УДК 539.412

КИЛЬВАТЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ – ОСНОВНОЙ МЕХАНИЗМ РАСПЫЛЕНИЯ АТОМОВ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

© 2021 г. Н. П. Калашников^{1,*}

¹ *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409, Россия*

**e-mail: kalash@mephi.ru*

Поступила в редакцию 22.01.2021 г.

После доработки 23.01.2022 г.

Принята к публикации 25.01.2022 г.

Рассматривается процесс распыления атомов металла при коронном разряде на поверхности серебра. При движении электрона в среде с некоторой скоростью, экранирование заряда происходит с запаздыванием в пространстве и во времени, что приводит к возникновению кильватерного потенциала. Возбужденные колебания кильватерного заряда приводят к появлению дополнительных сил. Потери энергии движущейся частицей на единице пути определяются работой, производимой силой торможения, которая действует на частицу со стороны создаваемого ею в среде кильватерного потенциала. В работе рассматривается воздействие кильватерного потенциала на ионы (атомы) матрицы решетки. Используется известное выражение для кильватерного потенциала, возбуждаемого заряженной частицей, движущейся с энергией, большей энергии Ферми. Получено выражение для сечения распыления атомов металла под действием кильватерного потенциала, возбужденного электронным пучком. Показано, что результат распыления не зависит от знака заряда падающей частицы (электрона или иона). Оценивается величина коэффициента распыления при коронном разряде на поверхности серебра.

Ключевые слова: коронный разряд, наночастицы, металлическая поверхность, неупругое рассеяние, кильватерный потенциал

DOI: 10.56304/S2304487X21060043

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, связанные с электрическими разрядами [1], находят свое применение в современных технологиях, поскольку благодаря им можно создавать наноразмерные элементы. В то же время, поскольку возникает необходимость создавать элементы еще меньшего размера, приходится применять и коронный разряд, так как в этом случае можно получить элементы в единицы и доли нанометров [2–4]. При протекании коронного разряда атомы и молекулы вещества, из которого изготовлены электроды, оказываются в газовой среде. На существование такого испарения указывает появление на месте соприкосновения шнура плазмы с поверхностью электрода соответствующего углубления [5]. В [5] отмечается, что причиной распыления является кинетическая энергия бомбардирующих частиц. При этом рассматриваются три механизма:

- 1) линейные каскады атомных столкновений;
- 2) прямое выбивания атомов мишени падающими частицами;
- 3) термические пики.

Однако механизм перехода вещества из конденсированного состояния в газовое остается неясным. Если предположить, что происходит классическое испарение из-за нагревания локальной области контакта плазмы с твердой поверхностью, то из-за теплопроводности эта локальная область не сможет достигнуть необходимой для испарения температуры [2–5].

В данной статье предложена теоретическая модель распыления металла. Показано, что причиной аномальной эмиссии атомов могут являться взаимодействия атомов плоской поверхности металла с кильватерным потенциалом [6], возбуждаемым падающими электронами коронного разряда.

2. РАСПЫЛЕНИЕ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ КИЛЬВАТЕРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ, ВОЗБУЖДЕННЫМ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Пролетающая через вещество быстрая заряженная частица поляризует молекулы вещества,

создавая в каждой из них переменный дипольный момент. Так возникают поляризационные токи внутри вещества. Возбуждение вещества быстрой заряженной частицей происходит за счет кинетической энергии падающей частицы. Если частоты возбуждений порядка или меньше оптических частот, то такие возбуждения длинноволновые и могут рассматриваться в макроскопической электродинамике [7]. Основную роль при этом играют медленно затухающие со временем, т.е. **долгоживущие** возбуждения.

В однородной и изотропной среде возможно существование поперечных электромагнитных волн, волновой вектор $\mathbf{k}$ которых удовлетворяет дисперсионному уравнению

$$k^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon^{\text{tr}}(\mathbf{k}, \omega) = 0, \quad (1)$$

и продольных электромагнитных волн, волновой вектор которых определяется уравнением

$$\epsilon^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega) = 0. \quad (2)$$

Обращение в нуль диэлектрической проницаемости является условием существования продольных электромагнитных волн, т.е. колебания кильватерного заряда [6] возникают в результате возбуждения продольных электромагнитных волн движущимся зарядом.

