

PACS numbers: 68.55.jd, 68.65.Ac, 72.10.Fk, 72.15.Lh, 73.50.Bk, 73.50.Gr

## Розмірний ефект у питомій провідності сандвіча з монокристалічною структурою

Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук\*

*Сумський державний педагогічний університет ім. А. С. Макаренка,  
вул. Роменська, 87,  
40002 Суми, Україна*

*\*Харківський державний технічний університет будівництва та архітектури,  
вул. Сумська, 40,  
61002 Харків, Україна*

У рамках модифікованого моделю Фукса–Зондгаймера теоретично проаналізовано розмірний ефект у питомій провідності сандвіча (тришарової плівки) з монокристалічною структурою. Одержано загальний та асимптотичні вирази для провідності  $\sigma$  сандвіча та виконано докладний числовий розрахунок залежності  $\sigma$  зразка від товщини прошарку за довільних значень параметрів, які характеризують провідник. Передбачено немонотонну розмірну залежність провідності, яка є чутливою до характеру взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами сандвіча.

A size effect in conductivity of a sandwich (three-layered film) with a monocrystalline structure is theoretically analysed within the scope of the modified Fuchs–Sondheimer model. General and asymptotic expressions for the sandwich conductivity  $\sigma$  are obtained, and the detailed numeral calculation of  $\sigma$  dependence on the spacer thickness at the arbitrary values of parameters, which characterize conductor, is performed. Nonmonotonic size dependence of the conductivity, which is sensitive to behaviour of the interaction of charge carriers with sandwich interfaces, is predicted.

В рамках модифицированной модели Фукса–Зондгаймера теоретически проанализирован размерный эффект в удельной проводимости сандвича (трехслойной пленки) с монокристаллической структурой. Получено общее и асимптотические выражения для проводимости  $\sigma$  сандвича и выполнен подробный численный расчет зависимости  $\sigma$  образца от толщины прослойки при произвольных значениях параметров, характеризующих проводник. Предсказана немонотонная размерная зависимость проводимости, которая чувствительна к характеру взаимодействия носителей заряда с интерфейсами сандвича.

**Ключові слова:** монокристалічний сандвіч, квазикласичне наближення, питома провідність, розмірний ефект, інтерфейси, параметри дзеркальності.

(Отримано 29 жовтня 2010 р.)

## 1. ВСТУП

Широке використання багатошарових нанокристалічних плівкових систем у якості елементної бази сучасних мікроелектронних приладів та проблема їх мініятюризації визначає постійний інтерес до вивчення кінетичних розмірних ефектів у зазначених структурах [1–3].

Характерною особливістю електронного транспорту у мультишарах є взаємодія носіїв заряду з межами поділу шарів (МПШ, інтерфейси) металу, що призводить до суттєвої відмінності розмірної залежності транспортних коефіцієнтів у порівнянні з аналогічними залежностями для одношарових однорідних плівок, які входять до складу багатошарових систем.

У випадку коли товщини шарів  $d_m$  у провіднику значно більші від де Бройлевої довжини хвилі носіїв заряду, електронний транспорт у багатошаровій плівці можна описати за допомогою квазикласичної функції розподілу для електронів [4, 5], яка знаходиться шляхом розв'язання кінетичного Больцманового рівняння доповненого граничними умовами, які описують характер взаємодії носіїв заряду зі зовнішніми межами та інтерфейсами зразка. Саме такий підхід був реалізований у даній роботі.

У даному повідомленні виконано аналізу розмірного ефекту в питомій провідності  $\sigma$  монокристалічного сандвіча (тришарової плівки). Одержано загальний та асимптотичні (для граничних значень товщини плівки у порівнянні зі довжиною вільного пробігу електронів) вирази для величини  $\sigma$  при довільних значеннях параметрів, які входять у кінцевий результат розрахунку. Виявлено немонотонну зміну провідності зі зміною товщини прошарку, яке обумовлено дифузним характером взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами провідника. Наведено докладний чисельний розрахунок провідності від товщини прошарку для широкого інтервалу товщин шарів за різних значень параметрів, які характеризують об'ємну та інтерфейсну релаксацію носіїв заряду.

