

УДК 539.315

С.Г. Кияк¹, І.В. Петрович², П.В. Володін², І.А. Могиляк²¹ Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С. Підстригача НАН України² Національний університет "Львівська політехніка", кафедра електронних приладів

**МОДЕЛЮВАННЯ ФОРМИ РЕЛЬЄФУ ПОВЕРХНІ
НАПІВПРОВІДНИКІВ У ЗОНАХ ДІЇ МІЛІСЕКУНДНИХ ТА
СЕКУНДНИХ ЛАЗЕРНИХ ІМПУЛЬСІВ**

S.G. Kiyak¹, I.V. Petrovych², P.V. Volodin², I.A. Mohylyak²¹Institut of mechanics and mathematics applied problems by Ya.S.Pidstryhach NASU²Lviv Polytechnic National University, Electronic device dept.

**THE SIMULATION OF SURFACE SEMICONDUCTORI
RELIEF FORM IN ZONE OF MILLISECOND AND SECOND
LASER PULSES INFLUENCE**

© Кияк С.Г., Петрович І.В., Володін П.В., Могиляк І.А., 2001

Проведено моделювання рельєфу поверхні для періодичних структур проплавів на аморфних та кристалічних зразках Si після їх імпульсного лазерного опромінення. Зроблено розрахунок для проплавів, які мають форми з висупами та впадинами в центрах цих утворень. Результати розрахунку узгоджено з даними експерименту.

The surface relief modeling for periodic fusing structures on amorphous and crystalline Si samples after their pulse laser irradiation is carried out. The computation for fusing structures, which have the forms with bulges and hollows in centers of these formations, is done. The computation results confirm experimental data.

Вступ. Процеси нагрівання напівпровідників лазерним випромінюванням є предметом активних досліджень [1] у зв'язку з розвитком останніми роками нових нерівноважних методів спланованої зміни структури і електрофізичних властивостей матеріалів – лазерного твердофазного легування, лазерного відпалювання напівпровідників тощо. [2, 3]. Найдетальніше вивчені особливості дії на матеріали наносекундних лазерних імпульсів тривалістю 10–100 нс. Чисельне моделювання дає змогу дослідити часову залежність температури на поверхні зони дії лазерного випромінювання, а також на різних глибинах від поверхні зразків у цьому часовому режимі роботи лазерів. Що ж стосується впливу на матеріали імпульсів лазерного випромінювання мілісекундного і секундного діапазонів, то для цих часових режимів лазерної дії існують тільки дуже наближені методи розрахунків температурних полів [1], які не враховують низки важливих фізичних процесів і механізмів нагрівання, які є визначальними для вказаних часових діапазонів роботи лазерів. Істотна нерівноважність процесів, що відбуваються в зонах дії імпульсного лазерного випромінювання, призводить до виникнення нових фізичних явищ, зумовлених нестійкостями параметрів напівпровідників та самоорганізацією в системах, виведених із стану термодинамічної рівноваги. Зокрема, в електронно-дірковій плазмі (ЕДП), згенерованій у напівпровідниках під дією лазерного випромінювання, має місце спонтанне розшарування однорідного стану температури кристалічної ґратки і концентрації носіїв заряду [4, 5]. При

цьому виникає додатний зворотний зв'язок між температурою кристалічної ґратки і концентрацією носіїв заряду в області їх флуктуації, який призводить не тільки до підсилення початкових флуктуацій температури, але й до формування в напівпровідниках квазі-періодичних температурних полів великої амплітуди. Неоднорідні температурні поля визначають особливості процесів плавлення, кристалізації і формування рельєфу поверхні напівпровідників у зонах дії лазерного випромінювання.

Встановлено, що при дії однорідного лазерного випромінювання з допороговою потужністю (нижчою від значення густини світлового потоку, при якому відбувається однорідне плавлення поверхневого шару напівпровідника), на поверхні кристалів формуються локально розплавлені області. Форма їх однозначно пов'язана з кристалографічною орієнтацією поверхні напівпровідника.

