

УДК 538.971

ПРОЯВЛЕНИЕ КВАНТОВЫХ СИЛ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА В АВТО- И ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК

С. И. Берил, А. С. Старчук

(Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко)

E-mail: tdsu@tirastel.md

Получено общее выражение для тока термоэлектронной эмиссии с учетом квантовых сил изображения, для описания которых использована развитая авторами теория электронного полярона на контакте двух сред. Показано, что заметные отклонения полевой зависимости туннельного тока от известных классических результатов будут проявляться в области полей $F > 10^6$ В/см.

Введение

Ток термоэлектронной эмиссии из металла растет с ростом температуры и напряженности электрического поля. Температурная и полевая зависимости эмиссионного тока, полученные на основе распределения Ферми–Дирака для свободных электронов металла и учета классических сил изображения, обусловлены температурной зависимостью функции распределения и полевой зависимостью формы поверхностного барьера [1]. Хорошо известные законы для термоэлектронной эмиссии (Ричардсона–Шоттки) и полевой эмиссии (Фаулера–Нордгейма) получаются из общего выражения для туннельного тока в пределах высоких температур и сильных полей соответственно.

Прецизионные экспериментальные исследования полевой и фотостимулированной полевой эмиссии в МДП-структурах позволили обнаружить расхождение эксперимента и теории в области высоких полей (более 10^6 В/см) [2–4]. По этой причине представляет интерес обобщить теорию [1] на область проявления квантового характера сил изображения.

Электронная эмиссия на контакте металл–диэлектрик

Рассмотрим контакт полубесконечного металла, занимающего полупространство $-\infty < z \leq 0$, с диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ . При наличии внешнего электрического поля F потенциальная энергия электрона в диэлектрике вблизи границы раздела металл–диэлектрик имеет вид

$$V(z) = E_F + \Phi - eFz + U_{ie}(z), \quad z > 0, \quad (1)$$

где E_F — энергия Ферми, отсчитываемая от минимума потенциала, Φ — работа выхода, а $U_{ie}(z)$ — электронная часть квантового потенциала изображения.

Для вычисления эмиссионного тока можно использовать выражение для $U_{ie}(z)$, которое выводится на основе поляронной теории [5–8] и является обобщением теории электронного полярона Тоезавы

[9–10] на случай полуограниченного кристалла и учета пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. С учетом эффектов экранирования это выражение принимает вид

$$U_{ie}(z) = -e^2 \int_0^\infty d\eta e^{-2\eta z} \left(1 - \frac{\eta^2}{2(\eta^2 + k_S^2 + k_F^2)} \right) \times \\ \times \sum_{j=1,2} \frac{\phi_j(\epsilon_j(\eta))}{\Omega_j^2(\eta)(1 + R_{Sj}^2 \eta^2)} - \\ - e^2 \int_0^\infty k_- dk_- \int_0^\infty dk_z (1 + e^{-2k_\perp z} - 2e^{-2k_\perp z} \cos(k_z z)) \times \\ \times (\epsilon_1 - 1) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{k^2}{k^2 + k_S^2 + k_F^2} \right) [\epsilon_1 k^2 (1 + R_V^2 k^2)]^{-1}, \quad (2)$$

где

$$\phi_1(\epsilon_1(\eta)) = \frac{1}{(\epsilon_1(\eta) + 1)^2} \times \\ \times \left[\omega_{pV}(\eta) \sqrt{\frac{\epsilon_1(\eta) - 1}{\epsilon_1(\eta)}} - \omega_p F_1(\Omega_1(\eta)) \right]^2 \times \\ \times \frac{1}{[1 + F_1^2(\Omega_1(\eta))] [1 + R_{S1}^2(\eta) \eta^2]}, \quad (3)$$

$$\phi_2(\epsilon_2(\eta)) = \frac{1}{(\epsilon_2(\eta) + 1)^2} \times \\ \times \left[-\omega_{pV}(\eta) \sqrt{\frac{\epsilon_2(\eta) - 1}{\epsilon_2(\eta)}} F_2(\Omega_2(\eta)) + \omega_p \right]^2 \times \\ \times \frac{1}{[1 + F_2^2(\Omega_2(\eta))] [1 + R_{S2}^2(\eta) \eta^2]}. \quad (4)$$

В формулах (2)–(4) приняты следующие обозначения: $k_S = (\frac{2}{\pi}) k_F$, $k_F = (3\pi^2 N)^{1/3}$ — фермиевский квазиимпульс; $R_{Sj} = (\frac{\hbar}{2m^* \Omega_{Sj}})^{1/2}$, $R_V = (\frac{\hbar}{2m^* \omega_{pV}})^{1/2}$ — радиусы поверхностного и