## 2. ЗАГАЛЬНИЙ ТА АСИМПТОТИЧНІ ВИРАЗИ ДЛЯ ПРОВІДНОСТІ САНДВІЧА

Розглянемо сандвіч товщиною  $d = d_1 + d_2 + d_3$ , який складається з монокристалічних шарів металу різної товщини ( $d_1 \neq d_2 \neq d_3$ ) і з рі-

зним ступенем концентрації дефектів в об'ємі шарів металу ( $l_1 \neq l_2 \neq l_3$ ,  $l_m$  — довжина вільного пробігу носія заряду в  $m$ -му шарі металу). Вважатимемо, що до сандвіча прикладене зовнішнє однорідне електричне поле напруженістю  $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$  уздовж інтерфейсу провідника, а вісь  $X$  є паралельною до нормалі до МПШ металу.

Щоб розрахувати густину струму

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{dh^3} \sum_{m=1}^3 \int_0^{d_m} dx \int d^3 p \mathbf{v}_m f_m(|x| + 0,5|m-1||m-2|d_2, \mathbf{p}) \quad (1)$$

в сандвічі необхідно розв'язати Больцманнове кінетичне рівняння для функції розподілу електронів  $f_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  у кожному шарі сандвіча

$$f_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = f_0(\varepsilon_m) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_m} \Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (2)$$

яке в  $\tau$  — наближенні для інтеграла зіткнення має вигляд:

$$\frac{\partial \Psi_m}{\partial t} + \frac{\Psi_m}{\tau_m} = e \mathbf{v}_m \mathbf{E}. \quad (3)$$

Тут індекс  $m = 1, 2, 3$  та визначає номер шару металу сандвіча ( $m = 1$  — базовий шар товщиною  $d_1$ ,  $m = 2$  — прошарок (спейсер) товщиною  $d_2$ ,  $m = 3$  — верхній, покривний шар товщиною  $d_3$ );  $e$ ,  $\mathbf{r}$  і  $\mathbf{p}$  — заряд, координата і квазіімпульс носія заряду;  $\mathbf{v}_m$  і  $\varepsilon_m$  — його швидкість та енергія;  $\hbar$  — Плянкова стала;  $f_0(\varepsilon_m)$  — функція Фермієвого розподілу носіїв заряду;  $t = x/v_x$  — час руху носія заряду по траєкторії.

Загальним розв'язком кінетичного рівняння (3) є функція

$$\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = F_m e^{\frac{\lambda-t}{\tau_m}} + \int_{\lambda}^t dt' e \mathbf{v}_m \mathbf{E} e^{-\frac{t'-t}{\tau_m}}, \quad (4)$$

в якій величина  $\lambda$  визначає момент часу останнього відбивання носія заряду або зовнішніми поверхнями тришарової плівки ( $x_s = -d_1, d_0$ ) або МПШ металу ( $x_s = 0, d_2$ ), який можна визначити з формули:

$$\lambda = t - \left| \frac{x - x_s}{v_x} \right|. \quad (5)$$

Для простоти будемо вважати, що закон дисперсії для електронів у кожному шарі сандвіча квадратичний та ізотропний. У цьому ви-

падку перенормування хемічного потенціалу носіїв заряду після їх взаємодії зі зовнішніми межами [6] та МПШ відсутнє [7], і крайові умови для функції розподілу  $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  (4), що дозволяють знайти функції  $F_m$ , мають наступний вигляд [7–10]:

$$\Psi_j^{s_j}(s_n d_{0,5|3-j}, \mathbf{p}) = q_j \Psi_j^{s_n}(s_n d_{0,5|3-j}, \mathbf{p}'), \quad j \neq n = 1, 3, \quad (6)$$

$$\Psi_j^{s_n}(0, 5(j-1)d_2, \mathbf{p}) = P_{j2} \Psi_j^{s_j}(0, 5(j-1)d_2, \mathbf{p}') + Q_{2j} \Psi_2^{s_n}(0, 5(j-1)d_2, \mathbf{p}''), \quad (7)$$

$$\Psi_2^{s_j}(0, 5(j-1)d_2, \mathbf{p}) = P_{2j} \Psi_2^{s_n}(0, 5(j-1)d_2, \mathbf{p}') + Q_{j2} \Psi_j^{s_j}(0, 5(j-1)d_2, \mathbf{p}''). \quad (8)$$

