

Р.М. ПЕЛЕЩАК, М.Я. СЕНЕТА

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка
(Вул. І. Франка, 24, Дрогобич 82100; e-mail: marsen18@i.ua)**ЗАКОН ДИСПЕРСІЇ ТА ШИРИНА
ПОВЕРХНЕВОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ
В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ
АДСОРБОВАНИХ АТОМІВ**

УДК 534-16

У межах моделі взаємодії адатомів з самоузгодженою акустичною квазірелеєвською хвилею в довгохвильовому наближенні з урахуванням сил дзеркального зображення та нелокальної пружної взаємодії адсорбованого атома з атомами матриці знайдено закон дисперсії поверхневих пружних акустичних хвиль і ширину поверхневої акустичної моди в залежності від концентрації адсорбованих атомів.

Ключові слова: деформаційний потенціал, адатоми, нелокальна пружна взаємодія, сили дзеркального зображення, ширина поверхневої акустичної моди.

1. Вступ

В останній час метод поверхневих акустичних хвиль (ПАХ) широко використовується для дослідження динамічних характеристик (динамічна провідність, рухливість носіїв, концентрація носіїв) двовимірних електронних шарів в гетероструктурах $Al_{1-x}Ga_xAs$ [1–3], які володіють п'єзоелектричними властивостями. Наногетеросистеми з напруженими шарами $GaAs/In_{1-x}Ga_xAs/GaAs$, [4] $Cd_{1-x}Zn_xTe/CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$ [5, 6], $CdTe/HgTe$ [6] володіють неоднорідними як деформаційними, так і п'єзоелектричними полями. Поверхнева акустична хвиля (ПАХ) генерує змінне електричне поле та динамічне деформаційне поле. Останнє створює нерівності на поверхні напівпровідника [7], які зумовлюють виникнення на межі напівпровідника областей з поверхневими електронними станами, що відрізняються фізичними властивостями. Ці області розділені забороненою зоною, ширина якої визначається висотою нерівності, що може змінюватися як від концентрації адсорбованих атомів, так і від величини деформаційного потенціалу [8]. Крім цього, взаємодія змінного електричного та динамічного деформаційного полів з двовимірними електронами [3] та з адсорбованими атомами відповідно приводить до перенормування швидкості і затухання ПАХ.

У роботі [9] авторами було досліджено вплив взаємодії поверхневої пружної хвилі Релея з

електрон-дірковою плазмою двовимірного напівметалу ($HgTe$), зумовленої двома механізмами (деформаційним потенціалом і п'єзо ефектом), на закон дисперсії та затухання релеєвської хвилі. Вплив структурно-спотвореного ізотропного поверхневого шару, нарощеного на поверхню ізотропного твердого тіла, на закон дисперсії і обернену довжину затухання хвиль Релея було вивчено в роботі [10].

Оскільки ПАХ можуть бути одним із джерел далекодіючих ефектів, які спонукають до формування нанокластерів поза зоною лазерного опромінення поверхні кристала [11], дослідження процесів затухання поверхневих пружних акустичних хвиль на дефектній поверхні монокристалічної підкладки є актуальними. Метою цієї роботи є розрахунок закону дисперсії та ширини поверхневих пружних акустичних мод в залежності від концентрації адсорбованих атомів з врахуванням нелокальної пружної взаємодії адатомів з самоузгодженою акустичною квазірелеєвською хвилею та сил дзеркального зображення.

2. Модель взаємодії адатомів з поверхневою акустичною хвилею (ПАХ)

Нехай на поверхню напівпровідника, яка збігається з площиною $z = 0$ (вісь z напрямлена з поверхні монокристала в глибину), напрямлений у процесі молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ) потік атомів. Адсорбовані атоми розглядаємо як дефекти на поверхні (поверхневі пружні включе-

ння). Завдяки деформаційному потенціалу та локальному перенормуванню поверхневої енергії як адсорбовані атоми, так і поверхнева пружна акустична квазірелеєвська хвиля неоднорідно деформують приповерхневий шар товщиною a (a – період ґратки в напрямі осі z). У свою чергу, виникаюча неоднорідна самоузгоджена деформація через потенціал деформації перерозподіляє адсорбовані атоми уздовж поверхні, тобто індукує додатковий деформаційно-дифузійний потік адатомів [12, 13]. Вплив адсорбованих атомів зводиться до зміни крайових умов для тензора напруг σ_{ij} на поверхні $z = 0$.