Розрахунок форми поверхні з виступами в центрах проплавів. Розглянемо ці випадки поверхні розплаву. Нехай затвердіння розплаву відбувається в нескінченно довгій кюветі, яка утворилась на поверхні зразка при її розплавленні. Вертикальний переріз цієї кювети має форму рівнобедреного трикутника, основа якого лежить на поверхні зразка. Позначимо половину кута при вершині утвореного трикутника через α , ширину кювети – $2x_0$ (рис. 1).

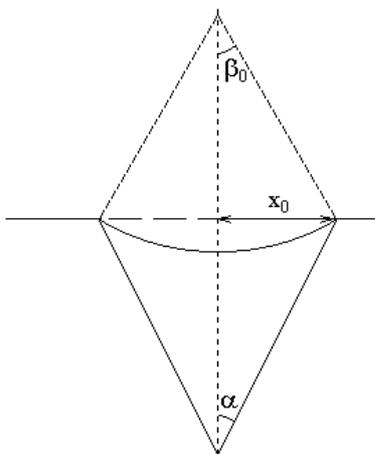


Рис. 1. Форма заглиблення у вигляді кювети

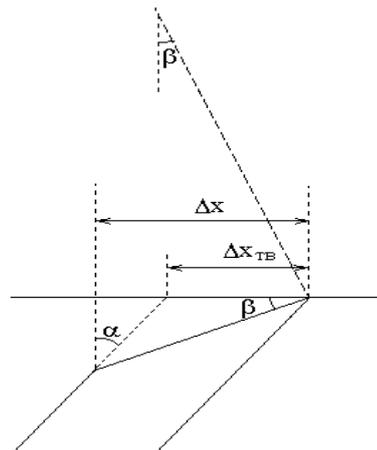


Рис. 2. Фрагмент краю кювети при затвердінні шару на боковій поверхні кювети (Δx – зміна ширини кювети, $\Delta x_{ТВ}$ – зміна ширини кювети для затверділого шару)

При розплавленні кювети об'єм твердої речовини на одиницю її довжини $V_{m\phi} = x^2 / tg\alpha = x^2 \omega$ (де $\omega = 1/tg\alpha$) буде переходити в рідкий стан. Оскільки, густина цієї речовини в рідкому стані є меншою, ніж у твердому в η разів ($\eta = \rho_{m\phi} / \rho_p$), то об'єм рідкої речовини на одиницю довжини кювети V_p буде меншим в η разів від $V_{m\phi}$ ($V_p = \eta V_{m\phi}$). Вважатимемо, що внаслідок змочування розплавом країв кювети утворена поверхня розплаву описується дугою сегмента кола, центральний кут якого дорівнює $2\beta_0$. При цьому об'єм сегмента та розплавленої над ним речовини в сумі дорівнює об'єму розплавленої речовини в цілому.

При поступовому затвердінні, як відбивається шар за шаром на бокових поверхнях кювети, кожний шар, що затвердів, має більший об'єм, ніж об'єм розплаву, з якого він утворився. Крім того, біля країв кювети розплавлений шар має скіс, який виникає внаслідок змочування (рис. 2). Внаслідок затвердіння розплаву об'ємом ΔV_p , утворюється шар твердої

речовини об'ємом $\Delta V_{m\phi}$. При цьому зменшення об'єму кювети ΔV_{κ} , який складається з суми об'ємів розплаву та сегмента, піде на зменшення об'ємів розплаву та сегмента:

$$\Delta V_c + \Delta V_p = \Delta V_{\kappa}. \quad (1)$$

Зменшення об'єму кювети не дорівнює об'єму затверділого шару, оскільки край новоутвореної кювети знаходиться нижче від краю кювети до затвердіння цього шару (рис. 2). Оскільки об'єм кювети шириною $2x$ на одиницю її довжини дорівнює $V_{\kappa}(x) = \omega x^2$ (де $\omega = 1/tg\alpha$), то зміна об'єму кювети при зміні її ширини Δx буде дорівнювати $\Delta V_{\kappa} = 2\omega x \Delta x$. Оскільки співвідношення між Δx та $\Delta x_{m\phi}$ визначається, як

$$\Delta x_{m\phi} = \Delta x(1 - tg\alpha tg\beta) = \Delta x \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right),$$