Тут  $q_i = \text{const}$  — ймовірність дзеркального відбивання електрона  $j$ -ю зовнішньою поверхнею провідника;  $P_{j2}$  ( $P_{2j}$ ) — ймовірність дзеркального відбивання носія заряду межею поділу між  $j$ -м та 2-м (і навпаки) шарами металу без проходження у суміжний шар провідника;  $Q_{2j}$  ( $Q_{j2}$ ) — ймовірність проходження електрона з 2-го шару металу в  $j$ -й шар (і навпаки) без розсіяння, так що виконуються наступні нерівності:  $P_{j2} + Q_{2j} \leq 1$ ,  $P_{2j} + Q_{j2} \leq 1$ . Квазіімпульси  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{p}'$  і  $\mathbf{p}''$  зв'язані умовами збереження енергії і тангенційної по відношенню до зовнішніх меж та інтерфейсів компоненти квазіімпульсу;  $s_m = \text{sign} v_{xm}$  визначає знак нормальної до зовнішньої поверхні і МПШ складової швидкості  $v_{xm}$  носіїв заряду.

Підставляючи функції  $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  у формі (4) в крайові умови (6)–(8) одержуємо систему із 6 лінійних алгебричних рівнянь відносно  $F_m^\pm$ . Знаючи функції розподілу  $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  у кожному шарі тришарової плівки можна розрахувати густину струму  $\mathbf{J}$  (1). Порівнюючи результати розрахунку з феноменологічним співвідношенням для густини струму [4, 5]

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (9)$$

одержуємо наступний вираз для коефіцієнта питомої електропровідності  $\sigma$  сандвіча [11]:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{m=1}^3 d_m \sigma_{0m} \Phi_m. \quad (10)$$

Тут  $\sigma_{0m}$  — питома провідність масивного металу ( $d_m \rightarrow \infty$ ) з монокристалічною структурою, а розмірні функції  $\Phi_m$  мають наступний вигляд:

$$\Phi_m = 1 - \frac{3}{4k_m} \int_0^1 dx (x - x^3)(1 - E_m) G_m, \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
G_j &= 2 - \frac{1}{\Delta} \times \\
&\times \left\{ (1 - q_n P_{n2} E_n^2) \left[ (1 + q_j E_j) (P_{j2} (1 - E_j) + Q_{2j} \tau_{2,j} (1 - E_2) (1 + P_{2n} E_2) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + Q_{2j} Q_{n2} \tau_{n,j} E_2 (1 - E_2)) + q_j (1 - E_i) (1 + P_{j2} E_j) \right] + \right. \\
& q_n Q_{2j} Q_{n2} \tau_{n,j} E_2 E_n (1 + q_j E_j) \left[ (1 - E_n) (1 + P_{n2} E_n) + Q_{2n} \tau_{2,n} E_n (1 - E_2) \right] - \\
&\quad \left. - A_n (1 - E_j) E_2^2 \left[ q_j P_{2j} - (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j}) (1 + 2q_j E_j) \right] \right\}, \quad j \neq n = 1, \\
G_2 &= 2 - \frac{1}{\Delta} \times \\
&\times \sum_{j \neq n} (1 - q_n P_{n2} E_n^2 + A_n E_2) \left\{ (1 - q_j P_{j2} E_j^2) (P_{j2} (1 - E_2) + Q_{j2} \tau_{j,2} (1 - E_j)) + \right. \\
&\quad \left. + q_j Q_{j2} E_j (Q_{2j} E_j (1 - E_2) + \tau_{j,2} (1 - E_j) (1 + P_{j2} E_j)) \right\}, \\
\Delta &= (1 - q_1 P_{12} E_1^2) (1 - q_3 P_{32} E_3^2) - A_1 A_3 E_2^2, \\
A_j &= P_{2j} + q_j (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j}) E_j^2, \\
E_m &= \exp \left\{ -\frac{k_m}{x} \right\}, \quad k_m = \frac{d_m}{l_m}, \quad \tau_{n,j} = \frac{\tau_n}{\tau_j}, \quad \tau_{2,j} = \frac{\tau_2}{\tau_j}.
\end{aligned}$$

