PACS NUMBERS 73.50.RB, 72.15LH

Л.В. Дехтярук

Розмірний акустоелектронний осциляційний ефект у металевих двошарових плівках

Харківський державний технічний університет будівництва та архітектури,
вул. Сумська, 40, Харків, 61002, Україна; тел. (0572) 40-29-13

Теоретично проаналізовано частотну та розмірну залежності коефіцієнта поглинання енергії поздовжньої звукової хвилі Г, що поширюється по нормалі до межі поділу шарів у металевих двошарових плівках (ДП) при довільному співвідношенні між товщинами шарів d_j $(j = 1,2)$ зразка і довжиною вільного пробігу електронів l_j. Передбачено немонотонну залежність величини Г від відношення товщин шарів ДП при виконанні нерівності $kd_j << 1$ ($k-$ хвильове число звукової хвилі). Якщо ж $kd_j >> 1$, то внаслідок обмеження шарів металу по товщині, коефіцієнт поглинання енергії звукової хвилі стає осцилюючою функцією товщини ДП, амплітуда якої суттєво залежить від ступеня дзеркальності зовнішніх поверхонь і межі поділу шарів. Проведений числовий розрахунок величини Г при довільних значеннях параметрів, які описують об’ємну та поверхневу релаксацію носіїв заряду.

Ключові слова: двошарова плівка, звукова хвиля, коефіцієнт поглинання, деформаційний механізм поглинання, параметр дзеркальності.

Стаття поступила до редакції 27.09.2002; прийнята до друку 23.12.2002

Широке використання багатошарових металевих структур у мікроелектроніці і пов’язана з цим проблема мініатюризації акустоелектронних приладів визначає постійний інтерес до вивчення розмірних акустоелектронних ефектів в них. З іншої сторони дослідження декремента затухання акустичної хвилі дозволяє отримати таку важливу з фундаментальної точки зору інформацію щодо взаємодії носіїв заряду із міжшаровою та зовнішніми межами зразка (див.[1] і цитовану там літературу).

У даній роботі теоретично проаналізовано частотна та розмірна залежності коефіцієнта електронного поглинання енергії поздовжньої звукової хвилі Г, яка розповсюджується по нормалі до межі поділу (МП) шарів у двошаровій монокристалічній пластині (ДП), при довільному співвідношенні між товщинами шарів зразка і довжиною вільного пробігу електронів у них. Отримано точну та асимптотичні формули для величини Г. Показано, що при виконанні нерівності $kd_j << 1$, як в області слабкої $\left(kl_j << 1\right)$ так і в області сильної $\left(kl_j >> 1\right)$ просторової дисперсії, коефіцієнт поглинання звукової енергії немонотонним чином змінюється із зростанням товщини двошарової пластини. При виконанні нерівності $kd_j >> 1$, внаслідок обмеження шарів металу по товщині коефіцієнт поглинання стає осцилюючою функцією товщини шарів ДП. Проведено докладний числовий розрахунок залежності величини Г від співвідношення товщини шарівДП і частоти звукової хвилі при довільних значеннях параметрів які описують характер взаємодії носіїв заряду з внутрішньою та зовнішніми межами двошарового зразка.

В металах, при температурах нижче дебаєвської, основними механізмами електронного поглинання енергії звукової хвилі являються джоулеві втрати (індукційний механізм поглинання) [2] і деформаційне поглинання, яке пов’язане із взаємодією електронів з кристалічною решіткою металу і може бути враховане шляхом перенорміровки енергії носіїв заряду у решітці, яка коливається з акустичною хвилею [3]. В лінійному наближені по ступеням тензору деформації $u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right)$, добавка до не збуреної енергії електронів $\varepsilon_0\left(\mathbf{p}\right)$ пропорційна u_{ik} і дорівнює [3]:

$$\varepsilon(\mathbf{r},\mathbf{p},t) = \varepsilon_0(\mathbf{p}) + \lambda_{ik}(\mathbf{p})u_{ik}\left(\mathbf{r},t\right), \qquad (1)$$

де $\mathbf{r}$, $\mathbf{p}-$ координата та квазіімпульс електрона,

λ_{ik} – тензор деформаційного потенціалу, компоненти якого по порядку величини співпадають з енергією Фермі електронів ε_F у недеформованому металі.

