

Scientific journal
PHYSICAL AND MATHEMATICAL EDUCATION
 Has been issued since 2013.

ISSN 2413-158X (online)
 ISSN 2413-1571 (print)

Науковий журнал
ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНА ОСВІТА
 Видається з 2013.

<http://fmo-journal.fizmatsspu.sumy.ua/>



Надточій В.О., Белошапка О.Я. Утворення дислокацій у приповерхневому шарі Ge під дією лазерного імпульсу. Фізико-математична освіта. 2020. Випуск 1(23). С. 91-96.

Nadtochy V., Beloshapka O. Formation of dislocations in the surface layer (Ge) under the influence of laser momentum. Physical and Mathematical Education. 2020. Issue 1(23). P. 91-96.

DOI 10.31110/2413-1571-2020-023-1-015
 УДК 537.311.33

В.О. Надточій

ДВНЗ Донбаський державний педагогічний університет, Україна
 kafedrafiziki2018@gmail.com
 ORCID: 0000-0001-9890-171X

О.Я. Белошапка

ДВНЗ Донбаський державний педагогічний університет, Україна
 beloshapka78@ukr.net
 ORCID: 0000-0001-7448-3832

УТВОРЕННЯ ДИСЛОКАЦІЙ У ПРИПОВЕРХНЕВОМУ ШАРІ Ge ПІД ДІЄЮ ЛАЗЕРНОГО ІМПУЛЬСУ

АНОТАЦІЯ

Формулювання проблеми. Стаття є дослідною. Головна проблема яка висувається в статті, це чи зароджуються дислокації, під дією лазерного опромінення. Спочатку ставили задачу визначити умову імпульсного лазерного опромінення, при якій найбільш ефективно створюються напруження зсуву у приповерхневому шарі кристала, а також задачу розрахунку температурного поля у зоні опромінення.

Матеріали і методи. Використовували монокристалічний германій з питомим опором 45 Ом·см і щільністю ростових дислокацій $2,5 \cdot 10^3$ см⁻². Торець злитка з площиною (111) піддавали шліфуванню, хіміко-динамічному і хімічному поліруванню. Дефектну структуру виявляли у хромовому травнику із суміші CrO₃:HF=1:1. Опромінення поверхні (111) Ge здійснювали на лазерній установці типу УИГ-1М з рубіновим оптичним квантовим генератором, працюючим у режимі вільної генерації на довжині хвилі $\lambda = 0,694$ мкм. Густина енергії опромінення на поверхні германію змінювалась в межах 2-25 Дж/см², тривалість імпульсу була 1мс. Опромінення відбувалося сфокусованим на поверхні лазерним променем, в окремих експериментах використовували розфокусований промінь. Діаметр D зони лазерного опромінювання становив 3 мм. Дислокаційну структуру вивчали оптичним методом

Результати. За результатами обчислень були отримані залежності температури вздовж радіуса плями для різних моментів часу від початку дії лазерного опромінювання. Проаналізовано фізичний механізм виникнення дислокацій на ділянці з температурою ~450 К, де фотонагрівання не є головним фактором дефектоутворення. Структурними дослідженнями встановлено, що найбільш ефективно напруження зсуву у приповерхневому шарі зразка Ge створюються дією розфокусованого променя з енергією опромінення, достатньої для оплавлення кристала лише у центрі лазерної плями. Шляхом розв'язання диференціального рівняння теплопровідності отримані залежності густини оптичної потужності, яка поглинається поверхнею від часу опромінення, а також розподіл температури на поверхні уздовж радіуса лазерної плями.

Висновки. Зроблено висновок, що дислокації в лінійно-періодичних структурах виникають за рахунок гетерогенного зародження і розширення призматичних петель, орієнтованих в періодично-індукованому полі концентрації вакансій.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: лазерний промінь, дефекти, дислокація, опромінення, структура, вибіркове травлення.