то зміна об'єму затверділого шару при такій самій зміні ширини кювети (нехтуючи об'ємом скосів як нескінченно малою величиною вищого порядку порівняно з об'ємом затверділого шару) буде дорівнювати $\Delta V_{m\phi} = 2\omega x \Delta x_{m\phi}$, де $\Delta x_{m\phi}$ – зміна ширини кювети для затверділого шару. Таким чином, співвідношення між зміною об'єму затверділого шару та зміною об'єму кювети буде визначатися, як

$$\Delta V_{m\phi} = \Delta V_{\kappa} \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right).$$

Оскільки об'єм затверділого шару в η разів більший від зміни об'єму розплаву ($\Delta V_p = \Delta V_{m\phi} \eta$), то використовуючи співвідношення (1), отримаємо:

$$\Delta V_c = \Delta V_{\kappa} \left(1 - \eta \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right)\right).$$

У диференційному вигляді цей вираз можна записати, як

$$dV_c = dV_{\kappa} \left(1 - \eta \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right)\right) = 2\omega x \left(1 - \eta \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right)\right) dx. \quad (2)$$

Оскільки об'єм сегмента на одиницю довжини кювети шириною $2x$ з центральним кутом 2β дорівнює

$$V_c = x^2 \left(\frac{\beta}{\sin^2 \beta} - \frac{\cos \beta}{\sin \beta} \right) = x^2 F(\beta), \quad (3)$$

то диференціал dV_c дорівнюватиме

$$dV_c = 2xF(\beta)dx + x^2 F'(\beta)d\beta,$$

де $F'(\beta)$ – похідна від функції $F(\beta)$ по параметру β .

Використовуючи співвідношення (2), отримаємо диференційне рівняння:

$$2xF(\beta)dx + x^2 F'(\beta)d\beta = 2\omega x \left(1 - \eta \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right)\right) dx.$$

Розділимо змінні у цьому диференційному рівнянні та скоротимо його на x :

$$2 \frac{dx}{x} = \frac{F'(\beta)d\beta}{\omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{tg\beta}{\omega}\right)\right) - F(\beta)}.$$

Проінтегруємо це рівняння в межах від величини x_0 , якій відповідає центральний кут сегмента β_0 , до деякої проміжної півширини кювети x , якій відповідає центральний кут сегмента β , і отримаємо:

$$\ln x - \ln x_0 = \frac{1}{2} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F'(\beta) d\beta}{\omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\beta}{\omega} \right) \right) - F(\beta)}.$$

Звідси при центральному куті β ширина кювети дорівнюватиме

$$x(\beta) = x_0 e^{\frac{1}{2} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F'(\beta) d\beta}{\omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\beta}{\omega} \right) \right) - F(\beta)}} \quad (4)$$

Таким чином, ми отримали залежність півширини кювети x у певний момент затвердіння від половини центрального кута сегмента β .

Оскільки тангенс кута скосу краю кювети дорівнює $\operatorname{tg}\beta$, то при затвердінні шару, що супроводжується зміною ширини кювети на Δx , зміна висоти краю кювети дорівнюватиме $\Delta z = \operatorname{tg}\beta \Delta x$. У диференційному вигляді це співвідношення має такий вигляд: $dz = \operatorname{tg}\beta dx$. З

врахуванням рівняння (4), та того, що диференціал $dx = \frac{\partial x}{\partial \beta} d\beta$, отримаємо диференційне рівняння:

$$dz = x_0 e^{\frac{1}{2} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F'(\beta) d\beta}{\omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\beta}{\omega} \right) \right) - F(\beta)}} \frac{F'(\beta)}{2 \cdot \omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\beta}{\omega} \right) \right) - F(\beta)} \operatorname{tg}\beta d\beta.$$

Проінтегрувавши це рівняння за умови $z(\beta_0) = 0$, отримаємо значення висоти положення краю кювети при відповідному центральному куті сегмента:

$$z = \int_{\beta_0}^{\beta} x_0 \frac{1}{2} e^{\frac{1}{2} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F'(\beta) d\beta}{\omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\beta}{\omega} \right) \right) - F(\beta)}} \frac{F'(\beta)}{2 \cdot \omega \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\beta}{\omega} \right) \right) - F(\beta)} \operatorname{tg}\beta d\beta. \quad (5)$$

Отже, рівняння (4) та (5) дають нам значення висоти положення краю кювети z при півширині цієї кювети x залежно від параметра β , тобто описують профілі утворених виступів.