В случае электрона, движущегося с некоторой скоростью в среде, экранирование заряда происходит с запаздыванием в пространстве и во времени, что приводит к возникновению кильватерного потенциала [6]. Колебания кильватерной плотности заряда создают соответствующий этой плотности заряда кильватерный потенциал. Уравнение для Фурье-образа кильватерного потенциала имеет вид:

$$\Delta\phi_{\omega}(\mathbf{r}, \omega) = -4\pi\rho_{\omega}(\mathbf{r}, \omega), \quad (3)$$

так как частоты колебаний соответствуют нулям $\epsilon^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega)$.

Созданное колебаниями кильватерного заряда поле действует на внешнюю частицу **и на ионы вещества**. Рассмотрим колебания кильватерного заряда, соответствующие паре нулей $\epsilon(\omega)$, чтобы определить связанную с этим механизмом силу торможения. Для широкого класса твердых тел возможно существование коллективных колебаний электронов вещества – плазмонов, частота которых соответствует обращению в нуль диэлектрической проницаемости

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega + i\gamma_p)^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m}. \quad (4)$$

(Для металлов величина n_e соответствует числу электронов проводимости в единице объема.)

Величина $\rho(\mathbf{r}, t)$ представляет **дополнительную** переменную плотность заряда, образующуюся в веществе в результате заданного движения в веществе зарядов

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{Ze\omega_p}{v} \sin\left\{\omega_p\left(t - \frac{z}{v}\right)\right\} \exp\left\{-\gamma_p\left(t - \frac{z}{v}\right)\right\} \times \delta(\rho)\theta(vt - z). \quad (5)$$

Таким образом, возбужденные полем внешних, не входящих в состав вещества частиц (падающего электрона или иона), колебания кильватерного заряда приводят к появлению дополнительных сил. В частности, на падающую свободную частицу с зарядом Z_1e в точке $\mathbf{vt}$ в момент времени t со стороны кильватерного заряда, созданного той же самой частицей, действует сила $\mathbf{F}(t) = -Z_1e\text{grad}\phi(\mathbf{vt}, t)$.

Потери энергии движущейся частицей на единице пути определяются работой, производимой силой торможения, которая действует на частицу со стороны создаваемого ею в среде электромагнитного поля (кильватерного потенциала) [7, 8]

$$\frac{dE}{dz} = \frac{\mathbf{v}\mathbf{F}}{v} = \frac{Z_1e}{v}(\mathbf{v}\mathbf{E}) = -\frac{Z_1^2 e^2 4\pi n_e}{mv^2} \ln\left(\frac{vq_{\text{max}}}{\omega_p}\right). \quad (6)$$

Итак, в случае электрона (иона), движущегося с некоторой скоростью в среде, экранирование заряда происходит с запаздыванием в пространстве и во времени, что приводит к возникновению “кильватерного потенциала”. Рассмотрим теперь воздействие кильватерного потенциала на ионы (атомы) матрицы решетки. Для электрона (иона), движущегося в металле, экранирование и кильватерный эффект [8] хорошо описываются возбуждением виртуальных плазмонов [6].

Нойфелд и Ричи [9] получили выражение для кильватерного потенциала для заряженной частицы, движущейся с энергией, большей энергии Ферми:

$$\phi = -\frac{2Z_1e}{v}\omega_p \sin\left(\frac{\omega_p}{v}z\right) K_0\left(\rho\frac{\omega_p}{v}\right), \quad (7)$$

где $K_0\left(\rho\frac{\omega_p}{v}\right)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода, z и ρ – продольная и поперечная координаты.