объемного электронных поляронов соответственно; ω_p и ω_{pV} — частоты поперечных и продольных объемных плазменных колебаний валентных электронов; Ω_{Sj} — частоты поверхностных плазменных колебаний валентных электронов, которые для контакта двух полубесконечных сред равны

$$\Omega_{Sj}^2 = \frac{1}{2\varepsilon_2(\varepsilon_1+1)} \left\{ \omega_{pV}^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + \varepsilon_2\omega_p^2 \pm \sqrt{(\omega_{pV}^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + \varepsilon_2\omega_p^2)^2 - 4\omega_p^2\omega_{pV}^2\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \right\}, \quad (5)$$

$$F_1(\Omega_1) = \frac{N_{21}}{N_{22}(\Omega_1)}, \quad F_2(\Omega_2) = \frac{N_{12}}{N_{11}(\Omega_2)}, \quad (6)$$

$$N_{21} = N_{12} = -\frac{\omega_p\omega_{pV}(\varepsilon_2 - 1)}{\sqrt{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + 1)}}, \quad (7)$$

$$N_{11} = \Omega_2^2 - \omega_{pV}^2 \frac{(\varepsilon_2 + 1)}{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + 1)}, \quad N_{22} = -\Omega_1^2 + \frac{\omega_p^2}{1 + \varepsilon_2}, \quad (8)$$

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 N}{m^* \varepsilon_0}, \quad \omega_{pV}^2 = \frac{\varepsilon(\eta)}{\varepsilon(\eta) - 1} \omega_p^2, \quad (9)$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — диэлектрические проницаемости сред, а $\varepsilon(\eta)$ — диэлектрическая функция соответствующей среды с учетом пространственной дисперсии ($\varepsilon(\eta) = \varepsilon_{1,2}(\eta)$).

Выражение (2) для $U_{ie}(z)$ громоздко, и его можно аппроксимировать более простой формулой

$$U_{ie}^{extr}(z) \approx -\frac{e^2}{\varepsilon(4z + z_0)}, \quad (10)$$

где z_0 — интерполяционный параметр, определяемый из условия совпадения асимптот $U_{ie}(z)$ и $U_{ie}^{extr}(z)$ в пределе $z \rightarrow 0$. Отметим, что в пределе $z \rightarrow \infty$ ($z \gg z_0$) оба выражения также совпадают.

Численный анализ показал, что с точностью порядка 1–3% для актуальной области значений z величину z_0 можно аппроксимировать выражением

$$z_0 = \frac{e^2}{\varepsilon U_T(0)}, \quad (11)$$

где

$$U_T(0) = e^2 \int_0^\infty d\eta \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\eta^2}{\eta^2 + k_S^2 + k_F^2} \right] \times \left\{ \frac{\phi_1(\varepsilon_1(\eta))}{\Omega_1^2(\eta)(1 + R_{S1}^2\eta^2)} + \frac{\phi_2(\varepsilon_2(\eta))}{\Omega_2^2(\eta)(1 + R_{S2}^2\eta^2)} \right\}. \quad (12)$$

Для случая контакта гомеоплярный кристалл–вакуум интеграл (12) вычисляется точно, и выражение для z_0 (без учета пространственной дисперсии) приобретает вид

$$z_0 = \frac{2[1 - (R_S/R_F)^2]e^2}{\pi\alpha_{pS}\hbar\Omega_{pS}[1 + (R_S/R_F) + 2(R_S/R_F)^2]}, \quad (13)$$

где R_F — радиус Ферми ($R_F = k_F^{-1}$),

$$\alpha_{pS} = \frac{e^2}{\hbar} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon + 1} \right) \left(\frac{m^*}{2\hbar\Omega_{pS}} \right)^{1/2} \quad (14)$$

— константа электрон-плазмонного взаимодействия, $R_S = \left(\frac{\hbar}{2m^*}\Omega_{pS} \right)^{1/2}$, а $\Omega_{pS} = \frac{\omega_{pV}}{\sqrt{\varepsilon}}$ — частота поверхностных плазменных колебаний для контакта кристалл–вакуум.