При нашаруванні на боковій поверхні затверділої речовини відбувається поступове зменшення ширини кювети та об'єму сегмента, що супроводжується зменшенням центрального кута цього сегмента. Тобто розплав збільшує свій об'єм по відношенню до об'єму кювети, в якій він знаходиться. При центральному куті $\beta=0$ об'єм сегмента дорівнює нулю, що означає, що розплав займає увесь об'єм кювети. Кут скосу краю кювети залишається додатній (тобто спад скосу направлений всередину кювети). В результаті цього відбувається зниження краю кювети і утворюється заглиблення біля краю кювети. У точці $\beta=0$ спостерігається максимальне заглиблення. Далі при затвердінні центральний кут продовжує зменшуватись і досягає від'ємних значень. При цьому розплав займає об'єм, більший від кювети, в якій він знаходиться. Внаслідок поверхневого натягу утворюється крапля розплаву над кюветою у вигляді сегмента кола з центральним кутом 2β . У цьому випадку кут скосу краю кювети буде від'ємним, що відповідає росту краю кювети. Цей

процес буде продовжуватись до кінця повного затвердіння. На профілі затверділої речовини це відповідає утворенню вершини в центрі кювети.

На рис. 3 показано розрахований профіль затвердіння розплавленої кювети при $\eta=0,8; 0,85; 0,9$ за поданою моделлю.

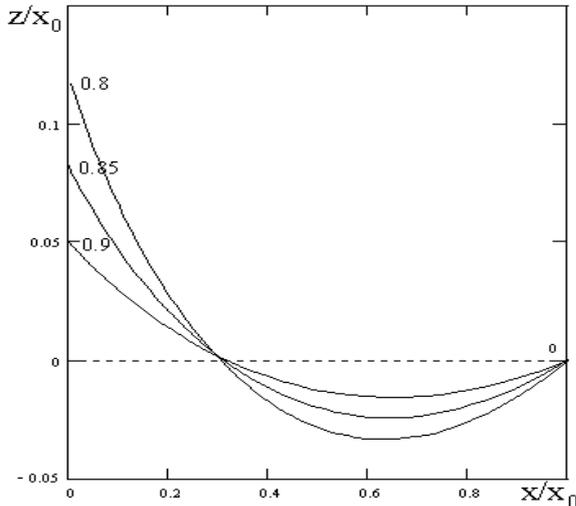


Рис. 3. Форма профілю затвердіння кювети при різних η

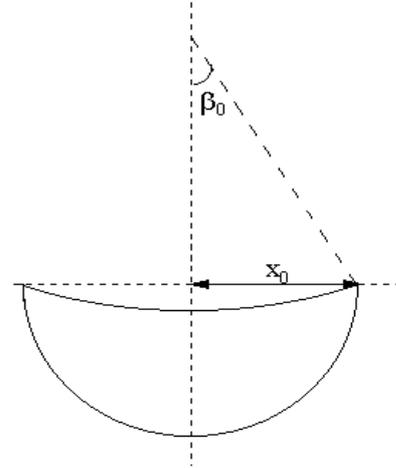


Рис. 4. Форма заглиблення у вигляді півкулі

Розглянемо інший випадок. Нехай при розплаві на поверхні утворюється заглиблення, яке має форму півкулі; розчин у ньому змочує краї заглиблення. Поверхня розплаву описується поверхнею сегмента кулі (рис. 4).

