

## ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

Отже, задавшись координатами точок деталі ( $x$ ;  $y$ ), за формулами (2)-(7) визначаються параметри чашкового різця.

Визначимо передні та задні кути у довільній точці різальної кромки. Отже  $\alpha_i = \alpha + \delta$ ,  $\gamma_i = \gamma - \delta$ , де  $\alpha$  і  $\gamma$  - задній і передній кути у базовій точці А,  $\delta$  - кут, що визначається за формулою (2). Як видно з наведених формул, значення передніх та задніх кутів будуть змінюватись тим інтенсивніше, чим більшим є кут  $\delta$ .

Для аналізу різальної здатності інструменту важливо знати задній кут  $\alpha_N$  у перерізі, нормальному до різальної кромки в заданій точці. Цей кут визначається за формулою  $tg\alpha_N = tg\alpha_i \cdot \sin\varphi_i$ , де  $\varphi_i$  - кут між радіальною прямою та дотичною до профілю різальної кромки у даній точці, його визначають графічно або аналітично.

Виготовлення задньої поверхні обкатних різців у вигляді циліндричної поверхні обертання суттєво спрощує конструкцію інструменту. Циліндрична форма задньої поверхні є більш технологічною і більш точною у порівнянні з конічною через відсутність сідловини. Переточування інструменту по передній конічній поверхні не викликає зміни профілю інструменту, а отже новим і переточеним інструментом можна виготовляти ідентичні деталі. У роботі запропонована методика профілювання інструменту та наведені рекомендації щодо вибору конструктивних параметрів чашкових різців.

### Інформаційні джерела

1. Крупина Н.П., Гаврилов Ю.В. Оптимальные параметры обкаточных резцов для зуботочения. Изв. Челябинского научн. центра, вып.2, 2007. С.49-54.
2. Патент на изобретение №2165339. Способ изготовления цилиндрических зубчатых колес/ Н.П. Крупина, А.П. Карасев, В.И. Захаров. Опубликовано 20.04.2001. Бюл. №11.
3. Металлорежущие инструменты / Г.Н.Сахаров, О.Б. Арбузов, Ю.Л. Боровой и др. – М.: Машиностроение, 1989. –328 с.
4. Грановский Г.И., Панченко К.П. Фасонные резцы – М.: Машиностроение, 1975. –309 с.
5. Металлорежущие инструменты. Родин П.Р. К.: «Вища школа», 1986, 455 с.
6. Патент на корисну модель UA 70045, МПК В23В 27/00, Опубл. 25.05.2012, Бюл.10. Чашковий різець. Адаменко Ю.І., Родін Р.П., Цемашко В.В.

УДК 621.315.592

С.В. Луньов, О.В.Бурбан, Л.А. Косинець, А.І. Цизь, Т.В. Максимчук  
Луцький національний технічний університет

### РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ДЛЯ РІЗНИХ $\Delta 1$ МОДЕЛЕЙ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge

*Досліджено розсіяння електронів на акустичних фонах, іонах домішки та міждолинних фонах для різних  $\Delta 1$  моделей зони провідності германію утворених гідростатичним тиском та одноісним тиском у випадках  $X \parallel J \parallel [100]$ ,  $X \parallel J \parallel [110]$ . На основі теорії анізотропного розсіювання отримано температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для різних моделей  $\Delta 1$ -зони провідності кристалів германію. Показано, що ефективність міждолинного розсіяння в  $\Delta 1$  – моделі залежить також від самої структури  $\Delta 1$  – зони, тобто числа еквівалентних еліпсоїдів, які її утворюють.*

*Ключові слова: міждолинне розсіяння,  $\Delta 1$  модель зони провідності, час релаксації.*

*Исследовано рассеяние электронов на акустических фонах, ионах примеси и междолинных фонах в разных  $\Delta 1$  моделях зоны проводимости германия образованных гидростатическим давлением и одноосным давлением в случаях  $X \parallel J \parallel [100]$ ,  $X \parallel J \parallel [110]$ . На основании теории анизотропного рассеивания получены температурные зависимости параметра анизотропии времен релаксации для разных моделей  $\Delta 1$ -зоны проводимости кристаллов германия. Показано, что эффективность междолинного рассеяния в  $\Delta 1$ -модели зависит также от самой структуры  $\Delta 1$ -зоны, темсть числа эквивалентных эллипсоидов, которые ее образуют.*