Для того щоб обчислити коефіцієнт електронного поглинання енергії поздовжньої звукової хвилі $u_{ik} = u_{ik0}\exp\{i\mathbf{kr} - i\omega t\}$, що поширюється по нормалі до межі поділу шарів у двошаровій пластині

$$\Gamma = \frac{1}{d}\mathrm{Re}\sum_{j=1}^{2}\frac{1}{W_j}\int_0^{d_j} dx\left\langle g_j^*(\mathbf{p})f_j\left(|x|,\mathbf{p}\right)\right\rangle, \qquad (2)$$

необхідно розв'язати лінеаризоване по малому тензору деформації u_{ik} кінетичне рівняння Больцмана для функції розподілу носіїв заряду

$$f_j(\mathbf{r},\mathbf{p},t) = f_0(\varepsilon_{0j}) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{0j}}\Psi_j(\mathbf{r},\mathbf{p})e^{i(\mathbf{kr}-\omega t)}, \qquad (3)$$

яке в τ – наближенні для інтеграла зіткнення має вигляд:

$$\begin{aligned}&\mathbf{v}_j\frac{\partial \Psi_j}{\partial \mathbf{r}} + \{\nu_j + i(\mathbf{kv}_j - \omega)\}\Psi_j = \\ &= \Lambda_{ik}(\mathbf{p})\dot{u}_{ik} + e\mathbf{v}_j\mathbf{E} \equiv g_j(\mathbf{p})\end{aligned}. \qquad (4)$$

Звукова хвиля вважається монохроматичною з частотою $\omega = sk$, s – швидкість акустичної хвилі, k – її хвильове число; $W_j = 1\backslash\left(2\rho_j\ \ s\ |\dot{u}|^2\right)$ – густина енергії у звуковій хвилі, ρ_j – густина металу, $|\dot{u}|$ - швидкість переміщення атомів металу під дією звукової хвилі; e, $\mathbf{v}$ – заряд та швидкість носіїв заряду, $\nu_j = 1/\tau_j$ – частота об'ємних зіткнень електронів, Λ_{ik} - відмінність деформаційного потенціалу λ_{ik} від його середнього значення на поверхні Фермі, який описує локальну зміну закону дисперсії електронів у полі звукової хвилі; кутовими дужками позначено інтегрування по поверхні Фермі, а знаком * - комплексне спряження. Множник $e\mathbf{v}_j\mathbf{E}$ описує взаємодію носіїв заряду з електричним полем напруженістю $\mathbf{E}$, яке збуджується у двошаровій пластині акустичною хвилею. У випадку поздовжньої звукової хвилі, як показано в роботі [4], урахування електричного поля малосуттєво і подалі ми обмежимося лише деформаційним множником $\Lambda_{ik}(\mathbf{p})\dot{u}_{ik}$ у правій частині кінетичного рівняння (4).

Загальним розв'язком кінетичного рівняння (4) є функція

$$\begin{aligned}\Psi_j(x,\mathbf{p}) &= F_j\exp\left\{-\frac{\nu_j + i(\mathbf{kv}_j - \omega)}{v_{x\,j}}(x - x_s)\right\} + \\ &+ \frac{1}{v_{x\,j}}\int_{x_s}^{x} dx' g_j(\mathbf{p})\exp\left\{-\frac{\nu_j + i(\mathbf{kv}_j - \omega)}{v_{x\,j}}\left(x - x'\right)\right\},\end{aligned} \qquad (5)$$

де x_s - координата точки розсіювання електрона на зовнішній поверхні $\left(x_s = -d_1, d_2\right)$ або на межі поділу шарів $\left(x_s = 0\right)$.

Формула (5) містить довільну функцію F_j, яку необхідно визначити за допомогою граничних умов, які описують характер взаємодії носіїв заряду з МП шарів металу та зовнішніми межами зразка. Для простоти допустимо, що закон дисперсії носіїв заряду квадратичний та ізотропний. У цьому випадку перенорміровка хімічного потенціалу електронів після взаємодії із зовнішніми поверхнями та МП шарів зразка відсутня [5,6] і граничні умови на міжшаровій [6] та зовнішніх межах зразка [7,8] мають наступний вигляд:

$$\Psi_j^{-s_j}(0,\ \mathbf{p}) = P\Psi_j^{s_j}(0,\ \mathbf{p}') + Q\Psi_n^{-s_n}(0,\ \mathbf{p}''), \qquad (6)$$

$$\Psi_j^{s_j}(-s_jd_j,\mathbf{p}) = q_j\Psi_j^{-s_j}(-s_jd_j,\mathbf{p}'),\ j \neq n = 1,2. \qquad (7)$$

Тут P – імовірність дзеркального розсіювання носіїв заряду на межі поділу шарів, Q – імовірність проходження електрона у сусідній шар зразка без розсіювання, причому $P + Q \leq 1$, q_j – параметр дзеркальності Фукса, який визначає відносну долю носіїв заряду які дзеркальним чином розсіюються зовнішніми поверхнями ДП. Квазіімпульси $\mathbf{p}$, $\mathbf{p}'$ і $\mathbf{p}''$ зв'язані між собою умовами збереження енергії і тангенціальної по відношенню до зовнішньої та міжшарової поверхні компоненти квазіімпульсу; $s_j = \pm$ і вказує знак нормальної до МП та зовнішньої границі складової швидкості електронів v_{xj}.