Об'єм заглиблення півкулі дорівнює

$$V_h = \frac{2}{3} \pi x_0^3,$$

а об'єм сегмента над нею

$$V_c = \pi x_0^3 F_1(\beta), \text{ де } F_1(\beta) = \frac{\frac{2}{3} - \cos \beta + \frac{1}{3} \cos^3 \beta}{\sin^3 \beta}.$$

В процесі нашарування розміри заглиблення та сегмента зменшуються, і при певному значенні x дорівнюватимуть відповідно

$$V_h = \frac{2}{3} \pi x^3, \quad V_c = \pi x^3 F_1(\beta).$$

В процесі затвердіння шару відбувається зменшення півширини заглиблення на Δx та об'єм заглиблення зменшується на $\Delta V_h = 2\pi x^2 \Delta x$. При цьому, через наявність скосу в результаті змочування бокових поверхонь, об'єм затверділого шару менший від ΔV_h на об'єм сектора радіусом x та висотою Δy (де Δy – зміна висоти краю заглиблення). Оскільки кут скосу дорівнює β , то $\frac{\Delta y}{\Delta x} = \operatorname{tg} \beta$.

Таким чином, $\Delta y = \operatorname{tg} \beta \Delta x$. Звідси, об'єм затверділої речовини дорівнюватиме:

$$\Delta V_{мс} = 2\pi x^2 \Delta x - \pi x^2 \operatorname{tg} \beta \Delta x \quad \text{або} \quad \Delta V_{мс} = 2\pi x^2 \Delta x \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \beta}{2} \right).$$

Оскільки об'єм затверділого шару в η разів більший від зміни об'єму розплаву ($\Delta V_p = \Delta V_m \eta$), використовуючи співвідношення (1), отримуємо:

$$\Delta V_c = \Delta V_h \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\text{tg} \alpha}{2} \right) \right).$$

У диференційному вигляді це співвідношення набуде такого вигляду:

$$dV_c = dV_h \left(1 - \eta \left(1 - \frac{\text{tg} \alpha}{2} \right) \right).$$

Інтегруючи обидві частини останнього рівняння, отримуємо:

$$3x^2 F_1(\beta) + x^3 F_1'(\beta) = 3\omega x^2 \left(1 - \eta \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \text{tg} \beta \right) \right) dx, \text{ де } \omega = \frac{2}{3}.$$

Скоротимо це рівняння на x^2 , і розділивши змінні та провівши інтегрування при граничних умовах $x=x_0$, $\beta=\beta_0$, отримуємо:

$$x(\beta) = x_0 e^{\frac{1}{3} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F_1'(\beta) d\beta}{\omega(1-\eta(1-0.5 \cdot \text{tg} \beta)) - F_1(\beta)}}.$$

Звідси висота положення краю кювети при відповідному центральному куті сегмента заглиблення дорівнюватиме:

$$z = \int_{\beta_0}^{\beta} x_0 \frac{1}{3} e^{\frac{1}{3} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F_1'(\beta) d\beta}{\omega(1-\eta(1-0.5 \cdot \text{tg} \beta)) - F_1(\beta)}} \frac{F_1'(\beta)}{\omega(1-\eta(1-0.5 \cdot \text{tg} \beta)) - F_1(\beta)} \text{tg} \beta d\beta. \quad (6)$$

В результаті розрахунків було визначено: при $\eta=0,9$ максимальна висота профілю заглиблення становить 30% від радіуса заглиблення x_0 . Мінімум профілю знаходиться біля країв заглиблення $x_{min}/x_0=0,738$. Мінімальна висота дорівнює 3,6% від радіуса заглиблення x_0 . Точка, в якій профіль перетинає рівень підкладки (тобто при $z=0$), визначається, як $x_{z=0}/x_0=0,49$ (рис. 5.).