Потенциальную энергию взаимодействия иона решетки с зарядом Z_2e можно записать в виде

$$U(\rho, z) = Z_2e\phi = -\frac{2Z_1Z_2e^2}{v}\omega_p \sin\left(\frac{\omega_p}{v}z\right) K_0\left(\rho\frac{\omega_p}{v}\right). \quad (8)$$

Вагер и Джемелл [10] предложили следующую формулу для кильватерного потенциала:

$$\varphi(\rho, z - \omega t) = -\frac{Z_1 e \omega_p}{v} \int_0^\infty \sin\left(\frac{\omega_p}{v} \xi\right) \times \quad (9)$$

$$\times [\rho^2 + (\hbar/mv)^2 + (\xi + z - vt)^2]^{-1/2} d\xi.$$

В работе [11] была предложена формула для кильватерного потенциала, записанная через диэлектрическую проницаемость:

$$\varphi = -\frac{Z_1 e}{\pi v} \int_0^\infty \xi d\xi J_0(\xi \rho) \times \quad (10)$$

$$\times \int_{-\infty}^\infty d\omega \exp\left(\frac{i\omega(z - vt)}{v}\right) \frac{1}{k^2} \frac{1}{\varepsilon(k, \omega)},$$

где $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ и $k^2 = \xi^2 + \frac{\omega^2}{v^2}$.

Из выражения (10) может быть получена формула Нойфелда и Ричи (7). Если $\frac{1}{\varepsilon(k, \omega)} = i\pi\delta(\varepsilon(k, \omega))$ [7] и диэлектрическую проницаемость записать в виде:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + 2i\gamma_p(\omega)), \quad (11)$$

то интегрирование по $d\omega$ дает выражение

$$\varphi = -\frac{Z_1 e}{2v} i \int_0^\infty \xi d\xi J_0(\xi \rho) \omega_p \exp\left(\frac{i\omega_p(z - vt)}{v}\right) \times \quad (12)$$

$$\times \frac{1}{\xi^2 + \omega_p^2/v^2} = -\frac{Z_1 e}{2v} \omega_p K_0\left(\frac{\omega_p}{v} \rho\right) \times$$

$$\times \sin\left(\frac{\omega_p(z - vt)}{v}\right) \theta(vt - z),$$

которое совпадает с результатом Нойфелда и Ричи (7).

Вероятность перехода в единицу времени (в единице объема) в первом приближении теории возмущений [12]

$$dP_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Phi_f^* | W | \Phi_i \rangle|^2 \frac{mk_f d\Omega}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (13)$$

где матричный элемент определяется интегралом

$$\langle \Phi_f^* | W | \Phi_i \rangle = \int \varphi_f^*(\xi) W(\mathbf{r}, \xi) \varphi_i(\xi) d\xi \exp(i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r},$$

где $W(\mathbf{r}, \xi) = -\text{Im} \frac{Z_1 e}{2v} \omega_p K_0\left(\frac{\omega_p}{v} \rho\right) \exp\left(\frac{\omega_p(z - v\xi)}{v}\right) -$ оператор взаимодействия (8), $\varphi_f(\xi) u \varphi_i(\xi)$ – волновые функции конечного и начального состояний иона в решетке.

Интеграл по $d\xi$ имеет вид

$$\int_0^\infty \exp\left(i\varepsilon_b \xi + i \frac{p_i^2}{2m} \xi\right) \exp\left(-i\omega_p \xi - i \frac{p_f^2}{2m} \xi\right) = \quad (14)$$

$$= 1/2\delta\left(\omega_p + \frac{p_f^2}{2m} - \varepsilon_b + \frac{p_i^2}{2m}\right),$$

где ε_b – энергия связи иона в решетке материала.

Эффективное сечение (упругого и неупругого) рассеяния в первом борновском приближении может быть записано в следующем виде:

$$d\sigma_{fi}^{(Bohr)} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{p_f}{p_i} |\langle \Phi_f^* | W | \Phi_i \rangle|^2 d\Omega^2, \quad (15)$$

где $p_f = \sqrt{p_i^2 + 2m(\omega_p - \varepsilon_b)}$.

