ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2023, № 4, с. 97–100

УДК 539.412

КИЛЬВАТЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ – МЕХАНИЗМ РАСПЫЛЕНИЯ АТОМОВ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2023 г. Н. П. Калашников[a], *

[a]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия

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

Поступила в редакцию 19.06.2022 г.
После доработки 22.09.2022 г.
Принята к публикации 22.09.2022 г.

Теоретически рассмотрен процесс распыления атомов металла при коронном разряде. 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. Действие кильватерного потенциала на падающую заряженную частицу приводит к ее торможению, т.е. потерям энергии движущейся частицей. В работе рассмотрено воздействие кильватерного потенциала также на ионы (атомы) матрицы решетки. Использовано известное выражение для кильватерного потенциала, возбуждаемого заряженной частицей, движущейся с энергией, большей энергии Ферми электронов среды. Получено выражение для сечения распыления атомов металла под действием кильватерного потенциала, возбужденного электронным пучком. Показано, что результат распыления не зависит от знака заряда и массы падающей частицы (электрона или иона).

Ключевые слова: коронный разряд, наночастицы, металлическая поверхность, неупругое рассеяние, поляризационные потери энергии, кильватерный потенциал.

DOI: 10.31857/S102809602304009X, **EDN:** KEHKHX

ВВЕДЕНИЕ

Процессы, связанные с электрическими разрядами [1], находят свое применение в современных технологиях, поскольку позволяют создавать наноразмерные элементы. В случае коронного разряда удается получать частицы с размерами от долей до нескольких нм [2–6].

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 [7–10].

В статье предложена теоретическая модель распыления металла. Показано, что причиной аномальной эмиссии атомов может являться взаимодействие атомов (ионов) металла с кильватерным потенциалом [11], возбуждаемым падающими электронами коронного разряда.

КИЛЬВАТЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ, ВОЗБУЖДЕННЫЙ ДВИЖУЩИМИСЯ В ВЕЩЕСТВЕ ЭЛЕКТРОНАМИ

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 [12, 13]. Основную роль в этом процессе играют медленно затухающие со временем, т.е. долгоживущие возбуждения.

В однородной и изотропной среде возможно существование поперечных электромагнитных волн, волновой вектор **k** которых удовлетворяет дисперсионному уравнению

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon^{\mathrm{tr}}(\mathbf{k},\omega), \tag{1}$$

и продольных электромагнитных волн, волновой вектор которых определяется уравнением

$$\varepsilon^{l}(\mathbf{k},\omega) = 0. \tag{2}$$

Обращение в 0 диэлектрической проницаемости является условием существования продольных электромагнитных волн, т.е. колебания кильватерного заряда [11] 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 [11]. Колебания кильватерной плотности заряда создают соответствующий этой плотности заряда кильватерный потенциал. Уравнение для Фурье-образа кильватерного потенциала имеет вид [12]:

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

так как частоты колебаний соответствуют нулям $\varepsilon^l(\mathbf{k},\omega)$ (2).

Созданное колебаниями кильватерного заряда поле действует на пролетающую частицу и на ионы вещества. Рассмотрим колебания кильватерного заряда, соответствующие паре нулей диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ (1)–(2), 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:

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

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 зарядов в веществе:

$$\rho(\boldsymbol{\rho}, z, t) = \frac{Ze\omega_p}{v}\sin\{\omega_p(t - z/v)\}\times \\ \times \exp\{-\gamma_p(t - z/v)\}\delta(\boldsymbol{\rho})\theta(vt - z). \tag{5}$$

Таким образом, возбужденные полем внешних, не входящих в состав вещества частиц (падающего электрона или иона), колебания кильватерного заряда приводят к появлению дополнительных сил.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ВЕЩЕСТВЕ