Підставляючи функцію $\Psi_j\left(x,\mathbf{p}\right)$ у вигляді (5) в граничні умови (6) та (7), отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно функції F_j. Знаючи функцію розподілу носіїв заряду (5), можна обчислити декремент затухання звукової хвилі Г (2) в ДП. Кінцевий результат розрахунку запишемо у наступному вигляді:

$$\Gamma = \frac{1}{d}\mathrm{Re}\sum_{j=1}^{2}d_j\Gamma_{0j}\Phi_j\,, \qquad (8)$$

де $d = d_1 + d_2$ - товщина двошарового зразка, d_j – товщина j – го шару металу. Розмірні функції Φ_j, які визначають вплив розмірів шарів металу на коефіцієнт електронного поглинання енергії звукової хвилі Γ в ДП, дорівнюють:

$$\begin{aligned}&\Phi_j = 1 - \frac{1}{2t_j\,\mathrm{arctg}(kl_j)}\times \\ &\times\int_0^1 dxx\left\{\frac{G_j\left(1 - E_j^{s_j}\right)}{\left(H_j^{s_j}\right)^2} + \frac{G_j^*\left(1 - E_j^{s_n}\right)}{\left(H_j^{s_n}\right)^2}\right\}.\end{aligned} \qquad (9)$$

Тут

$$G_j = \frac{1}{\Delta}\Bigg\{\left(1 - q_n P E_n^{s_j} E_n^{s_n}\right)\left(1 - q_j\left(1 - E_j^{s_n}\right)\frac{H_j^{s_j}}{H_j^{s_n}}\right) -$$
$$-q_j E_j^{s_n}\left(P + q_n\left(Q^2 - P^2\right) E_n^{s_j} E_n^{s_n}\right) -$$
$$-q_j Q \tau_{n,j} E_j^{s_n}\left(q_n\left(1 - E_n^{s_j}\right) E_n^{s_n}\frac{H_j^{s_j}}{H_n^{s_j}} + \left(1 - E_n^{s_n}\right)\frac{H_j^{s_j}}{H_n^{s_n}}\right)\Bigg\};$$
$$G_j^{*} = \frac{1}{\Delta}\Bigg\{1 - q_n P E_n^{s_j} E_n^{s_n} - \left(P + q_n\left(Q^2 - P^2\right) E_n^{s_j} E_n^{s_n}\right)\times$$
$$\times\left(q_j E_j^{s_j} + \left(1 - E_j^{s_j}\right)\frac{H_j^{s_n}}{H_j^{s_j}}\right)$$
$$-Q\tau_{n,j}\left(q_n(1 - E_n^{s_j})E_n^{s_n}\frac{H_j^{s_n}}{H_n^{s_j}} + \left(1 - E_n^{s_n}\right)\frac{H_j^{s_n}}{H_n^{s_n}}\right)\Bigg\};$$
$$\Delta = 1 - P\left(q_j E_j^{s_j} E_j^{s_n} + q_n E_n^{s_j} E_n^{s_n}\right) -$$
$$-q_j q_n\left(Q^2 - P^2\right) E_j^{s_j} E_j^{s_n} E_n^{s_j} E_n^{s_n};$$
$$E_j^{s_j} = \exp\left(-\frac{t_j}{x} H_j^{s_j}\right);\ H_j^{s_j} = 1 + i s_j k l_j x;\ \tau_{n,j} = \frac{\tau_n}{\tau_j};$$
$$s_j = \pm;\ t_j = \frac{d_j}{l_j};\ j \neq n = 1,2.$$

Коефіцієнт поглинання звукової енергії у безмежовому зразку Γ_{0j} розрахований у роботі [2] і дорівнює:

$$\Gamma_{0j} = \frac{8\pi p_{Fj}^2 g_j g_j^*}{W_j h^3 k v_{Fj}^2}\,\mathrm{arctg}\ (kl_j) \approx$$
$$\approx \begin{cases} \omega^2 \tau_j, & kl_j \ll 1; \\ \omega s / v_{Fj}, & kl_j \gg 1, \end{cases} \qquad (10)$$

де p_{Fj} і v_{Fj} – квазіімпульс та швидкість носіїв заряду на поверхні Фермі, h – стала Планка.

