

PACS numbers: 72.10.Fk, 73.43.Qt, 73.50.Bk, 73.50.Jt, 73.61.At, 75.47.Np, 81.40.Rs

## Апробація теоретичного моделю розмірного ефекту в магнетоопорі

Д. М. Кондрахова, О. П. Ткач, Л. В. Одноворець, І. Ю. Проценко

*Сумський державний університет,  
вул. Римського-Корсакова, 2,  
40007 Суми, Україна*

Виконано дослідження розмірного ефекту в магнетоопорі тонких плівок Pd (інтервал товщин — 15–45 нм). На основі одержаних результатів вперше здійснено апробацію класичного теоретичного моделю Тельє і Тоссе для поздовжнього магнетоопору. Одержано задовільну відповідність експериментальних і розрахункових (на основі моделю) даних, зроблено висновок про те, що теоретичний модель більш ефективно враховує зерномежове розсіяння електронів провідності.

The size effect in the magnetoresistance of Pd thin films (with an interval of thicknesses of 15–45 nm) is investigated. Based on these results, approbation of classical theoretical model by Tellier and Tosser for the longitudinal magnetoresistance is carried out for the first time. A satisfactory correspondence between the experimental data and the theoretical calculations based on this model is obtained; it is concluded that the theoretical model takes into account the grain-boundary scattering of the conduction electrons more accurately.

Выполнены исследования размерного эффекта в магнитосопротивлении тонких плёнок Pd (интервал толщин — 15–45 нм). На основе полученных результатов впервые выполнена апробация классической теоретической модели Телье и Тоссе для продольного магнитосопротивления. Получено удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических (на основе модели) данных, сделан вывод о том, что теоретическая модель более эффективно учитывает зернограничное рассеяние электронов проводимости.

**Ключові слова:** поздовжній магнетоопір, Ларморів радіус, розмірний ефект, поверхневе і зерномежове розсіяння електронів, класичний модель Тельє і Тоссе.

*(Отримано 1 липня 2011 р.)*

## 1. ВСТУП

Ефект впливу магнетного поля на електропровідність металів обумовлений Льорентцовою силою, яка діє на електрони провідності і визначає динаміку їх руху.

У випадку плівкових матеріалів великий внесок у величину магнетоопору (МО) дає поверхневе і зерномежове розсіяння електронів, яке має свої особливості в порівнянні з електропровідністю плівок при відсутності зовнішнього магнетного поля. Узагальнення теоретичних досліджень цієї проблеми здійснено Тельє і Тоссе в роботі [1] при використанні такого підходу. Спочатку розглянуто розв'язок Больцманного рівняння для випадків поперечної чи повздовжньої орієнтації магнетного поля відносно напрямку проходження електричного струму з урахуванням лише поверхневого розсіяння електронів (по своїй суті це модель Фукса–Зондгаймера для монокристалічних плівок). Після цього було розглянуто магнеторезистивний ефект у полікристалічних плівках з урахуванням не тільки поверхневого, але і зерномежового розсіяння електронів (по суті це — модель Маядаса і Шатцкеса, але адаптований на випадок дії зовнішнього магнетного поля).

## 2. ЕЛЕМЕНТИ ТЕОРІЇ

### 2.1. Кінетичне Больцманнове рівняння

У випадку дії зовнішнього магнетного поля Больцманнове рівняння в самому загальному випадку має такий вигляд:

$$\frac{\partial F(\mathbf{k})}{\partial t} = \frac{e}{\hbar} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \cdot \frac{\partial F(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}},$$

де  $\mathbf{v}$  — швидкість електрона;  $\mathbf{B}$  — індукція магнетного поля;  $\mathbf{k}$  — хвильовий вектор; функція розподілу електронів  $F(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = F^0(\mathbf{k}) + F^1(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ , де  $F^0(\mathbf{k})$  — рівноважна функція розподілу, яка задовольняє умові

$$\frac{\partial F^0(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} = \mathbf{0};$$

$\mathbf{r}$  — радіус-вектор.