Быстро движущаяся (со скоростью, большей скорости Ферми электронов среды) частица создает колебания плотности кильватерного заряда, т.е. поле кильватерного заряда действует на частицу. Это один из механизмов торможения быстрых частиц в веществе [8]. Для электрона (иона), движущегося в металле, экранирование и кильватерный эффект [12–14] хорошо описываются возбуждением виртуальных плазмонов [11]. Нойфелд и Ричи [15] получили выражение для кильватерного потенциала для заряженной частицы, движущейся с энергией, большей энергии Ферми:

$$\varphi = -\frac{2Z_1e}{v}\omega_p\sin\left(\frac{\omega_p}{v}z\right)K_0\left(\rho\frac{\omega_p}{v}\right), \tag{6}$$

где $K_0\left(\rho\frac{\omega_p}{v}\right)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода, z и ρ – продольная и поперечная координаты соответственно. Потенциальную энергию взаимодействия иона решетки с зарядом Z_2e можно записать в виде

$$U(\rho, z) = Z_2e\varphi = -\frac{2Z_1Z_2e^2}{v}\omega_p\sin\left(\frac{\omega_p}{v}z\right)K_0\left(\rho\frac{\omega_p}{v}\right). \tag{7}$$

Вагер и Джеммел [16] предложили следующую формулу для кильватерного потенциала:

$$\varphi(\rho, z - \omega t) = -\frac{Z_1e\omega_p}{v}\int_0^\infty \sin\left(\frac{\omega_p}{v}\xi\right)\times \\ \times\left[\rho^2 + (\hbar/mv)^2 + (\xi + z - vt)^2\right]^{-1/2}d\xi. \tag{8}$$

В работе [17] было предложено выражение для кильватерного потенциала, записанное через диэлектрическую проницаемость:

$$\varphi = -\frac{Z_1e}{\pi v}\int_0^\infty \xi\, d\xi J_0(\xi\rho)\int_{-\infty}^\infty d\omega\times \\ \times\exp\left(\frac{i\omega(z - vt)}{v}\right)\frac{1}{k^2}\frac{1}{\varepsilon(k,\omega)}, \tag{9}$$

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

Из выражения (9) может быть получена формула Нойфелда и Ричи (7). Если $\frac{1}{\varepsilon(k,\omega)} = i\pi\delta(\varepsilon(k,\omega))$ [12] и диэлектрическая проницаемость имеет вид (4), то интегрирование по $d\omega$ дает выражение:

$$\varphi = -\frac{Z_1e}{2v}i\int_0^\infty \xi d\xi J_0(\xi\rho)\omega_p\times \\ \times\exp\left(\frac{i\omega_p(z - vt)}{v}\right)\frac{1}{\xi^2 + \omega_p^2/v^2} = \\ = -\frac{Z_1e}{2v}\omega_pK_0\left(\frac{\omega_p}{v}\rho\right)\sin\left(\frac{\omega_p(z - vt)}{v}\right)\theta(vt - z), \tag{10}$$

которое совпадает с результатом Нойфелда и Ричи (7).

В частности, на падающую свободную частицу с зарядом Z_1e в точке $\mathbf{v}t$ в момент времени t со стороны кильватерного заряда, созданного той же самой частицей, действует сила $\mathbf{F}(t) = -Z_1 e \operatorname{grad} \varphi(\mathbf{v}t, t)$, где $\varphi(\mathbf{v}t, t)$ имеет вид:

$$\varphi_k(\mathbf{v}t, t) = \int d^3q \int d\omega \varphi_k(\mathbf{q}, \omega) \exp(i(\mathbf{qv} - \omega)t). \quad (11)$$

Фурье-компонента кильватерного потенциала $\varphi_k(\mathbf{q}, \omega)$ связана с фурье-компонентой кильватерного заряда $\rho_k(\mathbf{q}, \omega)$ соотношением

$$\left(q - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(q, \omega)\right)\varphi_k(\mathbf{q}, \omega) = \\ = 4\pi\rho_k(\mathbf{q}, \omega) = 4\pi\rho(\mathbf{q}, \omega)\left\{\frac{1}{\varepsilon(q, \omega)} - 1\right\}. \quad (12)$$