На рис. 1 приведен профиль потенциала $V(z)$ (формула (1)), в котором в качестве $U_{ie}(z)$ использованы выражения (2)–(4). Пунктиром на рис. 1 показана зависимость $V(z)$, полученная на основе интерполяционного потенциала (10). Из рисунка видно, что в рассматриваемой области значений z , размер которой порядка длины туннелирования, потенциал (10) дает хорошую экстраполяцию.

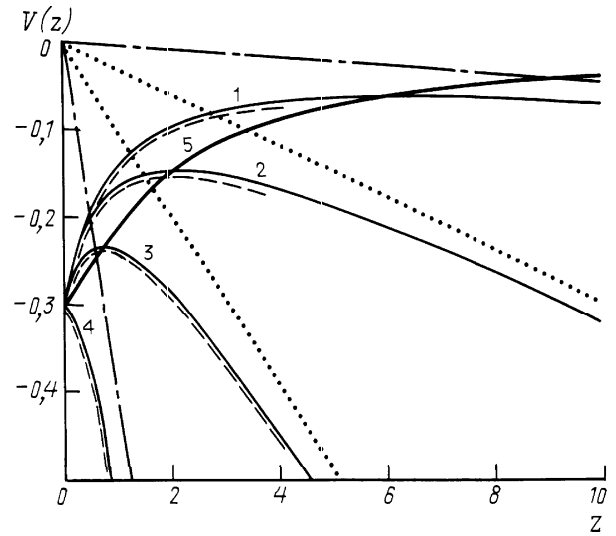


Рис. 1. Потенциальная энергия электрона вблизи контакта металл–диэлектрик: сплошные кривые 1–4 — точный потенциал, штриховые — интерполяционный. Кривым 1 соответствуют значения напряженности $F = 0.005, 0.003, 0.03, 0.1$ и 0.4 единицы Хартри соответственно. Жирная кривая 5 показывает смещение максимума барьера для различных значений приложенного поля. Координата z измерена в боровских радиусах, потенциальная энергия — в электронвольтах

Аналогично [1] плотность тока эмиссии из металла в диэлектрик будем находить в рамках модели Зоммерфельда, полагая

$$j(F, T) = \int_0^\infty N(E, E_F, T) W(F, E) dE, \quad (15)$$

где $W(F, E)$ — вероятность прохождения электрона через барьер, рассчитанная в квазиклассическом приближении; $N(E, E_F, T)$ — число электронов, падающих на единицу площади барьера за одну секунду и имеющих энергии, близкие к E ,

$$W(F, E) = \left[1 + \exp \left(-2i \int_{z_1}^{z_2} \lambda(\xi) d\xi \right) \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$\lambda(\xi) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) (E - E_F - \Phi + U_{ie}^{\text{extr}}(\xi) + eF\xi)^{1/2}, \quad (17)$$

$$N(E, E_F, T) dE = \frac{4\pi m k_0 T}{\hbar^3} \ln \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{E - E_F}{k_0 T} \right] \right\} dE. \quad (18)$$

Подставляя (17) и (18) в (16) и производя интегрирование, получаем

$$W(F, E) = \left[1 + \exp \left(\frac{4}{3} \sqrt{2} \left(\frac{F \hbar^4}{m^2 e^3} \right)^{-1/4} y^{-3/2} v(y) \right) \right]^{-1}, \quad (19)$$

где

$$v(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - \theta) [1 - \theta + a]^{1/2} \times \left\{ E \left[\frac{(2a)^{1/2}}{(1 - \theta + a)^{1/2}} \right] - \left(\frac{1 - \theta - a}{1 - \theta} \right) K \left[\frac{(2a)^{1/2}}{(1 - \theta + a)^{1/2}} \right] \right\}, \quad (20)$$

$$\theta = \frac{eFz_0}{4\epsilon_2}, \quad y = \left(\frac{e^3 F}{\epsilon_2} \right)^{1/2} |E|^{-1}, \quad a = \sqrt{(1 - \theta)^2 - y^2}, \quad (21)$$

а $K(x)$ и $E(x)$ — эллиптические интегралы.