Одержаний загальний аналітичний вираз для розмірних функцій (11) (і, відповідно, для провідності сандвіча (10)) можна спростити для великих і малих значень параметра  $k_m$ . Якщо шари металу, з яких складається тришарова плівка, товсті ( $k_m \gg 1$ ), то експоненти, що містяться у формулі (11) малі і ними можна знехтувати. Виконавши інтегрування, одержимо наступні формули для функцій  $\Phi_m$ , які виконуються при довільних значеннях параметрів дзеркальності:

$$\begin{aligned}
\Phi_j &= 1 - \frac{3}{16k_j} \{2 - q_j - P_{j2} - Q_{2j} \tau_{2,j}\}, \\
\Phi_2 &= 1 - \frac{3}{16k_2} \{2 - P_{21} - P_{23} - Q_{32} \tau_{3,2}\}. \quad (12)
\end{aligned}$$

У разі, коли товщини шарів  $d_m$  значно менші за довжину вільного пробігу електронів  $l_m$  ( $k_m \ll 1$ ), експоненти, які містяться у виразі функцій (11) можна розкласти у ряд по ступеням  $k_m / x$ . Виконавши інтегрування по  $x$ , для розмірних функцій  $\Phi_m$  можна одержати

такі наближені вирази:

$$\Phi_m = \frac{3}{4} \Phi_m^* k_m \ln \frac{1}{k_m}, \quad (13)$$

$$\Phi_j = \frac{(1 + q_j)}{(1 - q_j P_{j2})(1 - q_n P_{n2}) - B_j B_n} \times$$

$$\times \left\{ (1 + P_{j2})(1 - q_n P_{n2}) - B_n (P_{2j} - (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j})) \right\} +$$

$$\Phi_j = \frac{(1 + q_j)}{(1 - q_j P_{j2})(1 - q_n P_{n2}) - B_j B_n} \times$$

$$\times \left\{ (1 + P_{j2})(1 - q_n P_{n2}) - B_n (P_{2j} - (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j})) \right\} +$$

$$+ (1 + q_n) Q_{2j} Q_{n2} d_{n,j} + d_{2,j} Q_{2j} \left\{ (1 + P_{2n})(1 - q_n P_{n2}) + q_n Q_{n2} Q_{2n} \right\}$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{(1 - q_1 P_{12})(1 - q_3 P_{32}) - B_1 B_3} \times$$

$$\times \left\{ (1 - q_1 P_{12} + B_1)(1 - q_3 P_{32} + B_3) + \right.$$

$$\left. + d_{2,1} Q_{12} (1 + q_1)(1 - q_3 P_{32} + B_3) + d_{3,2} Q_{32} (1 + q_3)(1 - q_1 P_{12} + B_1) \right\}.$$

$$B_j = P_{2j} + q_j (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j}),$$

де  $d_{n,j} = d_n/d_j$ ,  $d_{2,j} = d_2/d_j$  — відношення товщин шарів сандвіча.