*Ключевые слова: междолинное рассеяние,  $\Delta 1$  модель зоны проводимости, время релаксации.*

## ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

*The electron scattering by acoustic phonons, impurity ions and intervalley phonons in case different  $\Delta 1$  models of the conduction band of germanium are investigated. The different  $\Delta 1$  models of conduction band are implemented hydrostatic pressure and uniaxial pressure when  $P \parallel J \parallel [100]$  and  $P \parallel J \parallel [110]$ . Temperature dependences of anisotropy parameter of relaxation times for different  $\Delta 1$  models of conduction band of germanium have been obtained on the basis of the theory of anisotropic scattering. The efficiency of intervalley scattering in  $\Delta 1$  model depends on the structure of  $\Delta 1$  band, i.e. the number of equivalent ellipsoids that form it are shown.*

*Keywords: intervalley scattering,  $\Delta 1$  model of conduction band, relaxation time.*

Стрімкий розвиток наноелектроніки та мікропроцесорної техніки вимагає створення нових матеріалів, які можуть бути використані для створення різного роду приладів, та вдосконалення тих, які вже використовуються. Одним з таких перспективних матеріалів, незважаючи на всебічну вивченість його властивостей, є германій.

Для передбачення фізичних властивостей даного матеріалу в екстремальних умовах направленої дії електричних, деформаційних, оптичних та температурних полів, необхідно знати особливості зміни зонної структури германію при дії даних факторів.

Наприклад, розрахунки, які виконані в роботі [1] на основі методу Монте – Карло показують, що заселеність електронами  $\Delta 1$  – мінімумів зони провідності германію може відбуватись при електричних полях напруженістю  $E > 3 \div 4 \hat{e} \hat{A} / \hat{n} i$ .

Дослідження різних кінетичних ефектів в сильно деформованих кристалах n-Ge є актуальним з точки зору вивчення властивостей наноструктур.

Однією з основних проблем при заданні необхідних електрофізичних властивостях таких наноструктур є врахування впливу деформацій на їх кількісні характеристики. Тому при конструюванні та моделюванні необхідних елементів мікро та наноелектроніки, в яких використовується германій, необхідно врахувати не мало важливий вплив деформації.

Нанотехнології напруженого германію знайшли широке практичне використання в NMOSFET та CMOS електронних приладах [2-4]. Зокрема в роботі [2] показано, що в наноструктурах з компонентою n-Ge розмірами до 20 нм за рахунок значних внутрішніх напруг відбувається перебудова зонної структури кристалу. Внаслідок цього виникає гігантське збільшення рухливості порівняно з недеформованими кристалами n-Ge та n-Si, яке має широке практичне використання в CMOS приладах. Дані внутрішні напруження можуть бути за величиною такими, що відбувається радикальна перебудова зонної структури кристалів германію, яка має багатодолінний характер [5]. При цьому необхідно вже враховувати вклад в різні кінетичні та оптичні ефекти високоенергетичних мінімумів зони провідності германію.