Формула (8) в принципі повністю вирішує поставлену задачу, визначаючи залежність коефіцієнта електронного поглинання звукової енергії від частоти акустичної хвилі та товщини двошарової пластини (акустичний розмірний ефект у ДП) при довільних значеннях параметрів $q_j, P, Q,\ t_j$ і kl_j. Інтеграли, що входять у формулу (8) не можна виразити через елементарні функції. Тому подальший аналіз зміни декремента затухання звуку зі зміною частоти звукової хвилі і відношення товщин шарів ДП $d_{j,n} = d_j / d_n$ можливий лише на основі числових розрахунків. Однак для великих і малих значень параметрів t_j і kl_j для коефіцієнта поглинання звуку можна отримати досить прості аналітичні формули, які значно спрощують порівняння теоретичних та експериментальних результатів.

Якщо товщина шарів d_j значно більша довжини вільного пробігу електронів l_j в них, тобто $t_j \gg 1$, то коефіцієнт поглинання звукової енергії для довільних значень параметрів q_j, P, Q і kl_j має наступний вигляд:

$$\Gamma = \frac{1}{d}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0j}\Bigg\{1 - \frac{kl_j}{\mathrm{arctg}\ \ kl_j}\frac{l_j}{d_j}\times$$
$$\times\Bigg[\frac{1}{1 + k^2 l_j^2} - \frac{2 + q_j + P}{4k^2 l_j^2}\ln\left(1 + k^2 l_j^2\right) -$$
$$-\frac{Q\tau_{n,j}}{4\left(kl_n - kl_j\right)}\times$$
$$\times\left(\frac{1}{kl_n}\ln\left(1 + k^2 l_n^2\right) - \frac{1}{kl_j}\ln\left(1 + k^2 l_j^2\right)\right)\Bigg]\Bigg\}. \qquad (11)$$

В області слабкої просторової дисперсії $kl_j \ll 1$, коефіцієнт поглинання енергії звукової хвилі визначається усіма електронами на поверхні Фермі і для величини Γ з формули (11) дістанемо:

$$\Gamma = \frac{1}{d}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0j}\Bigg\{1 - \frac{1}{4}\frac{l_j}{d_j}\Bigg[\ 2 - q_j - P - Q\tau_{n,j} -$$
$$-\frac{1}{6}\left(14 - q_j - P - Q\tau_{n,j}\right)\ k^2 l_j^2 +$$
$$+\frac{1}{2}Q\left(1 + \tau_{n,j}\right)\ k^2 l_n^2\Bigg]\Bigg\},\ kl_j \ll 1,\ d_j \gg l_j. \qquad (12)$$

В області сильної просторової дисперсії $kl_j \gg 1$ поглинання звукової енергії визначається резонансною групою електронів з $v_{x\,j} \approx 0$, тобто носіями заряду, які на довжині вільного пробігу рухаються майже в площині постійної фази звукової хвилі під кутом до хвильового вектора $\mathbf{k}$, близьким до $\pi / 2$ (напрямок руху цих носіїв заряду складає з площиною постійної фази кут порядку s / v_F). Величина коефіцієнта поглинання звуку у цій області частот дорівнює:

$$\Gamma = \frac{1}{d}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0j}\{1 + \frac{2 + q_j + P}{\pi k d_j}\ln\ kl_j +$$
$$+\frac{Q}{\pi k d_j (1 - \tau_{n,j})}\left[\tau_{n,j}\ln\ kl_j - \ln\ kl_n\right]$$
$$kl_j \gg 1,\ d_j \gg l_j. \qquad (13)$$

Розглянемо інший граничний випадок, коли двошарова пластина складається із тонких шарів металу $\left(d_j \ll l_j\right)$. Якщо шари металу ДП мають однакову ступінь чистоти $\left(l_j = l_n\right)$, МП шарів та зовнішні поверхні зразка дзеркальним чином розсіюють електрони $\left(P = q_j = 1;\ Q = 0\right)$, то двошарову пластину формально можна розглядати як тонку плівку товщиною $d = d_1 = d_2$ в якій коефіцієнт електронного поглинання звукової енергії дорівнює [9]:

$$\Gamma = 1 + \frac{2(1-\cos kd)}{kd \ \ \mathrm{arctg}(kl)} \frac{1}{d} \left\{ 1 + \frac{1}{2(1+k^2l^2)} - \frac{3}{2kl} \mathrm{arctg}(kl) \right\} \cong$$
$$\cong \begin{cases} 1 + \frac{1}{5}\left(kl^4\right), \ kl \ll 1, \\ \frac{2}{\pi} kl, \ kl \gg 1. \end{cases} \qquad (14)$$