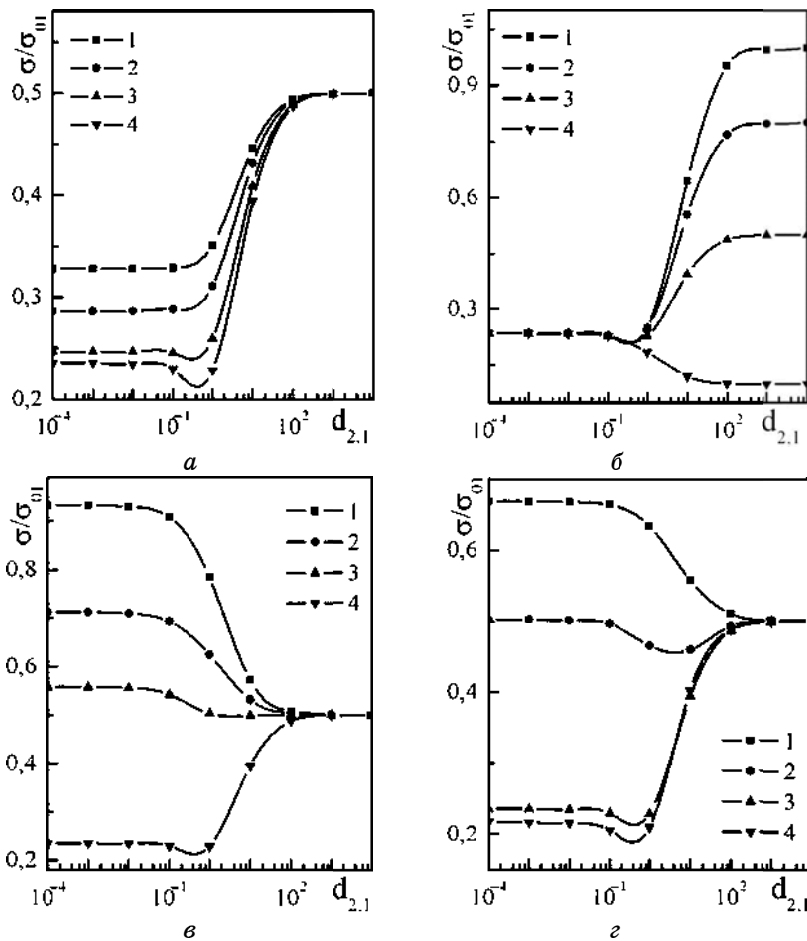
Таким чином ми одержали загальний та асимптотичні вирази для провідності металеві тришарової плівки. Подальша аналіза електропровідності сандвіча є можливою лише на основі чисельного розрахунку.

### 3. ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗРАХУНОК

Для виконання чисельного розрахунку, питому провідність металевого сандвіча зручно записати у вигляді

$$\frac{\sigma}{\sigma_{01}}(d_{2,1}) = \frac{\Phi_1}{1 + d_{2,1} + d_{3,1}} \left\{ 1 + \frac{d_2 \sigma_{02} \Phi_2}{d_1 \sigma_{01} \Phi_1} + \frac{d_3 \sigma_{03} \Phi_3}{d_1 \sigma_{01} \Phi_1} \right\}. \quad (14)$$

У формулі (14) незалежними є параметри:  $k_1 = \text{const}$ ,  $l_{1,2} = \text{const}$ ,  $l_{1,3} = \text{const}$ ,  $d_{3,1} = \text{const}$  та параметри дзеркальності, а останні величини можна виразити через вищезазначені параметри таким чином:  $k_2 = d_{2,1} k_1 l_{1,2}$ ,  $l_{3,2} = l_{1,2} / l_{1,3}$  тощо.