Тому нами досліджувалось розсіяння носіїв заряду в різних  $\Delta 1$ -моделях зони провідності кристалів n-Ge. В роботі [6] було показано, що енергетична щілина між  $L 1$  та  $\Delta 1$  – мінімумами буде зменшуватись при гідростатичному тискові та одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100] та [110]. При цьому інверсію типу  $L 1 - \Delta 1$  абсолютного мінімуму можна реалізувати при гідростатичному тиску порядку 6 ГПа або одновісних тисках  $X \approx 3$  ГПа, коли  $X \parallel J \parallel [100]$ , та  $X \approx 8$  ГПа, коли  $X \parallel J \parallel [110]$ . Внаслідок чого для випадку гідростатичного тиску можна отримати шестиеліпсоїдну  $\Delta 1$ -модель зони провідності кристалів n-Ge, а при одновісному тискові – двохеліпсоїдну або чотирихеліпсоїдну. Нами розглядався випадок змішаного розсіяння електронів на акустичних фононах (внутрідолинне розсіяння), іонах домішки та міждолинних фононах в даних  $\Delta 1$ -моделях. Як було показано в роботі [7], міждолинне розсіяння для  $\Delta 1$  – мінімуму спричинене взаємодією електронів з акустичними та оптичними фононами з частотами, що відповідають температурам  $T_{C1}=320$  К (міждолинне розсіяння f – типу),  $T_{C2}=430$  К і  $T_{C3}=100$  К (міждолинне розсіяння g – типу). Таке розсіяння описується скалярним часом релаксації  $\tau_j$  [7]:

$$\frac{1}{\tau_j} = a_j \varphi_j \quad (1)$$

$$a_j = \frac{\Xi_j^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \hbar^2 (k T_{Cj})^{1/2}} \left( \frac{T}{T_{Cj}} \right)^{1/2}, \quad \varphi_j(x) = \frac{1}{e^{T_{Cj}/T} - 1} \left[ \left( x + \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} + e^{T_{Cj}/T} \theta \left( x; \frac{T_{Cj}}{T} \right) \left( x - \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} \right],$$

де

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{1/3} (Z_j - 1)$ ,  $m_{\parallel j}$ ,  $m_{\perp j}$  - поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси для електронів, які знаходяться в еліпсоїді  $J$  - типу;  $Z_j$  - число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності  $J$  - типу;  $\Xi_j$  - константа міждолинного деформаційного потенціалу;  $\rho$  - густина кристалу;  $T_{Cj}$  - температура  $J$ -ого міждолинного фонуна;

$x = \frac{\varepsilon}{kT}$  - зведена енергія електрона;

$\theta(x; \frac{T_{Cj}}{T})$  - ступінчаста функція.

Одним із важливих параметрів, який характеризує розсіяння носіїв заряду в анізотропних напівпровідниках, є параметр анізотропії часів релаксації [8]:

$$K_{\tau} = \frac{\langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle}, \quad (2)$$

де  $\tau_{\parallel}$ ,  $\tau_{\perp}$  - поздовжня та поперечна складова тензора часів релаксації відповідно.

Тоді в умовах змішаного розсіяння

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^a} + \frac{1}{\tau_{\parallel}^i} + \frac{1}{\tau_j}, \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^a} + \frac{1}{\tau_{\perp}^i} + \frac{1}{\tau_j}, \quad (3)$$

де  $\tau_{\parallel}^a$ ,  $\tau_{\perp}^a$ ,  $\tau_{\parallel}^i$ ,  $\tau_{\perp}^i$  - поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах (внутрідолинне розсіяння) та іонах домішки відповідно;  $\tau_j$  - час релаксації для міждолинного розсіяння.

На основі теорії анізотропного розсіяння [13]:

$$\tau_{\parallel}^a = \frac{a_{\parallel}}{T\sqrt{kT}\sqrt{x}}, \quad \tau_{\perp}^a = \frac{a_{\perp}}{T\sqrt{kT}\sqrt{x}}, \quad \tau_{\parallel}^i = \frac{\tau_{0i}}{\hat{O}_{0i}}, \quad \tau_{\perp}^i = \frac{\tau_{0i}}{\hat{O}_{1i}}. \quad (4)$$

де

$$a_{\parallel} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2 m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}}, \quad a_{\perp} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2 m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}},$$

$$b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{kT}^2 \tau_{0i}(kT)}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \cdot \Phi_{1i}}{\sqrt{kT}^2 \tau_{0i}(kT)}, \quad \tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^2}{\pi N e^4 \sqrt{m_{\parallel}}},$$

$$\Phi_{1a} = 1 + \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} \left( 2 + \frac{3}{\beta^2} - \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left( (1 + \beta^2) \left( 1 + \frac{15}{4\beta^2} - \frac{3}{4\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) + \frac{C_{11}}{4C_{44}} \left( -13 - \frac{15}{\beta^2} + \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} (5 + \beta^2) \alpha \right) \right)$$

$$\Phi_{0a} = 1 + \frac{2(1 + \beta^2)}{\beta^2} \left( 1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left( (1 + \beta^2) \left( 1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1 + \beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right) + \frac{C_{11}}{C_{44}} \left( 2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) \right)$$