В частности, для равномерно движущегося со скоростью $\mathbf{v}$ заряда Ze фурье-образ плотности кильватерного заряда имеет вид:

$$\rho_k(\mathbf{q}, \omega) = \frac{Ze}{(2\pi)^3}\delta(\omega - \mathbf{qv})\left\{\frac{1}{\varepsilon(q, \omega)} - 1\right\}. \quad (13)$$

Таким образом, потери энергии движущейся частицей на единице пути определяются работой, производимой силой торможения $\mathbf{F} = e\mathbf{E}_k$, которая действует на частицу со стороны создаваемого ею в среде электромагнитного поля (кильватерного потенциала) [12, 13]:

$$\frac{dE}{dz} = \frac{\mathbf{vF}}{v} = \frac{Z_1 e}{v}(e\mathbf{E}_k) = -\frac{Z_1^2 e^2 4\pi n_e}{mv^2}\ln\left(\frac{vq_{\max}}{\omega_p}\right) = \\ = -\frac{Z_1^2 e^2 2\pi n_e}{E}\ln\left(\frac{vq_{\max}}{\omega_p}\right). \quad (14)$$

Следует подчеркнуть, что потеря энергии зарядом на поляризацию среды не зависит от знака заряда и обратно пропорциональна его энергии.

РАСПЫЛЕНИЕ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ КИЛЬВАТЕРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Рассмотрим теперь воздействие кильватерного потенциала на ионы (атомы) матрицы решетки. Для электрона (иона), движущегося в металле, экранирование и кильватерный эффект [13] хорошо описываются выражением (9). Для иона (атома) вещества мишени вероятность перехода в единицу времени (в единице объема) в первом приближении теории возмущений [18]:

$$dP_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\left\langle \Phi_f^* \middle| W \middle| \Phi_i \right\rangle\right|^2 \frac{mk_f d\Omega}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (15)$$

где матричный элемент определяется интегралом

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

Здесь $W(\mathbf{r}, \xi) = -\operatorname{Im}\frac{Z_1 e}{2v}\omega_p K_0\left(\frac{\omega_p}{v}\rho\right)\left(\frac{\omega_p(z - v\xi)}{v}\right)$ – оператор взаимодействия (7); $\varphi_f(\xi)$ и $\varphi_i(\xi)$ – волновые функции конечного и начального состояний иона в решетке. Интеграл по $d\xi$ имеет вид:

$$\int_0^\infty \exp\left(i\varepsilon_b\xi + i\frac{p_i^2}{2m}\xi\right)\exp\left(-i\omega_p\xi - i\frac{p_f^2}{2m}\xi\right) = \\ = 1/2\,\delta\left(\omega_p + \frac{p_f^2}{2m} - \varepsilon_b + \frac{p_i^2}{2m}\right), \quad (16)$$

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 [19]:

$$d\sigma_{fi}^{(\mathrm{Bohr})} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{p_f}{p_i}\left|\left\langle \Phi_f^* \middle| W \middle| \Phi_i \right\rangle\right|^2 d\Omega, \quad (17)$$

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

При вычислении полного сечения воспользуемся квазиклассическим выражением для оптической теоремы [20]:

$$\sigma_{\mathrm{tot}} = 4\pi\int_0^\infty \rho d\rho\left\{1 - \cos\left[\frac{1}{\hbar v}\int_{-\infty}^\infty U(\sqrt{\rho^2 + z^2})dz\right]\right\} \approx \\ \approx 2\pi\int_0^\infty \rho d\rho\frac{1}{(\hbar v)^2}\left[\int_{-\infty}^\infty U(\sqrt{\rho^2 + z^2})dz\right]^2. \quad (18)$$

Используя для потенциала взаимодействия выражение (7):