**Рис. 1.** Залежність провідності сандвіча від товщини прошарку  $d_2$  нормованого на товщину базового шару металу  $d_1$ , при таких значеннях параметрів ( $q_m = P_{2j} = P_{j2} = 0,1, l_{1,3} = 1, Q_{2j} = Q_{j2} = Q$ ): а)  $k_1 = 0,1, l_{1,2} = 0,2, d_{3,1} = 1$ ; 1 —  $Q = 0,8$ , 2 —  $Q = 0,6$ , 3 —  $Q = 0,3$ , 4 —  $Q = 0,1$ ; б)  $k_1 = 0,1, Q = 0,1, d_{3,1} = 1$ ; 1 —  $l_{1,2} = 1$ , 2 —  $l_{1,2} = 1,25$ , 3 —  $l_{1,2} = 3$ , 4 —  $l_{1,2} = 10$ ; в)  $Q = 0,1, l_{1,2} = 0,2, d_{3,1} = 1$ ; 1 —  $k_1 = 5$ , 2 —  $k_1 = 1$ , 3 —  $k_1 = 0,5$ , 4 —  $k_1 = 0,1$ ; г)  $k_1 = 0,1, l_{1,2} = 0,2, Q = 0,1$ ; 1 —  $d_{3,1} = 10$ , 2 —  $d_{3,1} = 5$ , 3 —  $d_{3,1} = 1$ , 4 —  $d_{3,1} = 10$ .

Криві, яких наведено на рис. 1 і одержано чисельним розрахунком за загальною формулою (14), ілюструють залежність нормованої на об'ємне значення провідності  $\sigma_{01}$  базового шару металу провідності  $\sigma$  сандвіча від товщини  $d_2$  прошарку нормованого на товщину  $d_1$  базового шару, при різних значеннях параметрів, які хара-

ктеризують сандвіч. Одержані залежності  $\sigma(d_{2,1})$  показують, що провідність тришарової плівки в області малих значень  $d_{2,1} \ll 1$  визначається провідністю базового та покривного шарів металу, оскільки, згідно зі формулою (14), провідність зразка дорівнює

$$\frac{\sigma(d_{2,1})}{\sigma_{01}} \Big|_{d_{2,1} \rightarrow 0} \cong \frac{\Phi_1}{1 + d_{3,1}} \left\{ 1 + \frac{d_3 \sigma_{03} \Phi_3}{d_1 \sigma_{01} \Phi_1} \right\} \cong \begin{cases} k_1 (1 - d_{3,1}), & d_{3,1} \ll 1, \\ l_3 / l_1, & d_{3,1} \gg 1, \end{cases} \quad (15)$$

а його числове значення визначається характером взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами провідника. Якщо зазначена взаємодія носить дифузний характер, то зі збільшенням товщини прошарку, провідність сандвіча зменшується на величину, яка пропорційна товщині  $d_2$  прошарку (рис. 1).

У протилежному граничному випадку, тобто в області великих значень товщин прошарку ( $d_{2,1} \gg 1$ ) провідність тришарової плівки асимптотично прямує до відношення довжин вільного пробігу електронів у прошарку і базовому шарі (рис. 1, б) оскільки, як випливає з формули (14), провідність сандвіча наближено дорівнює

$$\frac{\sigma(d_{2,1})}{\sigma_{01}} \Big|_{d_{2,1} \rightarrow \infty} \cong \frac{\sigma_{02}}{\sigma_{01}} \Phi_2 \approx \frac{l_2}{l_1}, \quad (16)$$

де враховано, що  $\Phi \cong 1$ ,  $\sigma_{01} \propto l_1$  і  $\sigma_{02} \propto l_2$ .

Якщо ж товщина прошарку сумірна зі товщиною базового та покривного шарів металу, тобто  $d_2 \sim d_1, d_3$ , то на залежності  $\sigma(d_{2,1})$  виникає мінімум, який обумовлений дифузним характером взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами провідника. Зі зростанням ймовірності проходження електронів у сусідній шар без розсіяння (рис. 1, а), товщини базового шару металу (рис. 1, в), товщини покривного шару металу  $d_3$  (рис. 1, з) зазначений мінімум вироджується і провідність сандвіча монотонно змінюється зі зміною товщини прошарку.

