давление.

Картина ионного распыления будет зависит от количества попадающих химически активных частиц на обрабатываемое вещество. Если поток химически активных частиц меньше основного потока распыляющих частиц, то его влияние не будет оказывать существенных изменений на процесс распыления.

При воздействии ионного пучка на поверхность материала формируются хорошие условия для эмиссии с поверхности электронов. Потенциальной и кинетической энергии иона хватает для того, чтобы электрон смог преодолеть потенциальный барьер на облучаемой поверхности. Характеристикой вторичной ионно-электронной эмиссии является коэффициент γ, который описывает выход электронов с поверхности в расчете на один упавший ион. Определяется данный коэффициент в виде суммы кинетической и потенциальной ионно-электронной эмиссии.

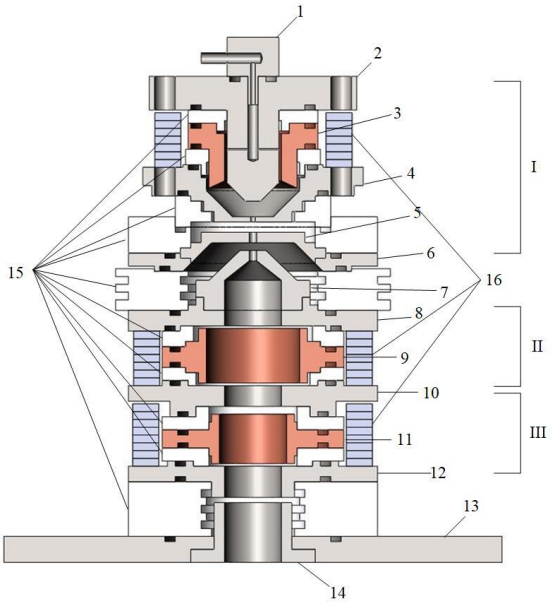
Для возникновения кинетической эмиссии энергия падающего иона должна быть выше некоторой пороговой энергии, составляющей сотни электронвольт. Если энергия ионов меньше нескольких сотен килоэлектронвольт, то зависимость коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии $\gamma_к$ от энергии ионов носит линейный характер. При увеличении энергии ионов $\gamma_к$ возрастает плавно до некоторого максимального значения. Когда энергия ионов достигает больших значений, глубина прохождения ионов в вещество увеличивается, а вероятность выхода возбужденных электронов уменьшается, тем самым уменьшается и $\gamma_к$.

Для возникновения потенциальной ионно-электронной эмиссии необходимо выполнение условия, в котором потенциал ионизации иона больше удвоенной работы выхода вещества. При приближении иона к поверхности вещества образуется область с дискретными разрешенными уровнями, на которых может происходить переход электронов вещества. Если при данном переходе избыток энергии превышает работу выхода, то осуществляется эмиссия электрона. Коэффициент потенциальной ионо-электронной эмиссии практически не зависит от кинетической энергии ионов.

У ионного внедрения существует важный недостаток, заключающийся в нарушении кристаллической структуры обрабатываемого металла или полупроводника. В результате первичных соударений ионов с атомами мишени или вторичных соударений уже смещенных из узлов кристаллической решетки быстрых атомов с другими атомами матрицы появляются дефекты, устранить которые возможно с помощью термообработки.

Теоретическая оценка термического воздействия разработанного макета плазменного источника низкоэнергетичных ионно-электронных совмещенных в пространстве пучков