Вектор зміщення точок середовища $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ задовольняє рівняння [14]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = c_t^2 \Delta_{\mathbf{r}} \mathbf{u} + (c_l^2 - c_t^2) \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div } \mathbf{u}). \quad (1)$$

Розв'язок рівняння (1) для поверхневої хвилі Релея, яка поширюється у напрямку осі x , представляємо у вигляді:

$$u_x(x, z) = -iqAe^{iqx-i\omega t-k_l z} - ik_t B e^{iqx-i\omega t-k_t z}, \quad (2)$$

$$u_z(x, z) = k_l A e^{iqx-i\omega t-k_l z} + qB e^{iqx-i\omega t-k_t z}, \quad (3)$$

де $k_{l,t}^2 = q^2 - \frac{\omega^2}{c_{l,t}^2}$; A, B – амплітуди ПАХ.

Напрямок x на поверхні кристала визначається пружною анізотропією, а на ізотропній поверхні визначається зовнішньою дією, яка індукує пружну анізотропію або завдяки спонтанному порушенню симетрії дефектно-деформаційної системи, аналогічно [15].

Деформація ε на поверхні напівпровідника ($z = 0$) визначається через компоненти вектора зміщення співвідношенням

$$\varepsilon(x, t) = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{\omega^2}{c_l^2} A e^{iqx-i\omega t}. \quad (4)$$

Просторово-неоднорідна поверхнева деформація $\varepsilon(x, t)$ приводить до неоднорідного перерозподілу адатомів $N_d(x, t)$:

$$N_d(x, t) = N_{d0} + N_{d1}(x, t) = N_{d0} + N_{d1}(q) e^{iqx-i\omega t}, \quad (5)$$

де N_{d0} – просторово-однорідна складова; $N_{d1}(q)$ – амплітуда періодичного збурення ($N_{d1} \ll N_{d0}$).

Енергія взаємодії адсорбованого атома з атомами матриці W_{da} в наближенні нелокального закону Гука [12, 16, 17] визначається як:

$$W_{da}(x) = - \int \lambda (|x' - x|) \varepsilon(x') \Delta \Omega_d dx', \quad (6)$$

де λ – оператор пружних модулів [16];

$\Delta \Omega_d$ – зміна об'єму кристала, зумовлена одним адсорбованим атомом.

Введемо змінну $\tau = x' - x$ та розкладемо $\varepsilon(x')$ в ряд Тейлора за τ :

$$\begin{aligned} W_{da}^{\text{int}}(x) &= - \int \lambda (|\tau|) \varepsilon(x + \tau) \Delta \Omega_d d\tau = \\ &= - \int \lambda (|\tau|) \left(\varepsilon(x) + \frac{\partial^2 \varepsilon(x)}{\partial x^2} \frac{\tau^2}{2} \right) \Delta \Omega_d d\tau = \\ &= -K_d \varepsilon(x) \Delta \Omega_d - K_d \frac{\partial^2 \varepsilon(x)}{\partial x^2} l_d^2 \Delta \Omega_d, \end{aligned} \quad (7)$$

де $K_d = \int \lambda (|\tau|) d\tau \equiv K$ – модуль пружності; $l_d^2 = \frac{\int \lambda(\tau) \tau^2 d\tau}{2 \int \lambda(|\tau|) d\tau}$ – середнє значення квадрата характеристикичної відстані взаємодії адатома з атомами матриці.

Пружні поля адсорбованих атомів зміщують атоми в околі інших адатомів і створюють сили, які діють на них, що є причиною їхньої пружної взаємодії. Енергія цієї взаємодії зменшується за степеневим законом і є досить значною, якщо адатоми сильно спотворюють кристалічну ґратку. В ізотропних тілах така енергія пружної взаємодії дефектів дорівнює нулеві. Поряд із пружною взаємодією адсорбованих атомів, яка зменшується з відстанню за степеневим законом, існує взаємодія, яка плавно змінюється на відстанях порядку розміру кристала й пов'язана з силами дзеркального зображення, прикладеними до поверхні кристала. Така енергія W_{dd}^{int} взаємодії адсорбованого атома, що знаходиться в положенні r' , з іншими адатомами з концентрацією $N_d(x)$ практично не залежить від положення адатома r' і може бути визначена [17]:

$$W_{dd}^{\text{int}}(x) = - \frac{2}{3} \frac{1 - 2\nu}{K(1 - \nu)a} \theta_s^2 N_d(x), \quad (8)$$

де ν – коефіцієнт Пуассона; $\theta_s = K \Delta \Omega_d$ – поверхневий деформаційний потенціал.