Для інтерпретації результатів числового розрахунку для простоти будемо вважати, що зовнішні межі сандвіча дифузним чином розсіюють електрони ( $q_m = 0$ ) та виконуються рівності  $P_{j2} = P_{2j} = P$ ,  $Q_{j2} = Q_{2j} = Q$  ( $j = 1, 3$ ). У цьому випадку, нехтуючи у формулі (13) несуттєвим для подальших розрахунків чисельним множником  $3/4$  та логаритмічними факторами, які враховують внесок у провідність електронів, які рухаються майже паралельно до інтерфейсів провідника (концепція Піппардової «неефективності» [12]), розмірні функції запишуться у вигляді:



$$\Phi_j = k_j \left\{ (1 + P)(1 + Qd_{2,j}) + Q^2 d_{n,j} \right\},$$

$$\Phi_2 = k_2 \left\{ 1 + 2P + Q(1 + P)d_{2,1} (d_{1,2} + d_{3,2}) \right\}. \quad (17)$$

Підставляючи співвідношення (17) у формулу (14) для провідності сандвіча одержуємо наступний наближений вираз

$$\frac{\sigma(d_{2,1})}{\sigma_{01}} = k_1 \frac{d_{2,1}^2 (1 + 2P) + 2Q^2 d_{3,1} + (1 + P)(d_{3,1}^2 + 2d_{2,1}Q(1 + d_{3,1}) + 1)}{1 + d_{2,1} + d_{3,1}}, \quad (18)$$

який досліджуючи на екстремум, переконуємося, що при виконанні рівності

$$d_{2,1}^{\min} = (1 + d_{3,1}) \left\{ \left( 1 + \frac{(1 + P)(1 + d_{3,1}^2 - 2Q(1 + d_{3,1})^2) + 2Q^2 d_{3,1}}{(1 + 2P)(1 + d_{3,1})^2} \right)^{1/2} - 1 \right\}, \quad (19)$$

на залежності  $\sigma(d_{2,1})$  спостерігається мінімум, що і підтверджується чисельним розрахунком.

#### 4. ВИСНОВКИ

Розмірна залежність питомої провідності сандвіча з монокристалічною структурою суттєво відрізняється від аналогічної залежності для однорідних одношарових плівок, внаслідок додаткового розсіювання електронів на інтерфейсах провідника.

В області малих значень  $d_{2,1}$  ( $d_{2,1} \ll 1$ ) сумарна провідність визначається провідністю в базовому та покривному шарах металу, а її числове значення визначається характером взаємодії носіїв заряду з межами провідника.

Зі зростанням товщини прошарку так, що  $d_2 \sim d_1$  ( $d_1 \cong d_3$ ) на залежності  $\sigma(d_{2,1})$  виникає мінімум, який зумовлений дифузним розсіюванням електронів межами поділу шарів металу сандвіча, оскільки, зокрема, зі зростанням товщини базового шару металу та дзеркального проходження носіїв заряду в суміжні шари металу, зазначений мінімум вироджується, і провідність монотонним чином змінюється зі зростанням товщини прошарку.

При подальшому зростанні товщини прошарку величина  $\sigma(d_{2,1})$  асимптотично прямує до відношення довжин вільного пробігу в прошарку та базовому шарі металу.

**ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА**

1. Ч. П. Пул, Ф. Дж. Оуэнс, *Нанотехнологии* (Москва: Техносфера: 2006).
2. В. У. Джин and J. В. Кеттерсон, *Adv. Phys.*, **38**, No. 3: 189 (1989).
3. *Metallic Superlattices* (Eds. T. Shinjo and T. Takada) (Elsevier: 1987).
4. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов* (Москва: Наука: 1987).
5. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов* (Москва: Наука: 1971).
6. V. G. Peschansky, *Soviet Scientific Reviews. A: Phys.*, **16**, No. 1: 1 (1992).
7. В. В. Устинов, *ФММ*, **49**, вып. 1: 31 (1980).
8. М. И. Каганов, В. Б. Фикс, *ЖЭТФ*, **73**, вып. 2 (8): 753 (1977).
9. K. Fuchs, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **A34**, No. 1: 100 (1938).
10. M. S. P. Lucas, *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 5: 1632 (1965).
11. Ю. О. Шкурдода, В. Б. Лобода, Л. В. Дехтярук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**, № 3: 295 (2008).
12. A. В. Pippard, *Proc. Roy. Soc.*, **224**, No. 1157: 273 (1954).