ВСТУП

Постановка проблеми в загальному вигляді і її зв'язок з важливими науковими завданнями. При малоінтенсивному лазерному опроміненні Ge з енергією $W \approx 100$ мДж/см² у приповерхневих шарах виникає непружна деформація за рахунок накопичення точкових дефектів і утворення кластерів (Качаурин Г.А., Нидаев Е.В., Данюшкин Н.В., 1980; Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С., 1982). При вказаних інтенсивностях опромінення фотонагрів не перевищував $\Delta T_{\max} = 100$ К, а тому роль термічного фактора була не головною. Зроблено висновок (Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С., 1982), що мікропластична деформація має недислокаційну природу.

Однак проведені дослідження (Береховских В.Ф., Володин Б.Л., Емельянов В.И., 1971; Емельянов В.И., Кашкаров П.К., 1990) низькотемпературної деформації Ge показали, що в інтервалі температур 77 -300 К у тонких

приповерхневих шарів дислокації можуть зароджуватися при малих напруженнях 20-100 МПа. Під час тривалих випробувань на повзучість рух ростових дислокацій можна спостерігати при як завгодно малих напруженнях, оскільки біля поверхні кристала реалізується дифузійно-дислокаційна кінетика за рахунок підвищеної концентрації точкових дефектів.

Тому у даній роботі важливо було з'ясувати, чи зароджуються дислокації, які впливають на всі фізичні характеристики напівпровідника, під дією лазерного опромінення. Під час дії лазерного променя із спадаючим розподілом енергії в межах лазерної плями можна спостерігати за особливістю утворення дефектів на поверхні в інтервалі від температури плавлення до температури неопроміненої частини кристала.

Аналіз останніх досліджень і публікацій, в яких започатковано розв'язання даної проблеми і на які спирається автор, виділення невирішених раніше частин загальної проблеми, котрим присвячується означена стаття. Проблему дефектів, створюваних у напівпровідниках досліджували Г.А. Качурін, Є.В. Нідаєв, А.В. Двуреченський, В.І. Ємельянов, П.К. Кашкаров, А.Ф. Банішев. У даній статті вперше розглядається проблема утворення дислокацій на ділянках поверхні германію, де температура поверхні від дії лазерного променя була нижчою від $T_{cr} = 300^\circ\text{C}$. При цьому мікропластична деформація могла б існувати лише у тонкому приповерхневому шарі.

Мета. У даній роботі вперше розглядаються питання дефектоутворення у низькотемпературних зонах на поверхні (112) монокристалічного Ge. Теоретичними розрахунками необхідно було знайти розподіл температури на поверхні уздовж радіуса лазерної плями від початку дії випромінювання, виконати структурні дослідження та обґрунтувати фізичний механізм утворення спостережуваних дефектів.

МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Використовували опромінювання з гауссовим та дифракційним розподілом інтенсивності; комплексні структурні дослідження опромінених зразків Ge здійснювали методом металографії.

Для розрахунку температурних полів використовували диференціальне рівняння теплопровідності другого порядку, яке розв'язувалося за неявною схемою розрахунку в алгоритмі розробленої авторами комп'ютерної програми «Stress».

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + g \quad (1)$$

При розв'язанні рівняння методом сіток вузли розставляли на координатній площині $x(t)$ із кроком h уздовж осі x і з кроком τ уздовж осі часу t . Нумерацію вузлів починали із нульового вузла, який у початковий момент часу знаходиться на поверхні зразка. Позначимо через T_n^j температуру у вузлі з координатами $x=nh$ і $t=j\tau$.

Особливість розв'язання даного рівняння полягає в необхідності врахування температурної залежності коефіцієнтів для Ge: c – питома теплоємність, Дж/кг·К; κ – теплопровідність, Вт/(м·К); α – оптичне поглинання, %. Використовувались аналітичні температурні їх залежностей, які були отримані з експериментальних даних [5–10].