Пружне поле, що виникає в імплантованій адатомами матриці, діє на адатом із силою

$$F = -\frac{\partial (W_{dd}^{\text{int}}(x) + W_{da}^{\text{int}}(x))}{\partial x} = \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \times \theta_s^2 \frac{\partial N_d(x)}{\partial x} + \theta_s \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} + \theta_s l_{da}^2 \frac{\partial^3 \varepsilon(x,t)}{\partial x^3}, \quad (9)$$

яка індукує, окрім звичайного дифузійного потоку $(-D_d \frac{\partial N_d(x)}{\partial x})$, додатковий деформаційний потік адатомів. Цей додатковий деформаційний потік адатомів зумовлений градієнтами деформації $\frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x}$ й концентрації $\frac{\partial N_d(x)}{\partial x}$ дефектів.

Аналіз формули (9) показує, що градієнт концентрації $(\theta_s^2 \frac{\partial N_d(x)}{\partial x})$ створює складову деформаційного потоку, який напрямлений, на відміну від звичайного дифузійного потоку, в сторону збільшення концентрації адатомів (перший доданок). Окрім цього, адатоми, які є центрами розтягу ($\Delta \Omega_d > 0$), рухатимуться в область, що зазнає відносного розтягу, а адатоми, які є центрами стиску ($\Delta \Omega_d < 0$), рухатимуться в область, що зазнає відносного стиску (другий доданок).

Під дією сили (9) адатоми у пружному полі отримують швидкість

$$v = \mu F = \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)} \frac{D_d \theta_s^2}{k_B T a} \frac{\partial N_d(x)}{\partial x} + \frac{D_d \theta_s}{k_B T} \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} + \frac{D_d \theta_s}{k_B T} l_{da}^2 \frac{\partial^3 \varepsilon(x,t)}{\partial x^3}, \quad (10)$$

де D_d – коефіцієнт дифузії адатома; T – температура; k_B – стала Больцмана. Тут для визначення рухливості адатомів μ використано співвідношення Ейнштейна.

З урахуванням (10) та рівняння неперервності $(\text{div} \mathbf{j} = -\frac{\partial N_d(x,t)}{\partial t})$, потік імплантованих адатомів та рівняння для концентрації адатомів записуються відповідно у вигляді:

$$j = -D_d \frac{\partial N_d(x,t)}{\partial x} + \frac{D_d \theta_s}{k_B T} N_d(x,t) \times \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \theta_s N_d(x,t) + \varepsilon(x,t) + l_{da}^2 \frac{\partial^2 \varepsilon(x,t)}{\partial x^2} \right), \quad (11)$$

$$\frac{\partial N_d(x,t)}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 N_d(x,t)}{\partial x^2} -$$

$$-\frac{D_d \theta_s}{k_B T} \frac{\partial}{\partial x} \left(N_d(x,t) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \theta_s N_d(x,t) + \varepsilon(x,t) + l_{da}^2 \frac{\partial^2 \varepsilon(x,t)}{\partial x^2} \right) \right). \quad (12)$$

Перший доданок у рівнянні (12) описує звичайну градієнтну концентраційну дифузію; другий – якісно новий ефект дифузії “потік деформаційного втягування”, зумовлений як силами дзеркального зображення і градієнтом деформації [18], так і нелокальною взаємодією адатомів з атомами поверхні [19].

У лінійному наближенні рівняння (12), з врахуванням умови $N_{d1} \ll N_{d0}$ та (5), набуде вигляду

$$\left(-i\omega + D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0} \right) q^2 \right) N_{d1}(q) = \frac{D_d \theta_d}{k_B T} N_{d0} \varepsilon(q) q^2 (1 - l_{da}^2 q^2). \quad (13)$$

З рівняння (13) отримаємо вираз для амплітуди поверхневої концентрації адатомів $N_{d1}(q)$.