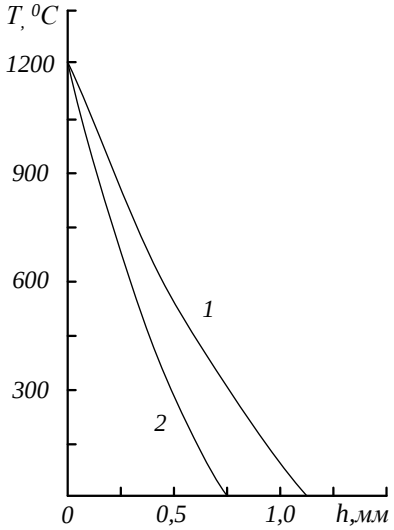
На основе приведенных соотношений, а также методики и прикладной программы, представленной в [14], была проведена теоретическая оценка термического воздействия разработанного макета плазменного источника низкоэнергетичных ионно-электронных совмещенных в пространстве пучков [15] на поверхность обрабатываемого материала (сталь 45) в стационарном режиме. Конструкция плазменного источника представлена на рисунке 5.



1 – штуцер для напуска плазмообразующего газа; 2 – внутренний катод; 3 – главный анод; 4 – внешний катод; 5 – эмиттерный электрод; 6 – вспомогательный анод; 7 – ускоряющий электрод; 8, 10, 12 – катоды; 9, 11 – аноды; 13 – фланец для установки структуры на рабочую камеру; 14 – согласующий электрод; 15 –изоляторы; 16 – постоянные магниты I, II, III – области разрядных камер

Рисунок 5 – Электродная структура источника заряженных частиц со скрещенными E × H полями [16]

Данная конструкция способна формировать электронные и ионные пучки с током до 45 мА при ускоряющем напряжении до 5 кВ и обеспечивать в стационарном режиме мощность пучка до 10^7 Вт/м^2. На рисунках 6 и 7 представлены некоторые результаты расчетов, полученные в рамках предложенной модели – фрагмент распределения температуры в материале и зависимость толщины термообработанного слоя от плотности мощности электронного пучка и суммарного энерговклада в изделие для стационарного режима воздействия.



1 – плотность мощности $0{,}2 \cdot 10^7$ Вт/м^2; 2 – плотность мощности $0{,}4 \cdot 10^7$ Вт/м^2

Рисунок 6 – Фрагмент распределения температуры по толщине однослойного материала (сталь 45) при стационарном воздействии

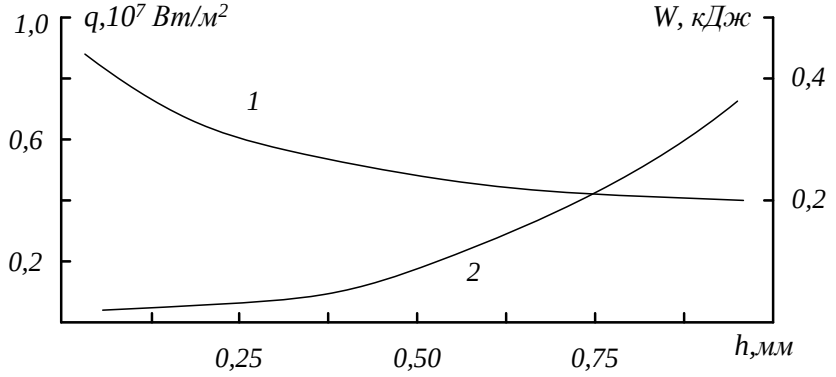


Рисунок 7 – Зависимость толщины термически обработанного слоя *h* от плотности мощности (1) и суммарного энерговклада (2)

Как следует из рисунков, с уменьшением плотности мощности электронного пучка крутизна распределения температуры снижается (рисунок 6), а толщина термообработанного слоя и общий энерговклад увеличиваются (рисунок 7).

Это означает, что теоретически в таком режиме воздействия возможно получение термически обработанного слоя большой толщины. Однако понятно, что при этом остальная часть изделия подвергается значительному разогреву, что в ряде случаев недопустимо. Поэтому перспективным представляется исследовать импульсный режим работы данного источника, реализация которого, как показывают ранее проведенные эксперименты [17], как правило, дает возможность получать более эффективный энерговклад с меньшим термическим воздействием на весь обрабатываемый материал.