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3} \left( \left( \frac{\beta}{1 + \beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1 + \beta^2) + 2L(a) + \frac{\beta \gamma^2}{2} \left( \frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 + 1} + \frac{\alpha(\beta^2 + 1)}{\beta} \right) \right)$$

## ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

$$\Phi_{ii} = \frac{3}{4\beta^3} \left( ((1-\beta^2)\alpha - \beta) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2 - 1)L(a) - 2\beta^2\alpha - (\beta^2 - 1)\alpha \ln(1 + \beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1 + 3\beta^2) + \alpha(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1)) \right)$$

де  $\alpha = \arctg \beta$ ,  $\beta = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$ ,  $\gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 e^2 N}{2m_{\parallel} \epsilon \epsilon_0 kT}}$ ,

$$L(a) = - \int_0^a \ln \cos \varphi d\varphi -$$

функція Лобачевського,  $N$ - концентрація домішки.

Тоді остаточно вирази для компонент тензора часів релаксації для випадку невиродженого електронного газу матимуть вигляд:

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}, \quad \langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp} \quad (5)$$

Враховуючи значення констант акустичного потенціалу деформації та компонент тензора ефективної маси для  $\Delta_1$ - мінімуму [6, 9] ( $\Xi_d = -1,7$  еВ,  $\Xi_u = 12$  еВ,  $m_{\parallel} = 1,65m_0$ ,  $m_{\perp} = 0,32m_0$ ), температури  $TC_1=320$  К,  $TC_2=430$  К і  $TC_3=100$  К міждолинних фононів та відповідні їм константи

міждолинного потенціалу деформації  $\Xi_j$  ( $\Xi_{320} = 3,27 \cdot 10^8 \frac{\text{ÅÅ}}{\text{ñì}}$ ,  $\Xi_{100} = 7,89 \cdot 10^7 \frac{\text{ÅÅ}}{\text{ñì}}$ ,  $\Xi_{430} = 1,57 \cdot 10^8 \frac{\text{ÅÅ}}{\text{ñì}}$ ) [7], на основі виразів (1-5) отримано температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації (2) для різних вище вказаних моделей  $\Delta_1$ - зони провідності кристалів германію (рис. 1).

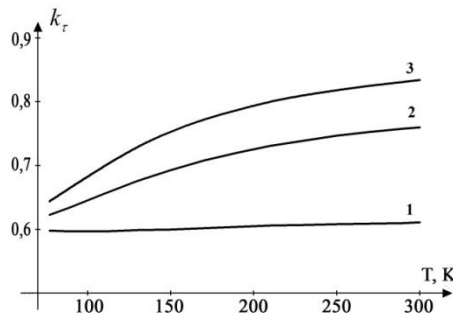


Рис. 1. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для концентрації домішки  $N_d = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для різних  $\Delta_1$ - моделей зони провідності кристалів германію, утворених: 1 - одновісним тиском  $X // [100]$ ; 2 - одновісним тиском  $X // [110]$ ; 3 - гідростатичним тиском.

Отже на основі проведених розрахунків можна зробити висновки, що розсіяння електронів для  $\Delta_1$  – мінімуму є анізотропним, також в  $\Delta_1$  – моделі зони провідності кристалів германію в температурному інтервалі 77 – 300 К суттєвим стає міждолинне розсіяння і лише для  $\Delta_1$  – моделі, утвореної одновісним тиском  $X // J // [100]$ , розсіяння електронів на міждолинних фононах, що відповідають  $g$  – переходам, є другорядним по відношенню до розсіяння на акустичних фононах (внутрідолинне розсіяння) та іонах домішки. Аналіз температурних залежностей параметра анізотропії часів релаксації показує, що ефективність міждолинного розсіяння в  $\Delta_1$  – моделі залежить також від самої структури  $\Delta_1$  – зони, тобто числа еквівалентних еліпсоїдів, які її утворюють.