Полный ток через контакт металл-диэлектрик определяется выражением

$$j(F, T) = \frac{k_0 T}{2\pi^2} \int_{-W_0}^{E_L} \frac{\ln \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{E - E_F}{k_0 T} \right] \right\}}{1 + \exp \left[\frac{4}{3} \sqrt{2} F^{-1/2} y^{-3/2} v(y) \right]} dE + \frac{k_0 T}{2\pi^2} \int_{E_L}^{\infty} \ln \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{E - E_F}{k_0 T} \right] \right\} dE, \quad (22)$$

где

$$E_L = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{e^3 F}{\epsilon} \right)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{2\epsilon}{e^3 F} \left(\frac{eFz_0}{16} \right)^2 \right\}^{1/2} + \frac{eFz_0}{16}. \quad (23)$$

Используя критерии работы [1], из выражения (22) получим ток автоэлектронной эмиссии (выраженный в единицах Хартри [1]):

$$j(F, T) = \frac{F^2}{16\pi^2 \Phi t^2(y)} \left(\frac{\pi c k_0 T}{\sin(\pi c k_0 T)} \right) \times \exp \left(-\frac{4\sqrt{2}}{3F} \Phi^{3/2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{1/2} v(y) \right), \quad (24)$$

$$t(y) = (1 - \theta) \sqrt{\frac{y}{2}} \times \left\{ 2E \left[\left(\frac{y - (1 - \theta)}{2y} \right)^{1/2} \right] - K \left[\left(\frac{y - (1 - \theta)}{2y} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (25)$$

Выражение (24) представляет собой обобщенную формулу Фаулера-Нордгейма для тока автоэлектронной эмиссии, учитывающую квантовый характер сил изображения (как и ν , функция t зависит от z_0).

Аналогичным образом при выполнении критериев установления режима термоэлектронной эмиссии [1] получим

$$j(F, T) = \frac{(k_0 T)^2}{2\pi^2} \frac{\pi \bar{d}}{\sin(\pi \bar{d})} \exp \left\{ -\frac{\bar{\Phi} - (F/\epsilon)^{1/2}}{k_0 T} \right\}, \quad (26)$$

$$\bar{\Phi} = \Phi + \frac{1}{3} \frac{z_0}{a_0} \left(F + \frac{F^2}{2\epsilon} \right), \quad (27)$$

$$\bar{d} = \frac{\sqrt{F}}{\pi k_0 T a_2}, \quad a_2 = \sqrt{\frac{\epsilon}{F}} + \frac{1}{3} \frac{z_0 \epsilon}{a_0} \left(1 + \frac{F}{2\epsilon} \right), \quad (28)$$

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m^* e^2}.$$

Формула (26) описывает ток Ричардсона-Шоттки, учитывающий квантовую природу сил изображения. На рис. 2 и 3 приведены полевые зависимости токов автоэлектронной и термоэлектронной эмиссии соответственно, рассчитанные по формулам (22), (24) и (26). Видно, что квантовая природа сил изображения начинает заметно проявляться в полях $F > 10^6$ В/см, а отклонение от экстраполяционных формул Ричардсона-Шоттки и Фаулера составляет 5–10%.

В случае как автоэлектронной, так и термоэлектронной эмиссии влияние рассматриваемого эффекта сводится к эффективному изменению работы выхода электрона (в случае контакта кристалл-вакуум) и величины барьерной разности потенциалов (в случае контакта двух кристаллов).

На рис. 2 и 3 показано, что при учете квантового характера сил изображения, как и при клас-

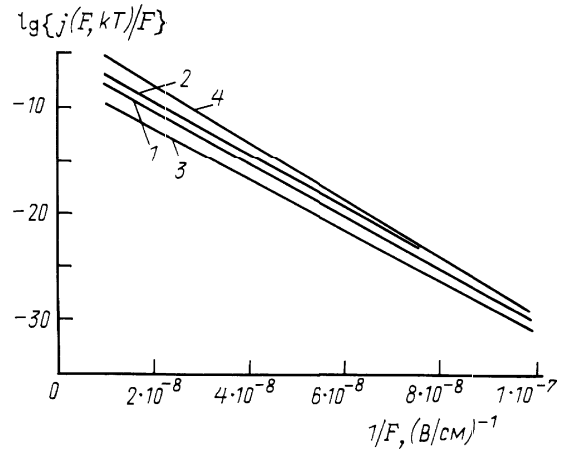


Рис. 2. Полевая зависимость тока автоэлектронной эмиссии: кривая 1 рассчитана по точной формуле (22), кривая 2 — по формуле (22) без учета квантовых сил изображения, 3 — по формуле (24), 4 — по формуле (24) без учета квантовых сил изображения. Плотность тока выражена в А/см^2 , $T = 300$ К, $E_F = 5.6$ эВ, $\varphi = 4.3$ эВ

