

Харківський державний технічний університет будівництва та архітектури, Харків  
\*Фізико-технічний інститут низьких температур ім.Б.І.Веркіна НАН України, Харків

## ОСЦИЛЯЦІЙНИЙ АКУСТОЕЛЕКТРОННИЙ ЕФЕКТ У ТОНКИХ ШАРАХ МЕТАЛУ

Теоретично досліджено поглинання ультразвукової хвилі, яка розповсюджується вздовж нормалі до поверхні шару металу, товщина  $d$  якого значно менша довжини вільного пробігу електронів  $l$ . Показано, що коефіцієнт поглинання звуку досить чутливий до характеру взаємодії електронів із зовнішніми поверхнями плівки, а в області сильної просторової дисперсії  $kl \gg 1$  ( $k$  - модуль хвильового вектора), коефіцієнт поглинання звуку стає осцилюючою функцією шару з амплітудою, що зменшується по мірі зростання величини  $kl$ .

Absorption of ultrasonic wave, propagating along the normal to metal layer surface, thickness  $d$  which significantly less than electron free run length  $l$ , is theoretically investigated. It is shown, that the acoustic absorption coefficient is reasonably sensitive to interaction character of electron with external film surfaces. In the region of strong space dispersion  $kl \gg 1$  ( $k$  - wave vector module) acoustic absorption coefficient becomes oscillating function of layer with the amplitude, decreasing with increase of  $kl$  value.

Теоретичному дослідженню поглинання звукової енергії у нормальних металах присвячена велика кількість робіт (див. наприклад [1-4] і цитовану там літературу). Основну увагу в цих роботах було зосереджено на дослідженні магнітоакустичних ефектів, які несуть детальну інформацію про електронний енергетичний спектр і характер взаємодії електронів із зовнішніми поверхнями пластини. Дослідження акустоелектронних ефектів у тонких шарах металу при відсутності магнітного поля містить не менш детальну інформацію про характер взаємодії носіїв заряду із зовнішніми поверхнями тонкого шару металу.

У даній роботі теоретично досліджено поглинання ультразвукової хвилі, яка розповсюджується вздовж нормалі до зовнішньої поверхні, у шарі металу при довільних співвідношеннях між товщиною шару  $d$  і довжиною вільного пробігу електронів  $l$ . Детально проаналізовано вплив зовнішньої поверхні і характеру взаємодії з нею носіїв заряду на величину коефіцієнту поглинання звуку. Показано, що в області сильної просторової дисперсії ( $kl \gg 1$ ) коефіцієнт поглинання звуку стає осцилюючою функцією товщини шару, амплітуда якої суттєво залежить від характеру взаємодії носіїв заряду із зовнішніми поверхнями зразка.

Основний механізм поглинання звуку у металах при температурі, що нижча дебаєвської, пов'язаний із перенормуванням енергії електронів у деформованій кристалічній ґратці (деформаційний механізм поглинання звукової енергії). У випадку малої деформації енергія електронів у полі звукової хвилі отримує добавку, пропорційну тензору деформації  $u_{ik}$  до незбуреної енергії носіїв заряду  $\varepsilon_0(\vec{p})$ :

$$\varepsilon(\vec{r}, \vec{p}, t) = \varepsilon_0(\vec{p}) + \lambda_{ik}(\vec{p})u_{ik}, \quad (1)$$

де  $\lambda_{ik}$  - деформаційний потенціал, компоненти якого по порядку величини співпадають з хімічним потенціалом електронів у недеформованому металі. Внаслідок скінченності швидкості розповсюдження деформації у металі, ця добавка залежить від часу, функція розподілу носіїв заряду відхиляється від рівноважної, що і приводить до дисипації енергії звукової хвилі.

Для того, щоб обчислити коефіцієнт поглинання звукової хвилі, яка розповсюджується вздовж нормалі до поверхні металевого шару, необхідно розв'язати лінеаризоване по малому тензору деформації  $u_{ik}$  кінетичне рівняння Больцмана для функції розподілу електронів:

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = f_0(\varepsilon) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_0} \Psi(\vec{r}, \vec{p}), \quad (2)$$

яке у  $\tau$ -наближенні для інтеграла зіткнення має вигляд:

$$\bar{v} \frac{\partial \Psi}{\partial \bar{r}} + \{v + i(\bar{k}\bar{v} - \omega)\} \Psi = \Lambda_{ik}(\bar{p}) \dot{u}_{ik} \equiv g(\bar{p}) \quad (3)$$