Як слідує з формули (14), величина $\Gamma > \Gamma_0$, оскільки в даній ситуації з однієї сторони не змінюється відносне число носіїв заряду які ефективно взаємодіють зі звуковою хвилею (внесок у поглинання енергії акустичної хвилі вносять усі електрони поблизу поверхні Фермі), з іншої - дзеркальні границі не руйнують синхронності руху електронів і на всій довжині вільного пробігу вони поглинають енергію у звуковій хвилі. Якщо ж межа поділу шарів абсолютна прозора для носіїв заряду $\left(Q = 1, P = 0\right)$, а зовнішні поверхні дзеркальним чином розсіюють електрони $\left(q_j = 1\right)$, то коефіцієнт поглинання звукової енергії знову визначається формулою (14) в якій $d = d_1 + d_2$, тобто двошарову пластину знову формально можна розглядати як тонку плівку але товщиною $d = d_1 + d_2$.

Для значень параметрів дзеркальності q_j, P, $Q < 1$ коефіцієнт поглинання звукової енергії в області слабкої просторової дисперсії $\left(kl_j \ll 1\right)$ суттєво зменшується у порівнянні з Γ_{0j} і має наступний вигляд (множниками порядку $k^2 l_j^2$ ми знехтували):

$$\Gamma = \frac{1}{d}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0j} \left\{ \frac{1+q_j}{2 \ \left(1-q_jP\right)\left(1-q_nP\right) - q_j q_n Q^2} \times \right.$$
$$\times \left[\left(1+P\right)\left(1-q_nP\right) + q_n Q^2 + \right.$$
$$\left. \left. + \left(1+q_n\right) \ Q d_{n,j} \right] \ \frac{d_j}{l_j} \ln \frac{l_j}{d_j} \right\} . \qquad (15)$$

Звідси випливає, що зменшення величини Γ у порівнянні зі своїм об'ємним значенням обумовлено зменшенням відносного числа електронів на поверхні Фермі, які ефективно взаємодіють із звуковою хвилею і визначають величину затухання її енергії (їхнє відносне число дорівнює d_j / l_j). Множник $\ln \ l_j / d_j$ визначає внесок електронів у величину Γ, які рухаються під малими кутами до внутрішньої та зовнішніх меж двошарового зразка і зіткуються з ними.

В області сильної просторової дисперсії $(kl_j \gg 1, kd_j \ll 1)$ внаслідок просторової локалізації електронів уздовж фронту акустичної хвилі декремент затухання звукової хвилі збільшується в kl_j раз у порівнянні з величиною Γ, яка вимірюється в області слабкої просторової дисперсії, оскільки саме в kl_j раз збільшується відносне число електронів взаємодіючих зі звуковою хвилею (їхнє відносне число дорівнює $kd_j = kl_j \frac{d_j}{l_j}$):

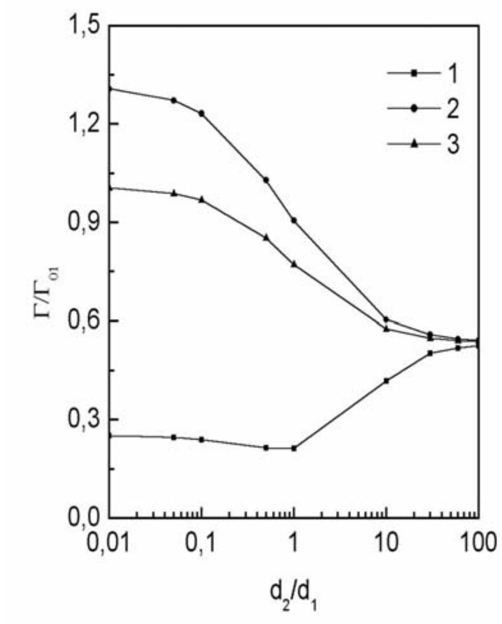
$$\Gamma = \frac{1}{d}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0j} \left\{ \frac{1+q_j}{\left(1-q_jP\right)\left(1-q_nP\right) - q_j q_n Q^2} \times \right.$$
$$\times \left[\left(1+P\right)\left(1-q_nP\right) + q_n Q^2 + \right.$$
$$\left. \left. + \left(1+q_n\right) \ Q d_{n,j} \right] \ \frac{kd_j}{\pi} \ln \frac{l_j}{d_j} \right\}. \qquad (16)$$

При подальшому збільшенні хвильового вектора $\mathbf{k}$ так, що $kd_j \gg 1$, внаслідок обмеження зразка по товщині, коефіцієнт поглинання звуку стає осцилюючою функцією товщини d ДП і товщини її окремих шарів d_j