З урахуванням цього Больцманнове рівняння перетворюється до вигляду:

$$e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \frac{\partial F^0(\mathbf{k})}{\partial \varepsilon} = \frac{F^1(\mathbf{k})}{\tau} - \frac{e}{\hbar} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \cdot \frac{\partial F^1(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}},$$

де  $\varepsilon$  — енергія електрона;  $\tau$  — час релаксації.

## 2.2. Магнетоопір: врахування поверхневого розсіяння електронів

Випадок поздовжньої орієнтації магнетного поля ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{j}$ ) було проаналізовано Кьонігсбергом [2] і Као [3].

Співвідношення для  $\sigma/\sigma_0$  у цьому випадку має такий вигляд:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3r_L}{\pi d} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^2 \theta \cos^2 \theta A(\theta), \quad (1)$$

де  $A(\theta)$  — відома функція [1].

При виконанні умови  $d > 2r_L$  рівняння (1) набуває такого вигляду:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{16k} \left[ 2 - \frac{k_r^2}{4k^2 + k_r^2} (1 + e^{-2\pi k/k_r}) \right], \quad (2)$$

де  $k = \frac{d}{\lambda_0}$  — зведена товщина;  $\lambda_0$  — середня довжина вільного про-

бігу;  $k_r = d/r_L$ ,  $r_L = \frac{m\nu}{eB}$  — радіус Ларморової орбіти.

Граничні випадки співвідношення (2) можна записати так:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \cong \left[ 1 + \frac{3}{8k} (1 - p) \right]^{-1} \text{ при } k/k_r \gg 1 \text{ і слабких магнітних полях,} \quad (3)$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \cong 1 - \frac{3\pi}{8k_r} \text{ при } k/k_r \ll 1 \text{ і сильних полях.} \quad (3')$$

## 2.3. Поздовжній магнетоопір: врахування поверхневого і зерномежового розсіяння електронів

У випадку поздовжнього МО можна записати співвідношення, аналогічні (1):

$$\sigma = \sigma_g - \frac{3r_L \sigma_0}{\pi d} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{1 + 2/\cos \theta} A(\theta) d\theta, \quad (4)$$

$$A(\theta) = \int_0^{\pi/2} d\Phi \int_{(\psi)} d\psi \sin(\Phi - \psi) \exp \left[ -\frac{\Psi}{\xi} \left( 1 + \frac{\alpha}{\cos \theta} \right) \right],$$

де  $\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \frac{R}{1 - R}$  — параметер зерномежового розсіяння електронів;  $R$  — коефіцієнт розсіяння.

Після інтегрування одержується співвідношення, аналогічне (2):

$$\frac{\sigma}{\sigma_g} = 1 - \frac{3}{16k} f(\alpha) \left\{ 2 - \frac{k_r^2 [f(\alpha)]^2 \{1 + \exp[-2\pi k [k_r f(\alpha)]^{-1}]\}}{[k_r f(\alpha)]^2 + 4k^2} \right\}, \quad (5)$$

де  $f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)$  — функція зерномежового розсіяння;  $\sigma_g = \sigma_0 f(\alpha)$ .

Граничні випадки (5) мають такий вигляд:

$$\frac{\sigma}{\sigma_g} \cong 1 - \frac{3}{8k_g} \quad \text{при } k/k_r \gg 1 \quad (6)$$

або

$$\frac{\sigma}{\sigma_g} \cong 1 - \frac{3\pi}{8k_r} \quad \text{при } k/k_r \ll 1, \quad (6')$$

де  $k_g = \frac{d}{\lambda_g} = \frac{k}{f(\alpha)}$ .

Необхідно підкреслити, що (6') майже співпадає з (3'), що означає зникнення різниці у величині МО в цих двох граничних випадках, але при цьому повинна виконуватися також умова  $f(\alpha) \cong 1$ .