Диференціальне рівняння (1) замінюємо рівнянням різниць [2]

$$c_n^j \rho \frac{T_n^{j+1} - T_n^j}{\tau} = \kappa_n^j \frac{T_{n+1}^{j+1} - 2T_n^{j+1} + T_{n-1}^{j+1}}{h^2} + \frac{\kappa_{n+1}^j - \kappa_n^j}{h} \times \frac{T_{n+1}^{j+1} - T_n^{j+1}}{h} + g \quad (2)$$

Граничною умовою на поверхні кристала є рівняння теплового балансу для прилеглого до поверхні шару з товщиною, що дорівнює кроку координати h .

Для межі, на якій поглинається лазерне випромінювання з густиною потужності W [Вт/м²], маємо

$$(T_0^{j+1} - T_0^j) c_0^j \rho h = W \tau + \frac{T_1^{j+1} - T_0^{j+1}}{h} \kappa_0^j \tau \quad (3)$$

Крізь тильну поверхню ($n=N$) кристалу тепловий потік відсутній, а тому аналогічне (3) рівняння теплового балансу має вигляд

$$(T_N^{j+1} - T_N^j) c_N^j \rho h = \frac{T_{N-1}^{j+1} - T_N^{j+1}}{h} \kappa_{N-1}^j \tau \quad (4)$$

Початкова умова задає початковий розподіл температури по товщині зразка:

$$T(x, 0) = T_0 = 293 \text{ K} \quad (5)$$

При опроміненні кристала лазерним імпульсом тривалістю τ_p і при товщині кристалічної пластини $H = Nh > \sqrt{\kappa_p / (c\rho)}$ можна вважати, що температура тильної поверхні зразка за час тривалості імпульсу не змінюється. Для кристала Ge при тривалості імпульсу $\tau_p = 1 \text{ мс}$ має виконуватися умова $H > 0,2 \text{ мс}$. У такому випадку

$$T_N^{j+1} = T_0 \quad (6)$$

Розподіл густини енергії в лазерному промені [Дж/см²] був близьким до гауссового

$$W = W_0 \cos^2(\pi r / D) \quad (7)$$

де W_0 – густина світлової енергії в центрі плями, D – її діаметр, r – відстань від центра плями.

РЕЗУЛЬТАТИ

Під час дії лазерного випромінювання на поверхню кристала відбувається сублімація та іонізація пари. Внаслідок цих явищ та часткового відбивання світла поверхнею поглинається лише частина енергії, як показано на рис. 1.

За результатами обчислень були отримані залежності температури вздовж радіуса плями для різних моментів часу від початку дії лазерного опромінювання (рис. 2). Видно, що максимальна температура на поверхні кристала досягається через 0,3 мс від початку дії опромінювання, після чого температура поверхні спадає. Температура плавлення досягається лише в центрі плями. На відстанях, більших за 0,9 мм, температура поверхні менша від $T_{cr} = 600 \text{ K}$, яка вважається критичною для монокристала Ge.

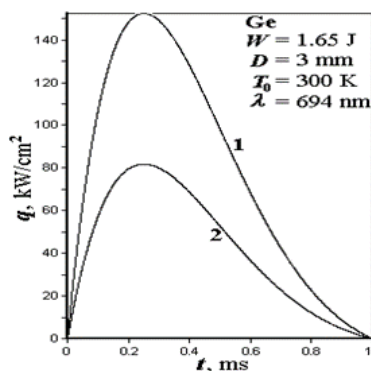


Рис. 1. Густина потужності випромінювання рубінового лазера в центрі плями (крива 1) і густина оптичної потужності, яка поглинається поверхнею кристала Ge (крива 2)

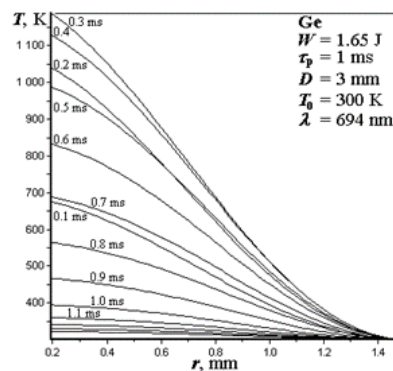


Рис. 2. Розподіл температури на поверхні Ge уздовж радіуса лазерної плями в різні моменти часу від початку дії випромінювання