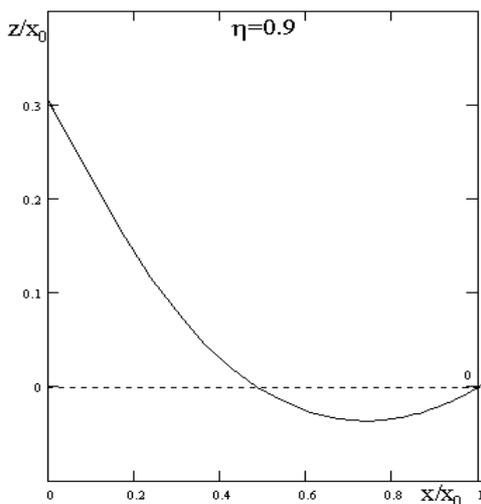


Рис. 5. Форма профілю затвердіння у випадку заглиблення у вигляді півкулі

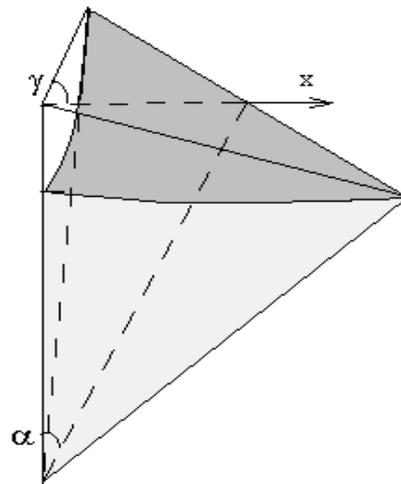


Рис. 6. Форма фрагмента кювети для утворення заглиблення з відповідною кількістю сторін

Розглянемо випадок, при якому можна застосовувати ці міркування до монокристалічних зразків. Припустимо, що розплавлене заглиблення займає частину кювети у формі

рівнобедреного трикутника, основа якого знаходиться на краю кювети, вершина лежить на середині кювети (рис. 6), а бокова сторона заглиблення є боком кювети. При цьому кут при вершині дорівнює $2\gamma=2\pi/n$, де n – кількість боків форми заглиблення. Таким чином, n таких частин будуть повністю становити це заглиблення.

Об'єм заглиблення дорівнюватиме

$$V_h = nx_0^3 \frac{tg\gamma}{3tg\alpha},$$

а об'єм сегмента над ним становить:

$$V_c = 2nx_0^3 tg\gamma F_2(\beta) \text{ де } F_2(\beta) = \frac{\frac{1}{3} - \frac{1}{2} \cos \beta + \frac{1}{6} \cos^3 \beta}{\sin^3 \beta}.$$

В процесі нашарування розміри заглиблення та сегмента зменшуються і при певному значенні x будуть дорівнювати, відповідно:

$$V_h = nx^3 \frac{tg\gamma}{3tg\alpha}, \quad V_c = 2nx^3 tg\gamma F_2(\beta).$$

При використанні залежності (2), отримаємо:

$$3x^2 F_2(\beta) + x^3 F_2'(\beta) = 3\omega x^2 (1 - \eta(1 - tg\alpha \cdot tg\beta)) dx,$$

де $\omega = \frac{1}{6tg\alpha}$.

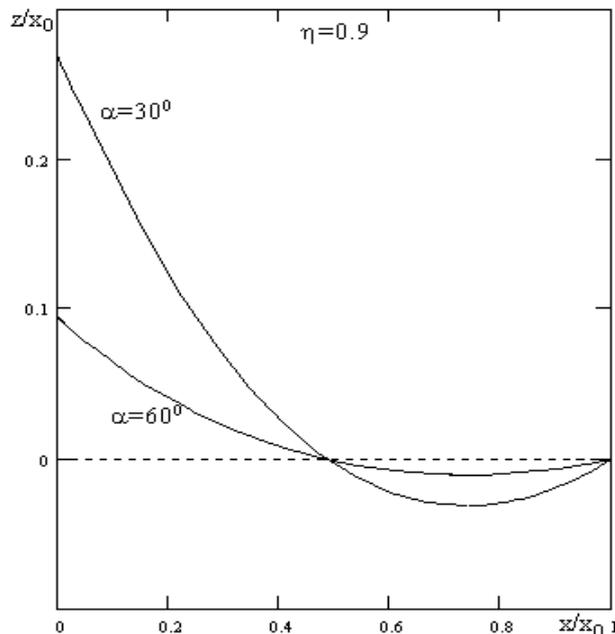


Рис. 7. Профіль затвердіння заглиблення при $\eta=0,9$ та $\alpha=30^\circ, 60^\circ$