Припускаємо, що звукова хвиля монохроматична із частотою  $\omega = sk$  ( $s$  - швидкість звуку);  $\bar{r}, \bar{v}, \bar{p}$  - координата, швидкість і квазіімпульс електрона,  $\bar{k}$  - хвильовий вектор,  $v = 1/\tau$  - частота внутрішньооб'ємних зіткнень з розсіювачами,  $\tau$  - середній час вільного пробігу електронів відносно їх пружних зіткнень,  $\Lambda_{ik}(\bar{p})$  - відмінність деформаційного потенціалу від його середнього значення на поверхні Фермі.

Загальним розв'язком кінетичного рівняння (3) є функція

$$\Psi(x, \bar{p}) = F \cdot \exp\left\{-\frac{v + i(\bar{k}\bar{v} - \omega)}{v_x} \cdot (x - x_s)\right\} + \frac{1}{v_x} \int_{x_s}^x dx' g(\bar{p}) \cdot \exp\left\{-\frac{v + i(\bar{k}\bar{v} - \omega)}{v_x} (x - x')\right\}, \quad (4)$$

де  $x_s$  - координата точки розсіювання електрона на зовнішній поверхні ( $x_s = 0, d$ ). Розв'язок (4) містить довільну функцію  $F$ , яку необхідно знайти за допомогою граничної умови, яка описує характер взаємодії носіїв заряду із зовнішніми поверхнями шару металу. Скористаємося граничними умовами Фукса [5], які були узагальнені Лукасом [6] на випадок тонкого шару металу, зовнішні поверхні якого різним чином розсіюють електрони:

$$\Psi^{S_j}(x_s, \bar{p}) = q_j \Psi^{-S_j}(x_s, \bar{p}'), \quad j = 1, 2. \quad (5)$$

Тут  $q_j = \text{const}$  і має зміст ймовірності відбиття носіїв заряду  $j$ -ю поверхнею із збереженням енергії і тангенціальної по відношенню до межі компоненти квазіімпульсу електрона, імпульси  $\bar{p}$  і  $\bar{p}'$  зв'язані умовами дзеркального відбиття носіїв заряду поверхнями шару металу,  $S_j = \pm 1$  і вказує знак нормальної по відношенню до поверхні складової швидкості  $v_x$ .

У відсутності магнітного поля декремент затухання звукової хвилі слабо чутливий до вигляду закону дисперсії. З цієї причини ми допускаємо, що поверхня Фермі металу є сферою радіусом  $p_0$ . Підставляючи функції у вигляді (4) у граничні умови (5) отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно функції  $F$ . Знаючи функцію розподілу носіїв заряду, ми можемо обчислити величину коефіцієнта по-

глинання ультразвуку в тонкому шарі металу:

$$\Gamma = \frac{1}{W} \int_0^d dx \left\langle g^*(\bar{p}) \Psi(x, \bar{p}) \right\rangle, \quad (6)$$

де  $W = 1/(2\rho|\bar{u}|)$  - густина енергії у звуковій хвилі,  $\rho$  - густина металу,  $\bar{u}$  - швидкість зміщення атомів під дією звукової хвилі, кутковими дужками позначено інтегрування по поверхні Фермі.

Після відповідних перетворень для коефіцієнта поглинання звуку можна отримати наступний вираз:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 - \frac{kl}{t \cdot \text{arctg}(kl)} \times \int_0^1 dx \cdot x \frac{2(1 - q_1 q_2) k \cdot l \cdot x \cdot \sin(kd) + B_- - k^2 l^2 B_+}{(1 + k^2 l^2 x^2)^2 (1 - q_1 q_2 \exp(-2t/x))} \quad (7)$$

$$B_{\pm} = 1 \pm 0,5(q_1 + q_2) - (1 \pm q_1)(1 \pm q_2) \cdot \cos(kd) \times \exp(-t/x) \mp (0,5(q_1 + q_2) \pm q_1 q_2) \cdot \exp(-2t/x),$$

де  $t = d/l$  - нормована на довжину вільного пробігу  $l$  електронів товщина шару металу,  $\Gamma_0$  - коефіцієнт поглинання звуку в безмежовому металі, який дорівнює [7]:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \frac{8\pi p_0 g g^*}{Wh^3 k v_0^2} \cdot \text{arctg}(kl) \approx \begin{cases} \omega^2 \tau, & kl \ll 1 \\ \omega s / v_0, & kl \gg 1 \end{cases}, \quad (8)$$

де  $v_0$  - швидкість носіїв заряду на поверхні Фермі.