Вище за T_{cr} спостерігається різка температурна залежність границі плинності. У низькотемпературній області ($T < T_{cr}$) існує „атермічна” ділянка вказаної залежності, де мікропластична деформація може виникати лише в тонких приповерхневих шарах (Надточий В.А., Алехин В.П., 2004). Як це було експериментально доведено різними контактними методами деформування, одночасним стисканням та циклічним згинанням зразків у дослідях внутрішнього тертя (Надточий В.А., Алехин В.П., 2004), приповерхневі шари відрізняються за фізичними властивостями від внутрішніх частин кристала.

У даній роботі було також виявлено зародження дислокацій на ділянках поверхні Ge, де після імпульсного лазерного опромінювання температура була істотно меншою від критичної. Відразу після опромінення зразок Ge піддавався короточасному (3–5 с) травленню у хромовому травнику. Дислокаційну структуру вивчали оптичним методом. Поблизу зони оплавлення спостерігали тріщини і поверхневе оплавлення в місцях виходу дислокацій.

Із віддаленням від центра плями виявляються дислокаційні сплетіння та періодичні, з періодом $\sim 0,9$ мкм, дислокаційні структури без оплавлення (рис. 3).

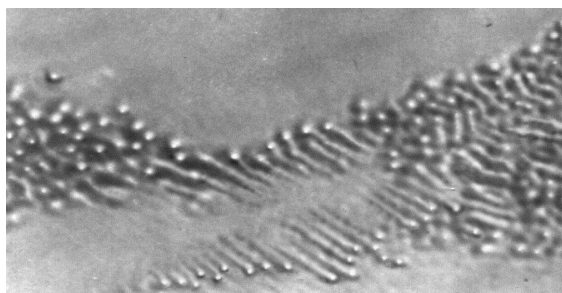


Рис. 3. Ілюстрація дислокаційної структури, що утворилася на відстані 1,1 мм від центра лазерної плями при $T \approx 450$ K

Видно, що кожна лінія дислокації в періодичній структурі починається і закінчується на ямці травлення. Глибина зародження подібних дислокацій знаходиться в межах від ~ 10 мкм (у зоні тріщиноутворень) до частин мікрметра на границі з неопроміненою ділянкою кристала. Подібні лінійно періодичні структури дефектів спостерігались при лазерному опромінюванні Ge і Si (Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995), а також металу (Емельянов В.И., Макин В. С., Уваров Н.Ф., 1990)

Обговорення. Важливо було пояснити, як виникають такі періодичні структури і чому при значній довжині вони не виходять на поверхню під дією осмотичної сили і сили дзеркального зображення перш, ніж досягти таких розмірів. Із відомих моделей (Банишев А.Ф., Володин Б.Л., Емельянов В.И., Мерзляков К.С., 1990; Емельянов В.И., Макин В.С., Уваров Н.Ф., 1990) утворення періодичних структур для пояснення упорядкованості дислокацій при понижених температурах можна віддати перевагу моделі виникнення вакансійно-деформаційної нестійкості (ВДН) (Емельянов В.И., Макин В. С., Уваров Н.Ф., 1990) при лазерному опромінюванні. Фізичний механізм ВДН полягає в тому, що після дії лазерного імпульсу флуктуаційна гармоніка пружного середовища призводить до просторової модуляції швидкості генерації вакансій, а також породжує деформаційно-індукований їх дрейф. Внаслідок перерозподілу концентрації вакансій c_v виникають сили ($F \sim \text{grad } c_v$), які деформують пружне середовище і підсилюють початкову деформацію, що і збуджує ВДН. При цьому на поверхні виникають періодичні зв'язані поля деформації і концентрації вакансій у вигляді смуг. Періодична деформація задається рівнянням (Емельянов В.И., Макин В.С., Уваров Н.Ф., 1990)

$$\xi = A(r/r_e)^m \cos(m\varphi) \exp(-r^2/r_e^2 + \lambda t) \quad (8)$$

де $r_e = r_0 \sqrt{kT/E_v}$, r_0 – радіус плями, k – стала Больцмана, E_v – енергія утворення вакансії, m – ціле число, φ – азимутальна координата, λ – інкремент (декремент) зростання деформації, що не залежить від часу. Оскільки сталої складової нема, то $\xi(\varphi)$ є знакозмінною функцією.