Просторово-неоднорідний розподіл адатомів модулює поверхневу енергію

$$F(x) = F_0 + \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} N_{d1}(x),$$

що приводить до виникнення латерального механічного напруження

$$\sigma_{xz} = \frac{\partial F(N(x))}{\partial x},$$

яке компенсується напруженням зсуву в середовищі [14].

Межова умова виражає баланс латеральних напружень:

$$\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \Big|_{z=0} = \left(\frac{\partial F}{\partial N_{d1}} \right) \frac{\partial N_{d1}(x)}{\partial x}, \quad (14)$$

де μ – модуль зсуву середовища.

Коефіцієнт $\frac{\partial F}{\partial N_{d1}}$ розглядаємо як заданий феноменологічний параметр.

Крім цього, в результаті взаємодії адатомів з атомами напівпровідника на поверхні виникає нормальне механічне напруження, де межова умова має вигляд

$$\left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + (1-2\beta) \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \Big|_{z=0} = \frac{\theta_d N_{d1}(x)}{\rho c_t^2 a}, \quad (15)$$

де a – параметр кристалічної ґратки на поверхні напівпровідника; $\beta = \frac{c_t^2}{c_l^2}$; ρ – густина кристала.

3. Дисперсійне рівняння та ширина поверхневої пружної акустичної моди, яка взаємодіє з адсорбованими атомами

Для отримання дисперсійного рівняння підставимо (13), з врахуванням (4) і (5), а також (2) і (3), у (14) і (15). У результаті отримаємо систему двох лінійних рівнянь відносно амплітуд А і В. З умови нетривіальності розв'язків отримуємо дисперсійне рівняння для поверхневої акустичної хвилі, яка взаємодіє з адсорбованими атомами:

$$(q^2 + k_t^2)^2 - 4q^2 k_l k_t = -\frac{2\omega^2}{\beta} \frac{\theta_d N_{d0}}{c_l^2 k_B T \rho c_l^2} \times \frac{D_d q^2}{-i\omega + D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) q^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q^2 k_t \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} + (q^2 + k_t^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (16)$$

Ліва частина рівняння (16) збігається з детермінантом Релея, рівність нулю якого визначає закон дисперсії поверхневої релеєвської акустичної хвилі без наявності адсорбованих атомів [14]. Права частина рівняння (16) перенормовує дисперсійне рівняння релеєвської акустичної хвилі за рахунок силової дії ($\sim \theta_d$) адсорбованих атомів, які деформують приповерхневий шар кристалічної ґратки. Підставляючи в рівняння (16) $\omega = c_t q \xi$, отримуємо

$$(2 - \xi^2)^2 - 4\sqrt{1 - \xi^2} \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_l^2} \xi^2} = -\frac{2\xi^2 \theta_d N_{d0}}{k_B T \rho c_l^2} \times \frac{D_d q \left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) q + i c_t \xi \right)}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) \right)^2 q^2 + c_t^2 \xi^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi^2} \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} + (2 - \xi^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (17)$$

Вираз (17) має дійсну і уявну частини, які в кінцевому результаті визначають поправку до закону дисперсії релеєвської хвилі і її затухання. Наявність множника q у чисельнику (17) дозволяє розв'язати це рівняння ітераціями в довгохвильовій області $qa \ll 1$.

Позначимо ліву частину рівняння (17) функцією $f(\xi)$, яку розвинемо в ряд Тейлора в околі точки ξ_0

$$f(\xi_0 + \delta\xi) \approx f(\xi_0) + f'(\xi_0)\delta\xi, \quad (18)$$

де ξ_0 – розв'язок рівняння $f(\xi_0) = 0$.

Тоді поправка $\delta\xi$ визначається правою частиною (17) із заміною $\xi \rightarrow \xi_0$:

$$\delta\xi = -\frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0^2 \theta_d N_{d0}}{k_B T \rho c_l^2} \times \frac{D_d^2 q^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right)}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) \right)^2 q^2 + c_t^2 \xi_0^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right) - i \frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2c_t \xi_0^3 \theta_d N_{d0}}{k_B T \rho c_l^2} \times \frac{D_d q}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) \right)^2 q^2 + c_t^2 \xi_0^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (19)$$

Числовий аналіз показує, що $f'(\xi_0) > 0$ у всій області зміни ξ_0 .