При вычислении полного сечения воспользуемся квазиклассическим выражением для оптической теоремы [13]:

$$\sigma = 4\pi \int_0^\infty \rho d\rho \left\{ 1 - \cos\left[\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^\infty U(\sqrt{\rho^2 + z^2}) dz\right] \right\} \approx$$

$$\approx 2\pi \int_0^\infty \rho d\rho \frac{1}{(\hbar v)^2} \left[\int_{-\infty}^\infty U(\sqrt{\rho^2 + z^2}) dz \right]^2. \quad (16)$$

Используя для потенциала взаимодействия выражение (8)

$$U(\rho, z) = Z_2 e \varphi = -\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{v} \omega_p \sin\left(\frac{\omega_p}{v} z\right) K_0\left(\rho \frac{\omega_p}{v}\right),$$

после введения безразмерных переменных интегрирования получаем:

$$\sigma \approx \frac{\pi}{2(\hbar\omega_p)^2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 \int_0^\infty x dx \left(\int_0^\infty K_0(\sqrt{x^2 + \xi^2}) \sin \xi d\xi \right)^2. \quad (17)$$

Таким образом, с точностью до численного множителя полное сечение пропорционально:

$$\sigma \sim \frac{1}{(\hbar\omega_p)^2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 \theta(\hbar\omega_p - \varepsilon_b). \quad (18)$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, число столкновений dN в объеме мишени с выбиванием иона d , в течение времени dt равно:

$$dN = n_1 S v_1 dt n_2 \sigma L = dN_2. \quad (19)$$

Учитывая, что $dN_1 = n_1 S v_1 dt$, можно получить выражение для коэффициента распыления

$$Y = \frac{1}{(\hbar\omega_p)^2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 n_2 L. \quad (20)$$

Следовательно, (20) определяет число “испарившихся” атомов. Как нетрудно видеть, на каждые 10^2 – 10^3 налетающих заряженных частиц приходится примерно один вылетающий атом [4].

Таким образом, предложенная модель адекватно описывает представленные в работе [4] экспериментальные результаты.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Программы “ПРИОРИТЕТ-2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Megyeria D., Kohuta A., Geretovszky Z.* Effect of flow geometry on the nanoparticle output of a spark discharge generator // *J. of Aerosol Science*, 2021. V. 154. P. 105758.
2. *Niedbalski J.* High-voltage multichannel rail gap switch triggered by corona discharges // *Review of scientific Instruments*, 2003. V. 74. Issue 7. P. 3520.
3. *Ming-Wei Li, Zheng Hu, Xi-Zhang Wang et al.* Synthesis of carbon nanowires using dc pulsed corona discharge plasma reaction // *Journal of Materials Science*, 2004. V. 39. Issue 1. P. 283–284.
4. *Загайнов В.А., Максименко В.В., Калашников Н.П., Аграновский И.Е., Чаусов В.Д., Загайнов Д.К.* Образование частиц в зоне коронного разряда / Тезисы докладов. L Международная Тулиновская конференция по взаимодействию заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд. МГУ им. М.В. Ломоносова. “Университетская книга”, 2021.
5. *Курнаев В.А., Протасов Ю.С., Цветков И.В.* Введение в пучковую электронику. М.: МИФИ, 2008. 452 с.
6. *Оцуки Е.Х.* Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 280 с.
7. *Рязанов М.И.* Введение в электродинамику конденсированного вещества. М.: Физматлит, 2002. 320 с.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. М.: Наука. ГРФМЛ, 1992. 664 с.
9. *Neufeld J., Ritchie R.H.* Passage of Charged Particles through Plasma // *Physical Rev.*, 1979. V. 98. P. 1632.
10. *Vager Z., Gemmel D.S.* Polarization Induced in a Solid by the Passage of Fast Charged Particles // *Physical Rev. Lett.*, 1976. V. 37. P. 1352.
11. *Ritchie R., Brandt W., Echenique P.M.* Wake potential of swift ions in solids // *Physical Rev. B*, 1976. V. 14. P. 4808.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т. III. М.: Наука. ГРФМЛ, 1989. 768 с.
13. *Kalashnikov N.* Coherent Interactions of Charged Particles in Single Crystals. Scattering and Radiative Processes in Single Crystals. Harwood Academic Publishers, 1988. 328 p.