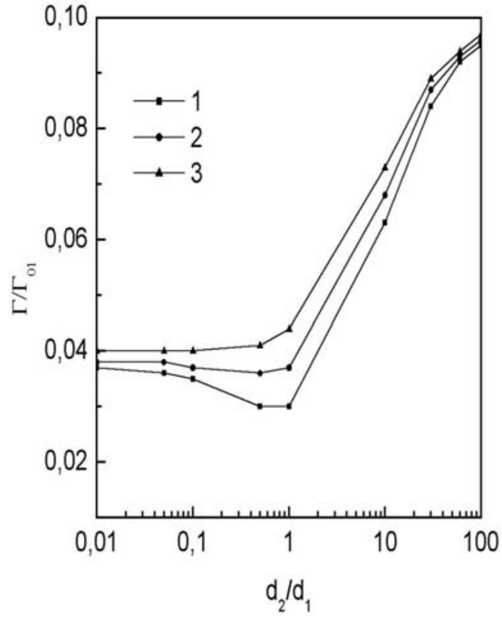
$$\Gamma = \frac{1}{d}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0j} \left\{ 1 + \frac{1+q_j}{\left(1-q_jP\right)\left(1-q_nP\right) - q_j q_n Q^2} \times \right.$$
$$\times \left[\left(1+P\right)\left(1-q_nP\right) + q_n Q^2 - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{2}\left(1+q_n\right) \ Q \ \left(1 + \frac{\cos kd - \cos kd_n}{1 - \cos kd_j}\right) \right] \times$$
$$\left. \times \frac{2\left(1-\cos kd_j\right)}{\pi k d_j} \ln \frac{l_j}{d_j} \right\}, \qquad (17)$$

яка досягає свого максимального значення при відсутності розсіювання носіїв заряду на МП шарів $\left(P + Q = 1\right)$, дзеркальних зовнішніх межах $\left(q_j = 1\right)$ і коли на товщині кожного із шарів металу ДП d_j укладається непарне число напівхвиль $\lambda / 2$. Якщо ж на товщині шару d_j укладається парне число напівхвиль $\lambda / 2$, то величина Γ в ДП збігається зі своїм об'ємним значенням, оскільки у цьому випадку за час вільного пробігу τ_j носії заряду проходять однакову кількість областей розтягу і стиснення решітки металу і, відповідно, електрони не змінюють свою енергію. Із подальшим зростанням хвильового числа k амплітуда осциляцій коефіцієнта поглинання звукової енергії зменшується і при виконанні нерівності $k \gg \frac{1}{d^2}$ величина Γ в ДП по порядку величини буде співпадати зі своїм об'ємним значенням.

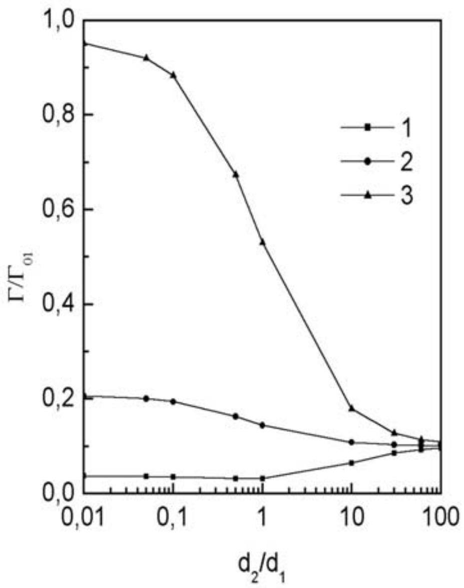
Подібні осциляції декремента затухання звуку спостерігаються і в багатошарових структурах типу метал-діелектрик, які теоретично були розглянуті в роботі [10] у припущені, що межі поділу шарів зразка



а)



б)



в)

Рис. 1. Залежність коефіцієнта електронного поглинання Γ/Γ_{01} в двошаровій монокристалічній пластині від відношення товщин шарів металу d_2/d_1 для таких значень параметрів**:**

а) $q_1 = 0,3;\ q_2 = 0,1;\ P = 0,1;\ Q = 0,2;\ kl_1 = 0,1;\ l_{2,1} = 0,1;\ 1 - t_1 = 0,01$ **;** $2 - t_1 = 0,1;\ 3 - t_1 = 10.$

б) $q_1 = 0,3,\ q_2 = 0,1,\ P = 0,1,\ Q = 0,2,\ kl_1 = 10,\ l_{2,1} = 0,1\ 1 - t_1 = 0,01;\ 2 - t_1 = 0,1$ **;** $3 - t_1 = 10$**.**

в) $q_1 = 0,3;\ q_2 = 0,1;\ P = 0,1;\ t_1 = 0,01;\ kl_1 = 0,1;\ l_{2,1} = 0,1\ 1 - Q = 0,1;\ 2 - Q = 0,5$ **;** $3 - Q = 0,8.$

розсіюють електрони або дифузним $(P = Q = 0)$ або дзеркальним $(P = 1, Q = 0)$ чином.