Формула (7) повністю вирішує поставлену задачу, визначаючи точну (у рамках даної моделі) залежність коефіцієнта поглинання звуку від товщини шарів металу (акустичний розмірний ефект) при довільних значеннях параметрів  $q_1$  і  $q_2$  та довільному значенні параметра  $kl$ , який визначає характер взаємодії електронів із звуковою хвилею.

Одержаний точний вираз для величини  $\Gamma$  (7) є досить громіздким, що ускладнює його аналіз і порівняння з відповідними експериментами. Тому ми отримаємо його асимптотичне значення для товстих ( $d \gg l$ ) та тонких ( $d \ll l$ ) шарів металу. При цьому ми обмежимося найбільш цікавим випадком сильної просторової дисперсії ( $kl \gg 1$ ). В цій області поглинання звуку визначається резонансною групою електронів із компонентою швидкості  $v_x \approx 0$ , тобто носіями заряду, які на довжині вільного пробігу  $l$  рухаються в площині постійної фази хвилі під ку-

том до вектора  $\vec{k}$ , близьким до  $\pi/2$  (напряму цих електронів складає з площиною постійної фази кут порядку  $s/v_0$ ). Величина коефіцієнта поглинання звуку для товстих шарів ( $t \gg 1$ ) металу визначається наступним виразом:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \frac{2 + q_1 + q_2}{\pi kd} \cdot \ln(kl). \quad (9)$$

Якщо ж шар металу тонкий ( $t \ll 1$ ), так що  $kd \gg 1$ , то коефіцієнт поглинання звуку стає осцилюючою функцією товщини шару  $d$ :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \frac{(1 + q_1)(1 + q_2)}{1 - q_1 q_2} \cdot \frac{2(1 - \cos(kd))}{\pi kd} \times \ln \left( \frac{2q_1 q_2}{1 + q_1 q_2} + \frac{1 - q_1 q_2}{1 + q_1 q_2} \cdot \frac{l}{d} \right), \quad (10)$$

амплітуда якого досягає максимального значення при дзеркальних ( $q_j=1$ ) зовнішніх поверхнях тонкої пластини. При подальшому збільшенні величини хвильового вектора  $k \gg l/d^2$  осциляції коефіцієнта поглинання звуку згасають, а його величина співпадає з його значенням в безмежному металі  $\Gamma_0$ .

Отримані в даній роботі результати показують, що експериментальне дослідження розмірної залежності поглинання звуку у металах може служити ефективним методом вивчення характеру взаємодії електронів із зовнішніми поверхнями тонкого шару. Так, зокрема, по амплітуді

осциляцій коефіцієнта поглинання звуку можна зробити висновок про степінь дзеркальності зовнішніх поверхонь тонкого шару металу.

На закінчення автори висловлюють щире подяку В.Г.Песчанському за обговорення результатів роботи.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Канер Э.А., Песчанский В.Г., Привороцкий И.А. К теории магнитоакустического резонанса в металлах // ЖЭТФ. - 1961. - **40**, вып.1. - С.214-216.
2. Гохфельд В.М., Кириченко О.В., Песчанский В. Г. О затухании ультразвука в тонких слоях металла в магнитном поле // ЖЭТФ. - 1980. - **79**, вып.2. - С.538-554.
3. Колесниченко Ю.А. Затухание ультразвука в тонких слоях нормального металла, граничащих со сверхпроводником // ФНТ. - 1985. - **11**, №7. - С.703-712.
4. Гохфельд В.М., Кириченко О.В., Песчанский В.Г. Размерные акустоелектронные эффекты в металлах // ФНТ. - 1993. - **19**, №1. - С.3-32.
5. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals // Proc. Camb. Phil. Soc. - 1938. - **34**, No. 1. - P.100-108.
6. Lucas M.S.P. Electrical conductivity of thin metallic films with unlike surfaces // J.Appl. Phys. - 1965. - **36**, No. 5. - P.1632-1635.
7. Ахиезер А.И., Каганов М.И., Любарский Г.Я. О поглощении ультразвука в металлах // ЖЭТФ. - 1957. - **32**, вып.4. - С.837-841.