Vestnik Nacional'nogo Issledovatel'skogo Yadernogo Universiteta “МИФИ”, 2021, vol. 10, no. 6, pp. 488–492

Wake Potential as the Main Mechanism for Sputtering Atoms of the Metal Surface by an Electron Beam

N. P. Kalashnikov^{a, #}

^a National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

[#]e-mail: kalash@mephi.ru

Received January 22, 2022; revised January 23, 2022; accepted January 25, 2022

Abstract—The sputtering of metal atoms in a corona discharge on the surface of silver is considered. When an electron moves in a medium, charge screening occurs with a delay in space and time, which leads to the emergence of a wake potential. The excited oscillations of the wake charge lead to the appearance of additional forces. The energy loss of the moving particle per unit path length is determined by the work produced by the deceleration force that is induced by the wake potential and acts on the particle in the medium. The effect of the wake potential on the ions (atoms) of the lattice matrix is analyzed. A well-known expression is used for the wake potential excited by a charged particle moving with an energy exceeding the Fermi energy. An expression for the sputtering cross section of metal atoms under the action of the wake potential excited by the electron beam is obtained. It is shown that the result of sputtering does not depend on the charge sign of the incident particle (electron or ion). The sputtering coefficient for the corona discharge on the silver surface is estimated.

Keywords: corona discharge, nanoparticles, metal surface, inelastic scattering, wake potential

DOI: 10.1134/S2304487X21060043

REFERENCES

1. Megyeria D., Kohuta A, Geretovszky Z. Effect of flow geometry on the nanoparticle output of a spark discharge generator. *J. of Aerosol Science*, 2021, vol. 154, pp. 105758.
2. Niedbalski J. High-voltage multichannel rail gap switch triggered by corona discharges. *Review of scientific Instruments*, 2003, vol. 74, Issue 7, pp. 3520.
3. Ming-Wei Li, Zheng Hu, Xi-Zhang Wang et. al. Synthesis of carbon nanowires using dc pulsed corona discharge plasma reaction. *Journal of Materials Science*, 2004, vol. 39, Issue 1, pp. 283–284.
4. Zagajnov V.A., Maksimenko V.V., Kalashnikov N.P., Agranovskij I.E., CHausov V.D., Zagajnov D.K. [Particle formation in the corona discharge zone]. *Tezisy докладov. L Mezhdunarodnaya Tulinovskaya konferenciya po vzaimodejstviyu zaryazhennyh chastic s kristallami*. [Abstracts of reports. L International Tulinov conference on the interaction of charged particles with crystals]. Moscow, Izd. MGU im. M.V. Lomonosova. “Universitetskaya kniga” Publ., 2021.
5. Kurnaev V.A., Protasov YU.S., Cvetkov I.V. *Vvedenie v puchkovuyu elektroniku*. [Introduction to beam electronics]. Moscow, MIFI Publ., 2008. 452 p.
6. Ocuki E.H. *Vzaimodejstvie zaryazhennyh chastic s tverdymi telami*. [Interaction of charged particles with solids]. Moscow, Mir Publ., 1985. 280 p.
7. Ryazanov M.I. *Vvedenie v elektrodinamiku kondensirovannogo veshchestva* [Introduction to the electrodynamics of condensed matter]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2002, 320 p.
8. Landau L.D., Lifshic E.M. *Elektrodinamika sploshnyh sred, T. VIII* [Electrodynamics of continuous media, vol. VIII]. Moscow, Nauka. GRFML Publ., 1992. 664 p.
9. Neufeld J., Ritchie R.H. Passage of Charged Particles through Plasma. *Physical Rev.*, 1979, vol. 98, pp. 1632.
10. Vager Z., Gemmel D.S. Polarization Induced in a Solid by the Passage of Fast Charged Particles. *Physical Rev. Lett.*, 1976, vol. 37, pp. 1352.
11. Ritchie R., Brandt W., Echenique P.M. Wake potential of swift ions in solids. *Physical Rev. B*, 1976, vol. 14, pp. 4808.
12. Landau L.D., Lifshic E.M. *Kvantovaya mekhanika. Nerelyativistskaya teoriya. T. III* [Quantum mechanics. nonrelativistic theory. vol. III]. Moscow, Nauka. GRFML Publ., 1989. 768 p.
13. Kalashnikov N. *Coherent Interactions of Charged Particles in Single Crystals. Scattering and Radiative Processes in Single Crystals*. Harwood Academic Publishers, 1988, 328 p.