Виділивши дійсну та уявну частини у (19), з урахуванням $\omega = c_t q \xi_0 + c_t q \delta\xi$, отримуємо вирази для закону дисперсії $\omega'(q)$ поверхневої пружної акустичної хвилі та її ширини $\omega''(q)$, що зумовлена взаємодією адсорбованих атомів із самоузгодженою квазірелеєвською хвилею із врахуванням як нелокальної пружної взаємодії імплантованої домішки з атомами матриці [16], так і сил дзеркального зображення [17]:

$$\omega'(q) = c_t q \xi_0 \left(1 - \frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0 \theta_d N_{d0}}{k_B T \rho c_l^2} \times \frac{D_d^2 q^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right)}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) \right)^2 q^2 + c_t^2 \xi_0^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right) \right), \quad (20)$$

$$\omega''(q) = -c_t^2 \frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0^3 \theta_d N_{d0}}{k_B T \rho c_l^2} \times \frac{D_d q^2}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{d0}\right) \right)^2 q^2 + c_t^2 \xi_0^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{d1}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (21)$$

4. Числовий розрахунок та аналіз закону дисперсії і ширини поверхневої пружної акустичної моди в залежності від концентрації адсорбованих атомів

Розрахунок залежності закону дисперсії $\omega'(q) = \text{Re} \omega(q)$ поверхневої пружної акустичної хвилі та ширини $\omega''(q) = \text{Im} \omega(q)$ акустичної моди проводився для напівпровідника GaAs(001) з поверхневою концентрацією адсорбованих атомів $N_{d0} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при таких значеннях параметрів: $l_d = 2,9 \text{ нм}$; $a = 0,565 \text{ нм}$; $c_l = 4400 \text{ м/с}$; $c_t = 2475 \text{ м/с}$; $\rho = 5320 \text{ кг/м}^3$; $D_d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$; $\theta_d = 10 \text{ еВ}$; $\frac{\partial F}{\partial N_{d1}} = 0,1 \text{ еВ}$; $T = 100 \text{ К}$ [13].

Значення характеристичної довжини l_d взаємодії адатома з атомами ґратки знайдене з умови мінімуму вільної енергії кристала з адсорбованими атомами [12].

На рис. 1 наведені результати розрахунку закону дисперсії $\omega'(q)$ (рис. 1, криві 1, 2) поверхневої пружної акустичної моди та залежності її ширини $\omega''(q)$ від модуля хвильового вектора q (рис. 1, криві 1', 2'), зумовленої взаємодією адсорбованих атомів із самоузгодженою акустичною квазірелеєвською хвилею при двох значеннях концентрації N_{d0} адсорбованих атомів із врахуванням сил дзеркального зображення.

Залежності $\omega'(q)$, $\omega''(q)$ в діапазоні зміни модуля хвильового вектора $0 \leq q < \frac{1}{l_d}$ мають нелінійний характер (рис. 1).

При $q \rightarrow 0$ ширина поверхневої акустичної моди $\omega''(q)$ прямує до нуля, а дисперсійна крива $\omega'(q)$ асимптотично наближається до дисперсійної кривої поверхневої релеєвської хвилі з законом дисперсії $\omega(q) = c_t \xi_0 q$. Необхідно зазначити, що при $q = \frac{1}{l_d}$ довжина поверхневої акустичної хвилі має те саме значення, що і характеристична довжина взаємодії адатома з атомами ґратки. Як видно з рис. 1, із збільшенням концентрації адсорбованих атомів ширина акустичної фононної моди зростає. Зокрема, при $q = 0,012 \text{ \AA}^{-1}$ і концентрації адатомів $N_{d0} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ енергетична ширина $\Gamma_{2'2''} = \hbar \omega''(q)$ поверхневої акустичної моди становить порядку 8,9 мкеВ, а при $N_{d0} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ $\Gamma_{1'1''} = 55 \text{ мкеВ}$. Тоді як в більш короткохвильовій області поверхневих пружних акустичних хвиль ($q = 0,02 \text{ \AA}^{-1}$) при концентраціях