Для проведення числового розрахунку, коефіцієнт електронного поглинання енергії поздовжньої звукової хвилі в ДП зручно записати у вигляді

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_{01}} = \frac{\Phi_1}{1 + d_{2,1}}\left\{1 + R_{2,1}\right\}, \tag{18}$$

асимптотичний вираз якого при $d_j << d_n$ має вигляд:

$$\Gamma = \Gamma_{0j}\Phi_j\left\{1 - d_{n,j} + R_{n,j}\right\}, \tag{19}$$

де $R_{n,j} = d_n\Gamma_{0n}\Phi_n \setminus d_j\Gamma_{0j}\Phi_j$.

Криві, наведені на рис. 1-2 отримані числовим розрахунком по точній формулі (18) і ілюструють залежність нормованого на об'ємний коефіцієнт поглинання базисного шару Γ_{01} величини коефіцієнта поглинання звукової енергії від відношення товщин шарів металу $d_{2,1} = d_1/d_2$ та параметра kl_1 при різних значеннях параметрів, які описують поверхневу та об'ємну релаксацію носіїв заряду у двошаровому зразку $(t_2 = t_1 d_{2,1} l_{1,2})$. Отримані залежності показують, що зміна $\Gamma(d_2)$ в області малих значень $d_{2,1} << 1$ визначається характером розсіювання електронів на межі поділу шарів, в той час як в області великих значень $d_{2,1} >> 1$ коефіцієнт поглинання асимптотично прямує до Γ_{02}/Γ_{01}. Якщо товщини шарів металу

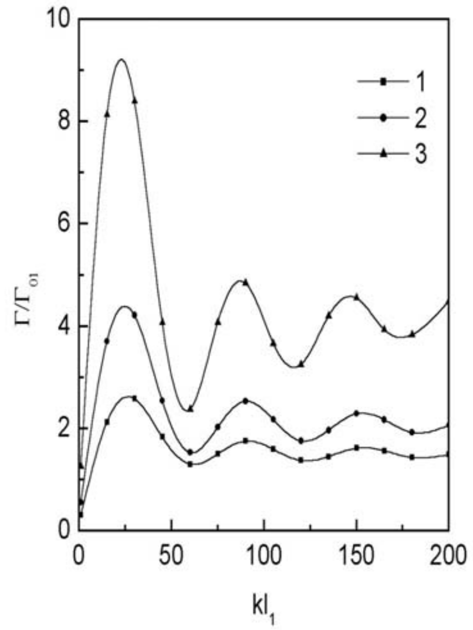


Рис. 2. Залежність декремента затухання енергії звукової хвилі Γ/Γ_{01} у двошаровій пластині від kl_1 для таких значень параметрів: $q_j = 1,\ Q = 0,1;\ \ t_1 = 0,1;\ l_{2,1} = 1;\ d_{2,1} = 0,1$; $1 - P = 0;\ 2 - P = 0,5;\ 3 - P = 0,9$.

двошарового зразка по порядку величини співпадають, тобто $d_2 \sim d_1$, то внаслідок дифузного розсіювання носіїв заряду на межі поділу шарів величина Γ проходить через мінімум як в області слабкої (рис.1а, крива 1) так і в області сильної (рис.1б, крива 1) просторової дисперсії. Із зростанням дзеркальності межі поділу шарів (рис.1в) або збільшення товщини базисного шару металу ДП (рис.1а-б, криві 2-3) мінімум вироджується і коефіцієнт поглинання монотонним чином змінюється із зростанням величини $d_{2,1}$. При виконанні нерівності $kd_j >> 1$ внаслідок кінцевості товщини шарів двошарової пластини величина коефіцієнта електронного поглинання звукової енергії стає осцилюючою функцією товщини шарів d_j і товщини ДП d, амплітуда якої збільшується із зростанням дзеркальності зовнішніх меж і межі поділу шарів ДП (рис. 2).