### 3. АПРОБАЦІЯ ТЕОРЕТИЧНОГО МОДЕЛЮ ДЛЯ ПОПЕРЕЧНОГО І ПОЗДОВЖНЬОГО МО

#### 3.1. Методика експерименту

Тонкоплівкові зразки Pd, які можуть виступати модельними зразками для дослідження МО, конденсувалися методом термічного випаровування (тиск залишкових газів  $10^{-4}$  Па) на аморфну підкладку з ситалу. Товщина зразків контролювалася методом кварцового резонатора з точністю  $\Delta d = \pm 10\%$ . Дослідження магнеторезистивних властивостей виконувалося при кімнатній температурі, використовуючи чотириточкову схему. Чотири контакти розміщувалися в одну лінію з фіксованою віддаллю між зондами. Через крайні пропускали струм величиною 1 мА, а падіння напруги знімали з внутрішніх контактів, тим самим уникнули додаткового внеску опору провідників. Точність вимірювання Keithley 2000 Multimeter складала 0,008% в діапазоні вимірювання 100 мкОм–100 МОм. Магнетне поле величиною до 500 мТл створювалося системою електромагнетів при проходженні через них сталого електричного

струму до 2 А. Величина магнетної індукції фіксувалася напівпровідниковим інтегральним Голловим давачем. Контроль структурно-фазового стану здійснювався за допомогою електронного мікроскопа ПЕМ-125К в режимі мікроскопії і мікродифракції.

### 3.2. Експериментальні результати

На рисунку 1 представлено залежність опору плівок Pd різної товщини від індукції магнетного поля при поздовжній геометрії мірювання. Згідно електрофізичних даних плівки мають ГЦК-ґратницю ( $a = 0,389$  нм) і дисперсну структуру. Незначна їх чутливість до індукції пояснюється парамагнетним станом.  $MO = [R(B) - R(0)]/R(0)$  має чітко виражений анізотропний характер, що проілюстровано на рис. 2. Розмірна залежність питомого опору (рис. 3, *a*) має типовий характер для тонких плівок. При апробації співвідношення (5) експериментальні результати перебудовувалися в координатах

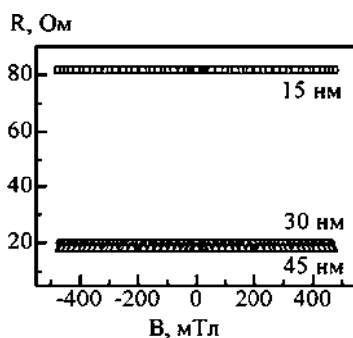


Рис. 1. Залежність опору плівок Pd (15–45 нм) від індукції магнетного поля при поздовжній геометрії.

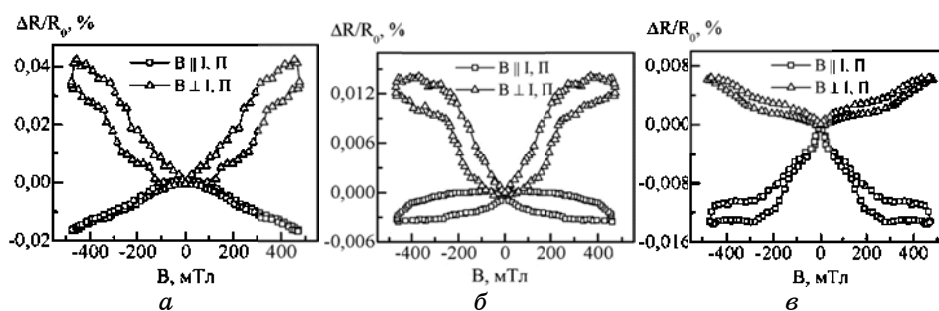
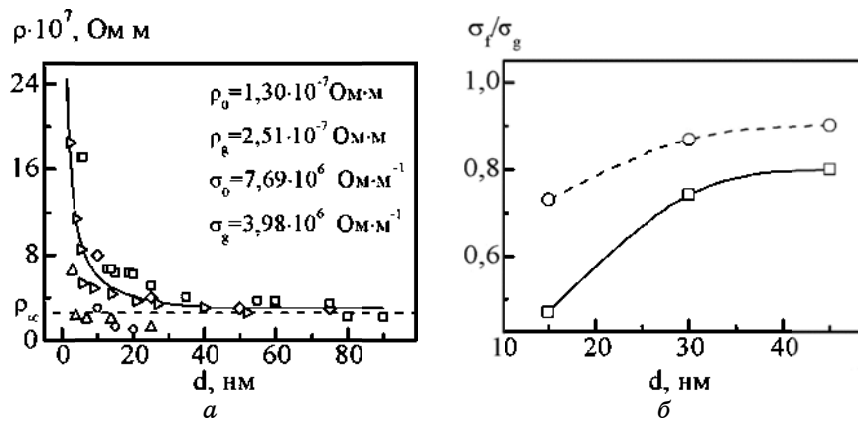