У нашій моделі припускається, що довгі дислокації упорядкованої структури, рис. 3 (див. також (Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995)) утворюються з коротких призматичних петель міжвузловинного типу, які виходять на поверхню. Такі петлі, розмірами 0,5-1 мкм, існують у вирощених Ge та Si або можуть зароджуватись на кисневих включеннях GeO_x (в Ge) і SiO_x (в Si) під дією деформації (Емельянов В. И., Кашкаров П.К., 1990; Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995). Зростання або зменшення призматичної петлі відбувається за рахунок добудови її атомної площини новими атомами, або розчиненням при поглинанні вакансій. Зміну радіуса петлі міжвузловинного типу з часом при наявності потоку вакансій можна записати у вигляді

$$\frac{dR_m}{dt} = \frac{2\pi c_0 D_v}{b \ln(R_m/r_0)} \left[\chi \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) - \frac{\delta c_v}{c_0} - A(R_m) \frac{b}{R_m} \right] \quad (9)$$

Де R_m – радіус петлі, c_0 – рівноважна концентрація вакансій, D_v – коефіцієнт дифузії вакансій, b – модуль вектора Бюргерса дислокації, r_0 – радіус ядра дислокації, θ – кут між вектором Бюргерса і напрямком дії деформації, δc_v – величина пересичення вакансіями, $\chi = a^3 \sigma / (kT)$. Тут a – параметр ґратки, σ – напруження. Безрозмірний параметр

$$A(R_m) = \frac{1}{4\pi(1-\nu)} \left(\frac{a^3 \mu}{kT} \right) \ln \frac{R_m}{r_0} \quad (10)$$

де ν – коефіцієнт Пуассона, μ – модуль зсуву. У формулі (9) при розтягуванні кристала $\theta > 0$, при стисканні $\theta < 0$. Перша складова у правій частині відповідає зміні радіуса петлі під дією напруження σ , друга виникає за рахунок пересичення вакансіями і третя враховує власний лінійний натяг петлі. Якщо $dR/dt > 0$, то петля збільшується за розміром, при $dR/dt < 0$ – зменшується. Якщо призматична петля перебуває під дією потоку міжвузловинних атомів, то, очевидно, слід перед $\delta c_v/c_0$ брати (+). У роботі Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995) показано, що при лазерному опроміюванні імпульсами $\tau_p = 1$ мс на поверхні кристала концентрація вакансій c_v на декілька порядків величини більша від концентрації міжвузловинних атомів, а на глибині $\sim 10L_v$ може переважати концентрація міжвузловинних атомів. Тут L_v – ефективна дифузійна довжина пробігу вакансій, що залежить від тривалості τ_p лазерного імпульсу Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995):

$$L_v = \left[\int_0^{\tau_p} D_v(T) dt \right]^{1/2} \quad (11)$$

Оскільки в середньому біля поверхні концентрація вакансій підвищена, то періодичне поле стиснення і розтягу буде змінювати пересичення вакансіями від максимального до мінімуму, який можна вважати нульовим.

Уздовж смуги стиснення $\theta < 0$. Вектор напруження σ орієнтований під кутом 90° до смуги. Тоді усі петлі, для яких $\cos^2 \theta > 1/3$, будуть зменшуватись ($dR/dt < 0$) і потім повністю розчиняться у кристалі. Крім цього, пересичення вакансіями у смугі стиснення буде зменшувати напруження невідповідності між включенням і матрицею, і нові дислокації не зможуть зароджуватися.