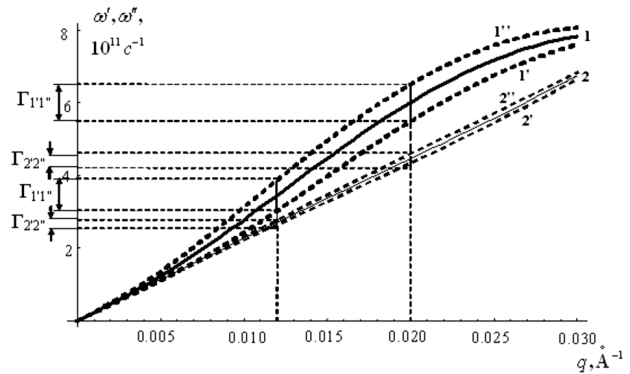


Рис. 1. Закон дисперсії та ширина фононної моди поверхневої пружної акустичної хвилі, взаємодіючої з адсорбованими атомами, з урахуванням сил дзеркального зображення та нелокальної взаємодії ($l_d \neq 0$) адсорбованого атома з атомами матриці

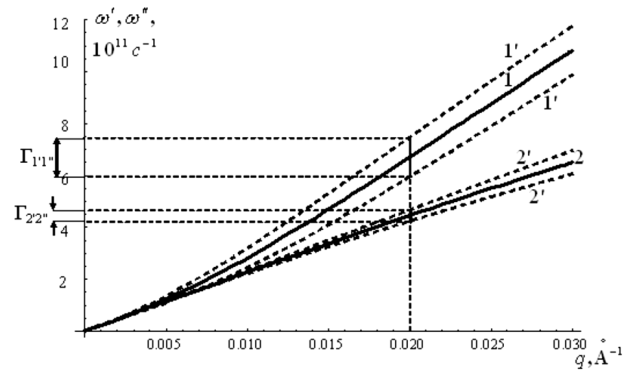


Рис. 2. Закон дисперсії та ширина фононної моди поверхневої пружної акустичної хвилі, взаємодіючої з адсорбованими атомами без врахування нелокальної взаємодії ($l_d = 0$) адсорбованого атома з атомами матриці та з врахуванням сил дзеркального зображення

$N_{d0} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ і $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ енергетична ширина відповідно рівна 16,6 мкеВ, 66,7 мкеВ.

При $q = 0,02 \text{ \AA}^{-1}$ при концентрації $N_{d0} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ енергетична ширина $\Gamma_{2'2''}$ рівна 28 мкеВ, а при $N_{d0} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ $\Gamma_{1'1''} = 100 \text{ мкеВ}$.

Аналіз розрахунків закону дисперсії $\omega'(q)$ та ширини фононної моди (Γ_{ij} , $i, j = 1', 2', \dots$) поверхневої пружної акустичної хвилі показує (рис. 1, 2), що коли відсутня нелокальна взаємодія (рис. 2), ширина фононної моди Γ_{ij} зростає. При цьому, у випадку неврахування нелокальної взаємодії ($l_d = 0$) фазова швидкість поширення квазірелеєвської хвилі ($v_f = \frac{\omega(q)}{q}$) є більшою, ніж у випадку, коли ця взаємодія враховується.

З межових умов (14) і (15) з врахуванням (2) і (3) та умови ортогональності векторів зміщення $\mathbf{u}_n, \mathbf{u}_m(n, m = x, y, z)$ [20]:

$$\frac{1}{a^3} \int_0^{\frac{1}{k_l}} u_z^*(x, z) u_z(x, z) dz = 1 \quad (22)$$

отримуємо співвідношення для амплітуд $|A|$ і $|B|$, які ввійдуть у вираз для висоти нерівності, створеною квазірелеєвською хвилею та адсорбованими атомами на поверхні $z = 0$. Висота нерівності ζ визначається як сума нормальних складових векторів зміщення поздовжньої (\mathbf{u}^l) і поперечної (\mathbf{u}^t) хвиль на поверхні монокристала ($z = 0$)

$$\zeta = u_z^l(0) + u_z^t(0), \quad (23)$$

де $u_z^l = k_l |A|$; $u_z^t = q |B|$; $\frac{1}{k_l}$ – глибина проникнення акустичної хвилі в напівпровідник,