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

после введения безразмерных переменных интегрирования, получаем:

$$\sigma_{\mathrm{tot}} \approx \frac{\pi}{2}\frac{1}{(\hbar\omega_p)^2}Z_1^2 Z_2^2 e^4 \times \\ \times \int_0^\infty xdx\left(\int_0^\infty K_0(\sqrt{x^2 + \xi^2})\sin\xi d\xi\right)^2. \quad (19)$$

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

$$\sigma_{\mathrm{tot}} \sim \frac{1}{(\hbar\omega_p)^2}Z_1^2 Z_2^2 e^4 \theta(\hbar\omega_p - \varepsilon_b). \quad (20)$$

Из полученного выражения следует, что результат распыления не зависит от знака заряда и массы падающей частицы (электрона или иона).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Программы стратегического академического лидерства “ПРИОРИТЕТ-2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Megyeria D., Kohuta A, Geretovszky Z.* // J. Aerosol Sci. 2021. V. 154. P. 105758.
2. *Загайнов В.А, Максименко В.В., Калашников Н.П., Аграновский И.Е., Чаусов В.Д., Загайнов Д.К.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2022. № 7. С. 27.
3. *Niedbalski J.* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. Iss. 7. P. 3520.
4. *Li M.-W., Hu Zh., Wang X.-Zh. et al.* // J. Mater. Sci. 2004. V. 39. Iss. 1. P. 283.
5. *Warburg E.* // Ueber die Spitzenentladung Wied. Ann. 1899. V. 67. P. 69.
6. *Chang J.-Sh., Lawless P.A., Yamamoto T.* // IEEE Transactions Plasma Sci. 1991. V. 19. № 6.
7. *Вартанян Т.А.* Основы физики металлических наноструктур. СПб: НИУ ИТМО, 2013. 133 с.
8. *Курнаев В.А., Протасов Ю.С., Цветков И.В.* Введение в пучковую электронику. М.: МИФИ, 2008. 452 с.
9. *Goldman M., Goldman A., Sigmond R.S.* // Pure Appl. Chem. 1985. V. 57. № 9. P. 1353.
10. *Petrov A.A., Amirov R.H., Samoylov I.S.* // IEEE Transactions Plasma Sci. 2009. V. 37. № 7.
11. *Оцуки Е.-Х.* Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 280 с.
12. *Рязанов М.И.* Введение в электродинамику конденсированного вещества. М.: Физматлит, 2002. 320 с.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. М.: Наука. ГРФМЛ, 1992. 664 с.
14. *Силин В.П., Рухадзе А.А.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: ГосАтомиздат, 1961. 244 с.
15. *Neufeld J., Ritchie R.H.* // Phys. Rev. 1979. V. 98. P. 1632.
16. *Vager Z., Gemmel D.S.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1352.
17. *Echenique P.M., Ritchie R., Brandt W.* // Physical Rev. B. 1976. V. 14. P. 4808.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т. III. М.: Наука. ГРФМЛ, 1989. 768 с.
19. *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука. ГРФМЛ, 1978. 792 с.
20. *Kalashnikov N.* Coherent Interactions of Charged Particles in Single Crystals. Scattering and Radiative Processes in Single Crystals. Harwood Academic Publishers, 1988. 328 p.

Sputtering of Metal Atoms with the Wake Potential Excited by an Electron Beam

N. P. Kalashnikov[1, *]

[1]*National Research Nuclear University (NRNU MEPhI), Moscow, 115409 Russia*

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

The process of metal atoms sputtering during a corona discharge is considered. When an electron moves in a medium at some velocity, 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 a moving particle per unit path is determined by the work produced of the deceleration force that acts on the particle from the side of the wake potential it creates in the medium. The paper considers the effect of the wake potential on the ions (atoms) sputtering of the lattice matrix. A well-known expression is used for the wake potential excited by a charged particle moving with energy, greater than 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).

Keywords: corona discharge, nanoparticles, metal surface, inelastic scattering, polarizing energy losses, wake potential.