Уздовж смуги розтягу $\theta > 0$. Будемо вважати пересичення вакансіями $\delta c_v = 0$. Оцінимо значення першої і другої складової у формулі (9) для призматичних петель, площа яких співпадає з напрямком смуги розтягу ($\theta = 0$), або ж перпендикулярна до неї ($\theta = 90^\circ$). Числові розрахунки для $T = 450$ К, $\sigma = 100$ МПа, $\nu = 0,2$, $\mu = 67$ ГПа, $r_0 \approx b = 0,56$ нм, $\theta = 0^\circ$ дають значення $\chi(\cos^2 \theta > 1/3) = 1,88$; $A(R) b/R = 0,303$, а тому $dR/dt > 0$. Дислокації, орієнтовані уздовж смуги розтягу та з близькими орієнтаціями, будуть зростати. При анігіляції компонентів різного знаку призматичні петлі об'єднуються, утворюючи довгі крайові дислокації (рис. 3). Решта дислокацій у цій смугі за умови $\cos^2 \theta < A(R)b/(\chi R) + 1/3$ скорочуватимуться і „виходитимуть зі гри”. Атоми з площини цих дислокацій ідуть на добудову петель, що збільшуються.

У роботі Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995) встановлено, що формування упорядкованих дислокаційних структур відбувається на початку дії лазерного імпульсу, тобто цей процес передуює плавленню поверхні. Дислокації вдається виявити під час опроміювання безпосередньо в травнику Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А. М., Соловьев С. И., 1995) або ж хімічним травленням після дії лазерного променя на повітрі.

Було показано, що тільки-но ділянка гексагональної петлі виходить на поверхню, швидкість її вздовж поверхні зростає більш, ніж на порядок величини порівняно з тими ділянками, що рухаються по нормалі до поверхні. У роботі також показана різка асиметрія в довжині пробігу різних компонент дислокаційних півпетель від поверхневого гетерогенного джерела. Так 60° ділянки, що виходять на вільну поверхню, рухаються значно швидше, ніж гвинтові, які стиснуті в щільне скупчення під час руху по нормалі до поверхні. Наведені вище експериментальні факти показують можливість того, що перш, ніж вийти окремим дислокаційним півпетлям на поверхню під дією сили зображення, вони встигають об'єднатися за рахунок зустрічного руху компонентів, орієнтованих по нормалі до поверхні. Значення сил дзеркального зображення для різних за розмірами призматичних петель можна визначити з роботи (Емельянов В. И., Кашкаров П.К., 1990).

Опроміювання Ge при температурі 77 К показує, що початковий процес формування лінійно-періодичної дислокаційної структури пов'язаний із зародженням коротких (2–3 мкм довжиною) орієнтованих дислокаційних петель. При формуванні деформаційно - вакансійного поля довільної конфігурації виникають дислокаційні сплетіння.

ВИСНОВКИ

1. Розв'язанням диференціального рівняння теплопровідності знайдені залежності потужності від часу, яка поглинається поверхню і розподіл температури на поверхні Ge уздовж радіуса лазерної плями. На відстанях від центра плями більших за 0,9 мм, де максимальна температура не перевищувала 300К, виконані структурні дослідження.

2. Оптичною мікроскопією виявлені періодичні структури дислокацій у приповерхневому шарі. Пропонується модель, згідно якої довгі лінії дислокацій утворюються з коротких призматичних петель міжвузловинного типу гетерогенного походження.