$$\begin{aligned} |A| = & a^{3/2} \left/ \left(\frac{k_l}{2} \left(1 - \frac{1}{e^2} \right) + \frac{k_l}{k_l + k_t} \times \right. \right. \\ & \times \frac{-k_l^2 + (1 - 2\beta)q^2 + M}{\beta k_t} \left(1 - \frac{1}{e^{1+k_t/k_l}} \right) + \\ & + \frac{q^2 (-k_l^2 + (1 - 2\beta)q^2 + M)^2 + Z^2}{2k_t (2\beta k_t q)^2} \times \\ & \left. \left. \times \left(1 - \frac{1}{e^{2k_t/k_l}} \right) \right)^{1/2}, \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |B| = & \sqrt{\frac{(-k_l^2 + (1 - 2\beta)q^2 + M)^2 + Z^2}{(2\beta k_t q)^2}} a^{3/2} \left/ \right. \\ & \left/ \left(\frac{k_l}{2} \left(1 - \frac{1}{e^2} \right) + \frac{k_l}{k_l + k_t} \frac{-k_l^2 + (1 - 2\beta)q^2 + M}{\beta k_t} \times \right. \right. \\ & \times \left(1 - \frac{1}{e^{1+k_t/k_l}} \right) + \\ & + \frac{q^2 (-k_l^2 + (1 - 2\beta)q^2 + M)^2 + Z^2}{2k_t (2\beta k_t q)^2} \times \\ & \left. \left. \times \left(1 - \frac{1}{e^{2k_t/k_l}} \right) \right)^{1/2}, \quad (25) \end{aligned}$$

де

$$M = -\frac{\omega'^2}{c_l^2} \frac{\theta_d^2}{\rho c_l^2 a} \frac{D_d^2 N_{d0}}{D_d^2 q^4 + \omega'^2} \frac{q^2}{k_B T} (1 - l_d^2 q^2), \quad (26)$$

$$Z = -\frac{\omega'^3}{c_l^2} \frac{\theta_d^2}{\rho c_l^2 a} \frac{D_d N_{d0}}{D_d^2 q^4 + \omega'^2} \frac{q^2}{k_B T} (1 - l_d^2 q^2). \quad (27)$$

5. Висновки

1. З урахуванням нелокальної пружної взаємодії адсорбованого атома з атомами матриці та сил дзеркального зображення розвинуто теорію дисперсії поверхневих пружних акустичних хвиль в залежності від концентрації адсорбованих атомів і деформаційного потенціалу.

2. Встановлено, що енергетична ширина поверхневої акустичної моди пропорційна добутку концентрації адсорбованих атомів на поверхневий деформаційний потенціал адсорбованого атома ($\Gamma_{ij} \sim N_{d0} \theta_d$).

3. Встановлено, що нелокальна пружна взаємодія адсорбованого атома з атомами матриці приводить до зменшення енергетичної ширини поверхневої пружної акустичної моди. Причому в короткохвильовій ділянці акустичної моди нелокальна пружна взаємодія впливає сильніше на зміну енергетичної ширини поверхневої акустичної пружної моди.

4. Встановлено, що за однакової концентрації адсорбованих атомів, які знаходяться в приповерхневій кристалічній ґратці як домішки впровадження, ширина поверхневої акустичної моди є більшою, ніж у випадку, коли адсорбовані атоми є домішками заміщення. Це зумовлено тим, що поверхневий деформаційний потенціал адсорбованих атомів виду домішок впровадження $\theta_d^{(i)} = K a^3$ є більшим, ніж поверхневий деформаційний потенціал адсорбованих атомів виду домішок заміщення $\theta_d^3 = \frac{4}{3} \pi (R_a^3 - R_0^3)$ (R_a, R_0 – ковалентно-іонні радіуси адсорбованого атома і атома матриці відповідно).

1. A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann. Quantum oscillations in the surface-acoustic-wave attenuation caused by a two-dimensional electron system. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2104 (1986) [DOI: 10.1103/PhysRevLett.56.2104].
2. R.L. Willett, K.W. West, L.N. Pfeiffer. Apparent inconsistency of observed composite fermion geometric resonances and measured effective mass. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2988 (1995) [DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.2988].
3. D.V. Fil'. Interaction of nonuniform elastic waves with two-dimensional electrons in AlGaAs–GaAs–AlGaAs heterostructures. *Low Temp. Phys.* **25**, 466 (1999) [DOI: 10.1063/1.593768].
4. И.А. Карпович, А.В. Аншон, Д.О. Филатов. Образование и пассивация дефектов в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами GaAs/InGaAs при обработке в водородной плазме. *ФТП* **32**, 1089 (1998).