Таким чином, розмірна залежність коефіцієнта поглинання звукової хвилі у двошарових пластинах суттєво відрізняється від аналогічної залежності для одношарової пластини [9]. При малій товщині покриття $\left(d_2 << d_1\right)$ його вплив малосуттєвий, але числове значення коефіцієнта поглинання в ДП відрізняєтс від його значення для тонкої пластини внаслідок можливості розсіювання електронів не лише на зовнішніх межах ДП, а й на межі поділу шарів. Із збільшення товщини покриття величина Γ на усій області звукових частот при виконанні нерівності $kd_j << 1$ зменшується, оскільки із збільшенням d_2, збільшується відносне число дифузно розсіюваних електронів на межі поділу шарів. З подальшим зростанням товщини шару металу, що напиляється на базисний шар, тобто при $d_2 >> d_1$, коефіцієнт поглинання в двошаровій пластині визначається відношенням об'ємних коефіцієнтів поглинання Γ_{02}/Γ_{01}. При виконанні нерівності $kd_j >> 1$ внаслідок кінцевості товщин шарів ДП коефіцієнт поглинання стає осцилюючою функцією, амплітуда якої зв'язана не лише з товщиною ДП d, а й з товщинами окремих шарів d_j двошарового зразка.

Експериментальне дослідження осциляційної залежності коефіцієнта поглинання дає можливість отримати інформацію щодо параметрів дзеркальності, які описують характер взаємодії носіїв заряду з МП шарів та зовнішніми поверхнями двошарового зразка.

[1] В.К. Медведев, Т.П. Смерека, С.И. Степановский и др. Адсорбция тербия и гадолиния на грани (100) кристалла вольфрама. // ФТТ, **33**(12), сс. 3623-3626 (1991).

[2] Т.П. Смерека, С.І. Степановський, Ф.М. Гончар, Р.Р. Каменецький. Електронно-адсорбційні властивості плівок гольмію на грані (100) кристала вольфраму. // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. Фіз., сс. 107-111 (1993).

[3] N. Oslemzadeh, S.D. Barrett, J. Ledieu and E. Cox. A c(2x2) structure of Dy on W(100) with high thermal stability. // Surface Science Letters, **513**(2), pp. L425-L429 (2002).

[4] В.К. Медведев, Т.П. Смерека, С.И. Степановский, Ф.М. Гончар. Адсорбция тербия и самария на грани (112) кристалла вольфрама.// УФЖ, , **37**(7), сс.1053-1057 (1992).

[5] Ф.М. Гончар, В.К. Медведев, Т.П. Смерека и др. Адсорбция гадолиния и диспрозия на грани (112) монокристалла вольфрама. // ФТТ, **29**(9), сс.2833-2836 (1987).

[6] Ф.М. Гончар, В.К. Медведев, Т.П. Смерека, В.В. Савичев. Адсорбция гольмия на грани (112) монокристалла вольфрама. // ФТТ, **31**(6), сс.249-251 (1989).

[7] J. Kolaczkiewicz and E. Bauer. The adsorption of europium and terbium on the tungsten (211) surface. // Surface Science, **154**, pp.357-370 (1985).

[8] [8] М.С. Гупало, В.К. Медведев, Т.П. Смерека и др. Адсорбция лантана на грани (100) монокристалла вольфрама. // ФТТ, **19**(10), сс.2955-2959 (1977).

[9] [9] В.К. Никулин, Н.Д. Потехина. Эффект изменения валентного состояния атомов редкоземельных элементов при адсорбции на переходных металлах. // ФТТ, **20**(11), сс.3354-3357 (1978).

[10] [10] С.Глесстон, К.Лейдлер, Г.Эйринг. Теория абсолютных скоростей реакций. ИЛ, М., (1948).

[11] [11] С.І.Степановський, Т.П.Смерека, М.С.Гупало і ін. Електронний стан атомів тербію, адсорбованих на вольфрамі. // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз. Електронні процеси в твердих тілах. 21, сс.99-102 (1987).

L.V. Dekhtyaruk

Size Acousto-Electronic Oscillatory Effect in Metal Double-Layers

Kharkiv State Technical University of building and architecture,
40, Sumska Str., Kharkiv, 61002, Ukraine; tel. (0572) 40-29-13

A size and frequency dependence of an absorption coefficient Γ of a longitudinal acoustic wave energy is investigated theoretically in metal double-layers. We consider the case, in which the wave is propagated along a normal to an interface of the layers. A ratio between thicknesses of the layers d_j $(j=1,2)$ and an electron mean free path l_j are assumed to be arbitrary. A non-monotonic dependence of the value Γ on the ratio of the layer thicknesses is predicted, if the inequality $kd_j << 1$ is held ($k-$is a wave number of the sound wave). If $kd_j >> 1$, as a result of finite thickness of the layers, the absorption coefficient of the sound wave energy becomes an oscillatory function of a layer thickness. An amplitude of oscillations depends on a surface and interface scattering. The detailed numerical calculations of function Γ for different values of parameters, which describe a surface and bulk relaxation of charge carriers, have been carried out.