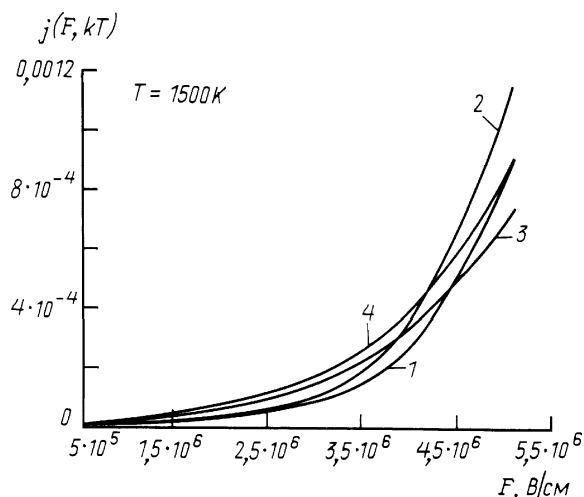


Рис. 3. Полевая зависимость тока термоэлектронной эмиссии: кривые 1 и 2 соответствуют формуле (22) с учетом и без учета квантовых сил изображения соответственно, кривая 3 рассчитана по формуле (26), 4 — по формуле (26) без учета квантовых сил изображения. Плотность тока выражена в A/cm^2

сическом их описании, остаются справедливыми формулы Фаулера–Нордгейма для автоэлектронной эмиссии и Ричардсона–Шоттки для термоэлектронной эмиссии. Однако в области значений полей, при которых ширина туннельного потенциального барьера сравнима с радиусом электронного полярона ($F \sim 5 \cdot 10^6 \div 5 \cdot 10^7 \text{ В/см}$), отклонение плотности тока от результатов, полученных по точной формуле, составляет 10–20%, что хорошо иллюстрируется на графиках. Можно ожидать, что для случая туннель-

ного контакта металл–диэлектрик–металл (с двумя границами) при толщине диэлектрического слоя, сравнимой с радиусом плазменного полярона, влияние квантовых сил изображения на величину туннельного тока (дифференциальное сопротивление контакта) будет определяющим и может приводить к изменению этих величин на 1–2 порядка.

Литература

1. Murphy E.I., Good A.H. // Phys. Rev. 1956. **162**, No. 6. P. 1464.
2. Harstein A., Weinberg Z.A., Di Maia D.J. // Phys. Rev. B. 1982. **25**, No. 12. P. 7174.
3. Harstein A., Weinberg Z.A. // Phys. Rev. B. 1979. **20**, No. 4. P. 1335.
4. Harstein A., Weinberg Z.A. // J. Phys. C.: Sol. St. Phys. 1978. **11**, No. 11. P. 1469.
5. Берил С.И., Покатилов Е.П. // ФТП. 1978. **12**. P. 2030.
6. Покатилов Е.П., Берил С.И., Фомин В.М. // Поверхность (Физика, химия, механика). 1988. **5**. С. 5.
7. Pokatilov E.P., Beril S.I., Fomin V.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. **147**. P. 163.
8. Beril S.I., Pokatilov E.P., Goriachkovskii E.R., Semenovskaya N.N. // Phys. Stat. Sol. (b). 1993. **176**. P. 347.
9. Toyozawa Y. // Progr. Theor. Phys. 1954. **12**, No. 3. P. 421.
10. Hermanson J. // Phys. Rev. B. 1973. **6**, No. 6. P. 2427.

Поступила в редакцию
30.01.02

УДК 538.958:621.386

РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КРАЙНЕ АСИММЕТРИЧНОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ КРИСТАЛЛА

А. В. Андреев, А. А. Коновко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: andreev@srl.phys.msu.su

Показана возможность получения субмикронного разрешения в рентгеновском микроскопе, использующем в качестве оптического элемента кристалл-монокроматор в крайне асимметричной схеме дифракции. Изучена зависимость разрешения от параметров установки. Определена оптимальная геометрия эксперимента и длины волн для осуществления субмикронного разрешения.

Введение

Рентгеновская микроскопия как метод исследования внутренней структуры непрозрачных в видимом диапазоне объектов все больше привлекает внимание исследователей [1]. Интерес этот вызван, например, задачами наблюдения за ходом биологических процессов без разрушения исследуемого образца.

В работах [2, 3] нами была предложена и экспериментально реализована схема получения одномерно-

го увеличения в жестком рентгеновском диапазоне, основанная на использовании асимметричного отражения от кристаллов. Проведенные эксперименты показали перспективность предложенного метода и возможность его обобщения для получения двумерного увеличения.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу схемы рентгеновской микроскопии, основанной на использовании асимметричного отражения от кристаллов-монокроматоров.