Список використаних джерел

1. Банишев А.Ф., Володин Б.Л., Емельянов В.И., Мерзляков К.С. Образование периодических структур дислокаций при лазерном воздействии на поверхность полупроводников. *Физика твердого тела*. 1990. Т. 32, №9. С. 2529-2532.
2. Банишев А.Ф., Новикова Л.В. Образование обратимых и необратимых структурных дефектов на поверхности кремния под действием лазерного импульса. *Физ. и хим. обраб. материалов*. 1992. №4. С. 55-59.
3. Бреховских В.Ф., Мезох З.И., Оводова А.В. и др. О дислокационной структуре германия, подвергнутого воздействию луча лазера. *Физ. и хим. обраб. материалов*. 1971. №6. С. 6-10.
4. Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов*. Москва: Наука, 1982. 280 с.
5. Емельянов В.И., Кашкаров П.К. Дефектообразование в приповерхностных слоях полупроводников при импульсном лазерном воздействии. *Поверхность: физика, химия, механика*. 1990. №2. С. 77-85.
6. Емельянов В.И., Макин В.С., Уварова Н.Ф. Образование упорядоченных вакансионно - деформационных структур на поверхности металла при лазерном облучении. *Физ. и хим. обраб. материалов*. 1990. №2. С. 12-19.
7. Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Данюшкина Н.В. Отжиг дефектов наносекундными лазерными импульсами после внедрения малых доз ионов. *Физика и техника полупроводников*. 1980. Т. 14, № 4. С. 656-660.
8. Надточий В.А., Алехин В.П. Микропластичность монокристаллов Ge при воздействии лазерного облучения и деформации сжатия. *Физ. и хим. обраб. материалов*. 2004. №4. С. 27-32.
9. Сеченов Д.А., Гарицын А.Г., Светличный А.М., Соловьев С.И. Моделирование закалки точечных дефектов в кремнии при импульсном нагреве лазерным излучением. *Физ. и хим. обраб. материалов*. 1995. №5. С. 124-129.

References

1. Banishev A.F., Volodin B.L., Emel'janov V.I., Merzljakov K.S. (1990). Obrazovanie periodicheskikh struktur dislokacij pri lazernom vozdejstvii na poverhnost' poluprovodnikov. [The formation of periodic structures of dislocations when laser is applied to the surface of semiconductors.] *Fizika tverdogo tela*. T.32, №9. S. 2529-2532. [in Ukrainian].
2. Banishev A.F., Novikova L.V. (1992). Obrazovanie obratimyh i neobratimyh strukturnyh defektov na poverhnosti kremniya pod dejstviem lazernogo impul'sa. [The formation of reversible and irreversible structural defects on the silicon surface under the action of a laser pulse.] *Fiz. i him. obrab. materialov*. №4. S. 55-59. [in Ukrainian].
3. Brehovskih V.F., Mezoh Z.I., Ovodova A.V. i dr. (1971). O dislokacionnoj strukture germanija, podvergnutogo vozdejstviyu lucha lazera. [On the dislocation structure of germanium exposed to a laser beam.] *Fiz. i him. obrab. materialov*. №6. S. 6-10. [in Ukrainian].
4. Dvurechenskij A.V., Kachurin G.A., Nidaev E.V., Smirnov L.S. (1982). *Impul'snyj otzhig poluprovodnikovyh materialov*. [Pulse annealing of semiconductor materials.] Moskva: Nauka, 280 s. [in Ukrainian].
5. Emel'janov V.I., Kashkarov P.K. (1990). Defektoobrazovanie v pripoverhnostnyh slojah poluprovodnikov pri impul'snom lazernom vozdejstvii. [Defect formation in the surface layers of semiconductors under pulsed laser irradiation.] *Poverhnost': fizika, himija, mehanika*. №2. S. 77-85. [in Ukrainian].
6. Emel'janov V.I., Makin V.S., Uvarova N.F. (1990). Obrazovanie uporyadochennyh vakansionno - deformacionnyh struktur na poverhnosti metalla pri lazernom obluchenii. [The formation of ordered vacancy - deformation structures on the metal surface during laser irradiation.] *Fiz. i him. obrab. materialov*. №2. S. 12-19. [in Ukrainian].
7. Kachurin G.A., Nidaev E.V., Danjushkina N.V. (1980). Otzhig defektov nanosekundnymi lazernymi impul'sami posle vnedreniya malyh doz ionov. [Annealing of defects by nanosecond laser pulses after the introduction of small doses of ions.] *Fizika i tehnika poluprovodnikov*. T. 14, № 4. S. 656-660. [in Ukrainian].
8. Nadtochij V.A., Alehin V.P. (2004). Mikroplastichnost' monokristallov Ge pri vozdejstvii lazernogo obluchenija i deformacii szhatija. [Microplasticity of Ge single crystals under the influence of laser irradiation and compression strain.] *Fiz. i him. obrab. materialov*. №4. S. 27-32. [in Ukrainian].
9. Sechenov D.A., Garicyan A.G., Svetlichnyj A.M., Solov'ev S.I. (1995). Modelirovanie zakalki tachechnyh defektov v kremnii pri impul'snom nagreve lazernym izlucheniem. [Modeling of quenching of point defects in silicon upon pulsed heating by laser radiation.] *Fiz. i him. obrab. materialov*. №5. S. 124-129. [in Ukrainian].