Заключение

Ионно-вакуумная обработка материалов с использованием потоков ионов и электронов может быть использована в процессах нанесения вещества на поверхность, удаления вещества с поверхности, модификации поверхностных слоев. Изуче-

ние данного вида обработки актуально при создании новых и модернизации существующих конструкций электронно-лучевых устройств.

Создание физико-математических моделей происходящих при таком воздействии процессов и их моделирование позволит существенно снизить большой объем экспериментальных исследований и упростит разработку конструкций плазменных источников заряженных частиц, способных формировать пучки с требуемыми для реализации соответствующей технологии свойствами.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Крейндель, Ю. Е. Плазменные источники электронов / Ю. Е. Крейндель. – М. : Атомиздат, 1977. – 144 с.

2. Источники электронов с плазменным эмиттером / Ю. Е. Крейндель [и др.]. – Новосибирск : Наука, 1983. – 120 с.

3. Физика и технология плазменных эмиссионных систем / под общ. ред. В. Т. Барченко. – СПб. : Изд-во Санкт-Петерб. гос. электротехн. ун-та «ЛЭТИ», 2014. – 286 с.

4. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М. А. Завьялов [и др.]. – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.

5. Новиков, А. А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой / А. А. Новиков. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 96 с.

6. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом / Е. М. Окс. – Томск : НТЛ, 2005. – 216 с.

7. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве : моногр. / В. Т. Барченко, Ю. А. Быстров, Е. А. Колгин ; под ред. Ю. А. Быстрова. – СПб. : Энергоатомиздат, 2001. – 331 с.

8. Вендик, О. Г. Корпускулярно-фотонная технология / О. Г. Вендик, Ю. Н. Горин, В. Ф. Попов. – М. : Высш. шк., 1984. – 240 с.

9. Рыкалин, М. М. Основы электронно-лучевой обработки материалов / М. М. Рыкалин, И. В. Зуев, А. А. Углов. – М. : Машиностроение, 1978. – 239 с.

10. Габович, М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов / М. Д. Габович. – М. : Атомиздат, 1972. – 304 с.

11. Браун, Я. Физика и технология источников ионов / Я. Браун. – М. : Мир, 1998. – 495 с.

12. Романов, В. С. Прохождение заряженных частиц через вещество / В. С. Романов, С. В. Стародубцев. – Ташкент : Изд-во ФАН, 1962.

13. Данилин, Б. С. Ионное травление микроструктур / Б. С. Данилин, В. Ю. Киреев. – М. : Совет. радио, 1979. – 104 с.

14. Груздев, В. А. Моделирование температурного поля в поверхностном слое при импульсном электронно-лучевом воздействии / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, Д. Г. Руголь // Инженерно-физический журнал. – 2007. – № 2. – С. 134–142.

15. Патент BY 23743, МПК H 01J 37/30. Плазменный источник электронно-ионных пучков / Антонович Д. А, Груздев В. А., Залесский В. Г., Солдатенко П. Н., Голубев Ю. П. // Афіцыйны бюлетэнь Нац. цэнтра інтэлектуал. уласнасці. – 2022. – № 3 (146). – С. 65.

16. Antonovich, D. A. Features of Electron Optical Systems with the Plasma Emitter Based on Stationary Double Electric Layers in the Plasma / D. A. Antonovich, V. A. Gruzdev, V. G. Zalesski // Russian Physics Journal. – 2021. – Vol. 63, nr 10, February. – P. 1713–1720.

17. Антонович, Д. А. Электронно-ионный источник для реализации комбинированного воздействия на поверхность / Д. А. Антонович, В. А. Груздев, В. Г. Залесский // Вестник Полоцкого государственного университета. Серия С. Фундаментальные науки. – 2014. – № 4. – С. 119–124.