Рис. 2. Анізотропний характер МО в плівках Pd при поздовжній ( $j \parallel B \parallel \Pi$ ) та перпендикулярній ( $j \perp B \perp \Pi$ ) геометрії мірювання. Товщина, нм: *a* — 15, *б* — 30, *в* — 45.



**Рис. 3.** Розмірна залежність питомого опору для плівок Pd (а): □ — наші дані; ○ — [4]; △ — [5]; ◇ — [6]; ▷ — [7]. Відносна провідність (б) тонкоплівкових зразків Pd (15–45) для експериментальних (суцільна лінія) і теоретичних (пунктирна) результатів.

$\sigma_e/\sigma_g$  від товщини плівки (суцільна лінія на рис. 3, б). Необхідна для цього величина  $\sigma_g$  знаходилась шляхом екстраполяції на нескінченність залежності питомого опору  $\rho$  від  $d$  (рис. 3, а), яка була побудована на основі даних різних авторів.

Знаючи  $\rho_g$  чи  $\sigma_g$ , можна розрахувати величину функції зерномежового розсіяння, яка в нашому випадку дорівнює  $f(\alpha) \cong 0,43$ . Оскільки умови нашого експерименту (слабкі поля) задовольняють умові  $k/k_r \gg 1$ , то розрахункові дані за співвідношенням (5) і (6') дають результати, які мало відрізняються (пунктирна лінія на рис. 3, б). Результати представлені на цьому рисунку дозволяють зробити висновок, що теоретичний модель Тельє і Тоссе задовільно узгоджується з експериментальними даними, хоча додаткова аналіза показує, що вона більш коректно враховує зерномежове розсіяння (Маядасів механізм) електронів у порівнянні з поверхневим (Фуксів механізм).

#### 4. ВИСНОВКИ

Вивчено анізотропний магнеторезистивний опір у плівках Pd в інтервалі товщин  $d = 15\text{--}45$  нм та індукції магнетного поля до 0,5 Тл.

Вперше здійснено апробацію класичного теоретичного моделю Тельє і Тоссе для поздовжнього магнетоопору, який враховує поверхневе (Фуксове наближення) і зерномежове (Маядасове наближення) розсіяння електронів.

Одержано, що теорія задовільно узгоджується з експериментальними результатами, але більш ефективно враховує зерномежове

розсіяння електронів.

Роботу виконано в рамках держбюджетної теми за фінансової підтримки МОНМС України.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

- 
1. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Size Effects in Thin Films* (Amsterdam: Elsevier: 1982).
  2. E. Koenigsberg, *Phys. Rev.*, **91**: 8 (1953).
  3. Y.-M. Kao, *Phys. Rev. A*, **138**: 759 (1965).
  4. З. В. Стасюк, М. М. Козак, Б. Р. Пенюх, Р. І. Бігун, *ФХТТ*, **3**, № 3: 418 (2002).
  5. M. Shivaprasad, L. A. Udachan, and M. A. Anagadi, *Phys. Lett.*, **78A**, No. 2: 187 (1980).
  6. Y. S. Shi, *Phys. Lett.*, **A319**: 555 (2003).
  7. А. І. Лопатинський, *Кінетичні явища в тонких плівках перехідних d-металів* (Автореферат дисертації ... канд. фіз.-мат. н.; 01.04.07) (Івано-Франківськ: Прикарпатський університет імені Василя Стефаника: 2000).