Скоротимо це рівняння на x^2 , розділимо змінні та проведемо інтегрування при граничних умовах $x=x_0, \beta=\beta_0$. Отримаємо:

$$x(\beta) = x_0 e^{\frac{1}{3} \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{F_2'(\beta) d\beta}{\omega(1-\eta(1-tg\alpha \cdot tg\beta)) - F_2(\beta)}}.$$

Звідси висота положення краю кювети при відповідному центральному куті сегмента заглиблення визначається, як:

$$z = \int_{\beta_0}^{\beta} x_0 \frac{1}{3} e^{\frac{1}{3} \beta} \frac{F'_2(\beta) d\beta}{\omega(1-\eta(1-\operatorname{tg}\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta)) - F_2(\beta)} = \frac{F'_2(\beta)}{\omega(1-\eta(1-\operatorname{tg}\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta)) - F_2(\beta)} \operatorname{tg}\beta d\beta. \quad (7)$$

На рис. 7 показано профіль затвердіння заглиблення при $\eta=0,9$ та при $\alpha=60^\circ$ і 30° .

Розрахунок форми поверхні із впадинами в центрах проплавів. Розглянемо форму поверхні, наведену в [3]. Вона складається з виступів круглої форми діаметром 5–10 мкм та висотою 1–2 мкм. При цьому площа поверхні всередині кільця розташована на 0,5 мкм нижче від поверхні перекристалізованого шару (рис. 8).

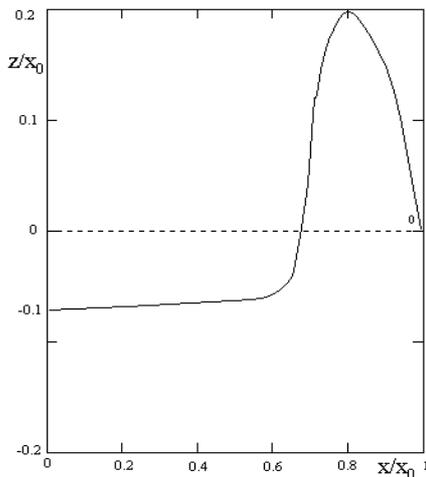


Рис. 8. Експериментальний профіль затвердіння заглиблення розплаву

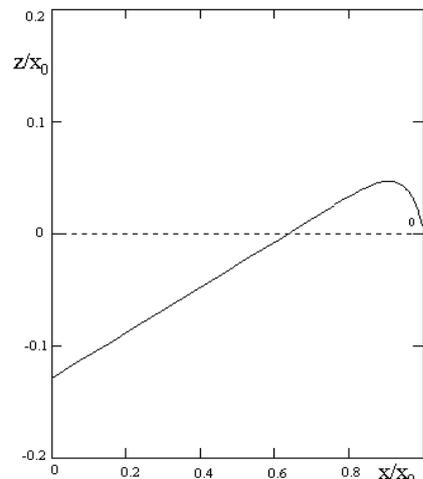


Рис. 9. Профіль затвердіння заглиблення розплаву, який має форму напівеліпсоїда обертання

У цьому випадку, густина речовини підкладки в рідкому стані менша від густини в твердому стані і тому на краях заглиблення утворюється виступ. В процесі початкового розплаву, внаслідок розширення розплавленої речовини виникає крапля, поверхня якої з поверхнею підкладки утворює кут приблизно 60° . Якщо відношення густини твердої та рідкої фази дорівнює 1,1, то в об'ємі розплавленого заглиблення, яке має форму півкулі, не вистачає місця для утворення краплі (при цьому приймаємо, що форма краплі має форму сегмента кулі). Для заглиблення, яке має форму півкулі, такий кут має дорівнювати 15° . Якщо крапля утворює кут 60° , то об'єм заглиблення має бути приблизно в 4–5 разів більшим, ніж об'єм заглиблення півкулі, при цьому радіус поверхневої дірки повинен залишатись таким самим. Результати розрахунку, проведеного за методикою, поданою в п. 1, показують, що для заглиблення у вигляді еліпсоїда обертання з великою віссю, направленою вглиб, відношення великої та малої осей повинно становити від 4 до 5. Якщо ж заглиблення має форму циліндра, то висота циліндра повинна бути в 1,8 раза більшою від радіуса заглиблення (рис. 9).