REFERENCES

1. Kreindel’, Yu. E. Plazmennye istochniki elektronov / Yu. E. Kreindel’. – M. : Atomizdat, 1977. – 144 s.

2. Istochniki elektronov s plazmennym emitterom / Yu. E. Kreindel’ [i dr.]. – Novosibirsk : Nauka, 1983. – 120 s.

3. Fizika i tekhnologiya plazmennykh emissionnykh sistem / pod obshch. red. V. T. Barchenko. – SPb. : Izd-vo Sankt-Peterb. gos. elektrotekhn. un-ta «LETI», 2014. – 286 s.

4. Plazmennye protsessy v tekhnologicheskikh elektronnykh pushkakh / M. A. Zav’yalov [i dr.]. – M. : Energoatomizdat, 1989. – 256 s.

5. Novikov, A. A. Istochniki elektronov vysokovol’tnogo tleyushchego razryada s anodnoi plazmoi / A. A. Novikov. – M. : Energoatomizdat, 1983. – 96 s.

6. Oks, E. M. Istochniki elektronov s plazmennym katodom / E. M. Oks. – Tomsk : NTL, 2005. – 216 s.

7. Ionno-plazmennye tekhnologii v elektronnom proizvodstve : monogr. / V. T. Barchenko, Yu. A. Bystrov, E. A. Kolgin ; pod red. Yu. A. Bystrova. – SPb. : Energoatomizdat, 2001. – 331 s.

8. Vendik, O. G. Korpuskulyarno-fotonnaya tekhnologiya / O. G. Vendik, Yu. N. Gorin, V. F. Popov. – M. : Vyssh. shk., 1984. – 240 s.

9. Rykalin, M. M. Osnovy elektronno-luchevoi obrabotki materialov / M. M. Rykalin, I. V. Zuev, A. A. Uglov. – M. : Mashinostroenie, 1978. – 239 s.

10. Gabovich, M. D. Fizika i tekhnika plazmennykh istochnikov ionov / M. D. Gabovich. – M. : Atomizdat, 1972. – 304 s.

11. Braun, Ya. Fizika i tekhnologiya istochnikov ionov / Ya. Braun. – M. : Mir, 1998. – 495 s.

12. Romanov, V. S. Prokhozhdenie zaryazhennykh chastits cherez veshchestvo / V. S. Romanov, S. V. Starodubtsev. – Tashkent : Izd-vo FAN, 1962.

13. Danilin, B. S. Ionnoe travlenie mikrostruktur / B. S. Danilin, V. Yu. Kireev. – M. : Sovet. radio, 1979. – 104 s.

14. Gruzdev, V. A. Modelirovanie temperaturnogo polya v poverkhnostnom sloe pri impul’snom elektronno-luchevom vozdeistvii / V. A. Gruzdev, V. G. Zalesskii, D. G. Rugol’ // Inzhenerno-fizicheskii zhurnal. – 2007. – № 2. – S. 134–142.

15. Patent BY 23743, MPK H 01J 37/30. Plazmennyi istochnik elektronno-ionnykh puchkov / Antonovich D. A, Gruzdev V. A., Zalesskii V. G., Soldatenko P. N., Golubev Yu. P. // Afitsyiny byuleten’ Nats. tsehntra intelektual. ulasnastsi. – 2022. – № 3 (146). – S. 65.

16. Antonovich, D. A. Features of Electron Optical Systems with the Plasma Emitter Based on Stationary Double Electric Layers in the Plasma / D. A. Antonovich, V. A. Gruzdev, V. G. Zalesski // Russian Physics Journal. – 2021. – Vol. 63, nr 10, February. – P. 1713–1720.

17. Antonovich, D. A. Elektronno-ionnyi istochnik dlya realizatsii kombinirovannogo vozdeistviya na poverkhnost’ / D. A. Antonovich, V. A. Gruzdev, V. G. Zalesskii // Vestnik Polotskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya S. Fundamental’nye nauki. – 2014. – № 4. – S. 119–124.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 04.03.2025