FORMATION OF DISLOCATIONS IN THE SURFACE LAYER (Ge) UNDER THE INFLUENCE OF LASER MOMENTUM

Viktor Nadtochy, Oleksandr Beloshapka

Donbas State Pedagogical University, Ukraine

Abstract.

The influence of a free generation ruby laser pulse on the surface (112) of Ge single crystal was investigated. Time dependence of optical power density absorbed by Ge surface as well as temperature distribution on the surface along the laser spot radius was found by solving the heat-conduction equation. The physical mechanism of dislocation generation in the spot area with temperature ~450 K, where heating was not the main factor of defect generation, was analyzed. It was concluded that dislocations ranged in linear periodical structures were arising owing to heterogeneous springing and growing of prismatic loops oriented in periodic deformation-induced vacancy concentration field.

Formulation of the problem. In this paper, the problems of defect formation of low-temperature zones on the surface (112) of monocrystalline Ge are considered for the first time. Theoretical calculations were necessary to find the temperature distribution on the surface along the radius of the laser spot from the onset of radiation, to perform structural studies and to substantiate the physical mechanism of the formation of observed defects.

Results. The effect of the free-generation ruby laser pulse on the surface (112) of the germanium (Ge) single crystal has been examined. Laser irradiation of a semiconductor surface leads to three important effects of defect formation: heating, deformation of the surface layer and electronic excitation of centers. Firstly, the task was to determine the condition of pulsed laser irradiation, in which the shear stresses in the surface layer of the crystal are most effectively created, as well as the task of calculating the temperature field in the irradiation zone. Monocrystalline germanium with a resistivity of 45 cm and a density of growth dislocations of $2.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$ has been used. The defective structure has been detected in chromium etchant from a mixture of CrO₃: HF = 1: 1. The (111) Ge surface

has been irradiated with a ruby laser operating in the free-generation mode at a wavelength of $\lambda = 0.694 \mu\text{m}$. The radiation energy density at the germanium surface has been varied within $2\text{--}25 \text{ J / cm}^2$, the pulse duration was 1ms . The irradiation has been performed with a laser beam focused on the surface, and in some experiments, a defocused beam has been used. The diameter of the laser irradiation zone was 3 mm . Structural studies have been shown that the most effective shear stresses in the subsurface layer of the Ge sample are created by the action of a defocused beam with radiation energy sufficient to melt the crystal only in the center of the laser spot. By solving the differential equation of thermal conductivity, the dependences of the optical power density, which is absorbed by the surface during irradiation, have been obtained, as well as the temperature distribution on the surface along the radius of the laser spot. The physical mechanism of occurrence of dislocations on the site with temperature $\sim 450 \text{ K}$ has been analyzed, where photovoltaics is not the main factor of defect formation. It is proved that dislocations in linear-periodic structures arise due to heterogeneous nucleation and expansion of prismatic loops oriented in a periodically induced

Conclusion. 1. Solving the differential thermal conductivity equation, we find the dependencies of the power on the time absorbed by the surface and the temperature distribution on the Ge surface along the radius of the laser spot. At distances from the center of the spot greater than 0.9 mm , where the maximum temperature did not exceed 300K , structural studies were performed. 2. Optical microscopy reveals periodic dislocation structures in the surface layer. The model according to which long lines of dislocations are formed from short prismatic loops of interbranch type of heterogeneous origin is proposed.

Keywords: dislocation, prismatic loop, vacancy, thermal capacity.