Проведені розрахунки для краплі з формою еліпсоїда обертання якісно збігаються з отриманими експериментальними результатами, хоча кількісні співвідношення розходяться у 4 рази. Очевидно, що процес затвердіння розплавленої фази є значно складнішим, ніж наша модель.

Можна припустити, що затвердіння боків та донної частини заглиблення відбувається нерівномірно. Так, утворення високого виступу на периферії зумовлене тим, що зменшення

кута, який утворює крапля з поверхнею підкладки, відбувається повільно. При цьому кількість затверділої речовини мала, оскільки малою є зміна об'єму затвердіння. Одне з можливих пояснень такого процесу – домінування процесу затвердіння на бокових поверхнях заглиблення. Різкий спад виступу очевидно зумовлений затвердінням великої частини розплаву в заглибленні, оскільки зміна об'єму при цьому є велика. Такі форми спостерігаються при домінуванні затвердіння донної частини заглиблення.

Утворення пологої площини всередині утвореної структури очевидно зумовлюється тим, що після затвердіння донної частини, заглиблення з розплавом має малу глибину і в процесі остаточного затвердіння не має великих кутів змочування. При цьому кут нахилу у цій частині заглиблення є малим.

Проведені розрахунки та отримані експериментальні результати для цього випадку дають змогу зробити такі висновки.

Утворений профіль (в радіальному напрямку) не залежить від форми заглиблення. Максимальна висота профілю заглиблення при $\alpha=60^\circ$ становить 9,5%, при $\alpha=30^\circ$ – 27% (експериментальна величина у цьому випадку дорівнює 18,4%). Мінімум профілю знаходиться біля країв заглиблення: для розглянутих випадків $x_{min}/x_0=0,738$ (тоді як експериментально ця величина дорівнює 0,754). Мінімальна висота при $\alpha=60^\circ$ становить 1%, при $\alpha=30^\circ$ – 3,1% (для цього випадку експеримент дає 2,4%) від довжини заглиблення в радіальному напрямку x_0 . Для обох розглянутих випадків $x_{z=0}/x_0=0,49$ (дослідження дають 0,53).

Причини розходження розрахованих та вимірних параметрів полягають у тому, що форма змочування країв заглиблення має дуже складний характер.

Висновки. Проведений аналіз утворення проплавів з формами виступів та впадин після лазерного опромінення мілісекундними та секундними імпульсами приводить до висновку, що рельєф проплаву зумовлений кристалічною структурою зразків, їх орієнтацією та величиною поверхневого натягу рідкої фази напівпровідника.

Форма окремого профілю періодичної структури зумовлена, передусім, густинами матеріалу, що опромінюється, в твердому та рідкому стані та об'ємним збігом між рідкою та твердою фазами у процесі кристалізації. Зокрема, у випадку кристалічних та аморфних зразків спостерігаються проплави з визначеним хоча б одним напрямком анізотропії (кювета) та ізотропні проплави (півкуля).

1. *Laser annealing of semiconductors (Edited by J.M.Poate, James W.Mayer) Academic Press. –New York, 1982.* 2. Prokhorov A.M., Bonchik A.Yu., Kiyak S.G., Manenkov A.A., Mikhailova G.N., Pokhmurskaja A.V., Seferov A.S., Ursu I., Craciun V., Mihailescu I.N. // *Appl. Surf. Sci*, 1989. –43. –340. 3. Pokhmurska A, Bonchik O., Kiyak S., Savitski G., Gloskovski A. // *Appl. Surf. Sci*, 2000. 712. P.154–155. 4. Бончик А.Ю., Гафійчук В.В., Кияк С.Г., Савицький Г.В. // *Поверхность (физика, химия, механика)*, 1986. – №5. – 142. 5. Кияк С.Г., Бончик А.Ю., Гафійчук В.В., Южанин А.Г., Тислюк И.В., Похмурская А.В. // *Изв. АН СССР. Сер. Физическая*, 1988. – 52. – 2276.