5. T.W. Kim, H.L. Park. Interband transition and electronic subband studies in CdTeZnTe strained single and double quantum wells grown by double-well temperature-gradient vapor deposition. *J. Cryst. Growth* **159**, 467 (1996) [DOI: 10.1016/0022-0248(95)00636-2].
6. В.И. Козловский, В.Г. Литвинов, Ю.Г. Садофьев. Разрыв зон в структурах с одиночной квантовой ямой $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$, выращенных на GaAs (001) эпитаксией из молекулярных пучков. *ФТП* **34**, 998 (2000).
7. S.I. Khankina, V.M. Yakovenko, I.V. Yakovenko. Surface electron states produced by a Rayleigh wave. *J. Exp. Theor. Phys.* **104**, 467 (2007) [DOI: 10.1134/S1063776107030132].
8. M.Ya. Seneta, O.R. Peleshchak, R.M. Peleshchak, Yu.O. Uhryn. In *Proceedings of the IX International Conference on Topical Problems of Semiconductor Physics, Truskavets, 2016*, edited by R. Pazyuk (Publishing House "UKRPOL" Ltd., Drohobych), p. 152.
9. В.М. Ковалев, А.В. Чаплик. Взаимодействие поверхностной и объемной акустических волн с двумерным полуметаллом. *ЖЭТФ* **147**, 356 (2015) [DOI: 10.7868/S0044451015020145].
10. В.В. Косачёв, Ю.Н. Гандурин, С.Е. Муравьев. Влияние структурно-нарушенного поверхностного слоя изотропного твердого тела на дисперсию и затухание волн Рэлея. *ФТТ* **53**, 2064 (2011).
11. A.I. Vlasenko, A. Baidullaeva, V.P. Veleschuk, P.E. Mozol, N.I. Boiko, O.S. Litvin. On the formation of nanostructures on a CdTe surface, stimulated by surface acoustic waves under nanosecond laser irradiation. *Semiconductors* **49**, 229 (2015) [DOI: 10.1134/S1063782615020220].
12. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv. Temperature regimes of formation of nanometer periodic structure of adsorbed atoms in GaAs semiconductors under the action of laser irradiation. *Condens. Mat. Phys.* **18**, 43801 (2015) [DOI: 10.5488/CMP.18.43801].
13. R.M. Peleshchak, I.I. Lazurchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, G.G. Zegrya. Role of acoustoelectric interaction in the formation of nanoscale periodic structures of adsorbed atoms. *Semiconductors* **50**, 314 (2016) [DOI: 10.1134/S1063782616030180].
14. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Theory of elasticity* (Pergamon Press, 1970) [ISBN: 8181477928].
15. Г. Хакен. *Синергетика* (Мир, 1980).
16. I.A. Kumin. *Nonlocal Theory of Elasticity* (Polish Academy of Sciences, 1970).
17. М.Я. Кривоглаз. *Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах* (Наукова думка, 1983).
18. Г.Л. Фалько, С.Г. Шпирко. Модель деформационного перерозподілу і стаціонарні профілі концентрації імплантованої домішки. *УФЖ* **40**, 1115 (1995).
19. V.I. Emel'yanov, K.I. Eremin. Threshold nucleation of a nanometer-scale periodic adatom structure with the participation of a static surface acoustic wave. *JETP Letters* **75**, 98 (2002) [DOI:10.1134/1.1466485].
20. N. Bannov, V. Mitin, M. Stroschio. Confined acoustic phonons in a free-standing quantum well and their interaction with electrons. *Phys. Stat. Sol. (b)* **183**, 131 (1994) [DOI: 10.1002/pssb.2221830109].

Одержано 18.11.16

R.M. Peleshchak, M.Ya. Seneta

DISPERSION LAW AND THE DEPENDENCE OF THE SURFACE ACOUSTIC MODE WIDTH ON THE CONCENTRATION OF ADSORBED ATOMS

S u m m a r y

The dispersion law for elastic surface acoustic waves and the dependence of the surface acoustic mode width on the concentration of adsorbed atoms have been found. The calculations are carried out in the long-wave approximation for the interaction between the adatoms with regard for image forces and the non-local elastic interaction between the adsorbed and matrix atoms.