### Інформаційні джерела

1. C. Jacoboni, F. Nava, C. Canali, and G. Ottaviani. Electron drift velocity and diffusivity in germanium // Phys. Rev. B 24, 1014–1026 (1981)
2. Murphy-Armando F. and Fahy S., Giant enhancement of n-type carrier mobility in highly strained germanium nanostructures // Journal of Applied Physics. – 2011. – Volume 109, Issue 11, p. 113703 – 113703-5.

## ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

3. Benjamin Lemkea, Rajashree Baskaranb, Oliver Paula. Piezoresistive CMOS sensor for out-of-plane normal stress // Sensors and Actuators A: Physical, Volume 176, April 2012, Pages 10–18.
4. Kobayashi, Masaharu, Irisawa, Toshifumi, Magyari-Köpe, Blanka, Saraswat, Krishna C., Wong, Hon-Sum -S Philip, Nishi, Yo-shio. Uniaxial Stress Engineering for High-Performance Ge NMOSFETs // Electron Devices, 2010, Volume: 57, Issue 5, Page(s): 1037 – 1046.
5. В. В. Филиппов, А. Н. Власов, Е. Н. Бормонтов. Моделирование деформаций и зонной диаграммы гетероструктуры кремний – германий // конденсированные среды и межфазные границы, Том 12, № 3, С. 282—287.
6. С.В. Луньов, П.Ф. Назарчук, О.В. Бурбан. Деформаційні потенціали  $\Delta_1$  – мінімуму зони провідності кристалів n-Ge // Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали РНАОПМ'2012 : матер. 6-ої Міжнар. наук. конф., 25–29 травня 2012 р., м. Луцьк. – с. 42–45.
7. Fawcett W., E.G.S. Paigc Negative differential mobility of electrons in germanium // J. Phys. C: Solid St. Phys. -1971. -Vo1.4. -P. 1801-1821.
8. Herring C. and Vogt E. Transport and deformation – potential theory for many-valley semiconductors with anisotropic scattering // Phys. Rev.-1956.–Vol.101, № 3. – P.944 - 961.
9. Луньов С.В., Назарчук П.Ф., Панасюк Л.І. Про параметри  $\Delta_1$  – мінімумів в *n-Ge* // Тези доповідей V Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-5), 9 – 15 жовтня 2011 р., м. Ужгород.– с. 249.

УДК 681.325

Н. Б. Ващук, В.Т. Михалевич

Луцький національний технічний університет

### ОСОБЛИВОСТІ ВИБОРУ ТА ЗАСТОСУВАННЯ П'ЄЗОЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ВІБРАЦІЙНИХ ПРИСКОРЕНЬ

*Для вимірювання параметрів вібрацій широко використовуються п'єзоелектричні вимірювальні перетворювачі. Стабільність їх метрологічних характеристик можна забезпечити на етапі виготовлення шляхом експериментальних досліджень*

*Ключові слова: кристал, поляризація, прискорення, чутливість, вимірювання*

*Для измерения параметров вибраций широко используются пьезоэлектрические измерительные преобразователи. Стабильность их метрологических характеристик можно обеспечить на этапе изготовления путем экспериментальных исследований*

*For measuring the parameters of vibrations piezoelectric measuring converters widely are used. The stability of their metrological characteristics can provide a stage production by experimental research*

У сучасних умовах для вимірювання параметрів вібрації використовується електронна апаратура з п'єзоелектричними перетворювачами. П'єзоелектричні давачі дозволяють безпосередньо отримувати електричні сигнали, пропорційні діючим вібраційним прискоренням. Суть прямого п'єзоелектричного ефекту полягає у поляризації певного класу діелектриків від механічних напружень у їх кристалах.

Фізична природа п'єзоєфекту пояснюється на прикладі кристалу кварцу SiO<sub>2</sub>. На рис. 1 показана форма елементарної комірки кристалічної структури кварцу.

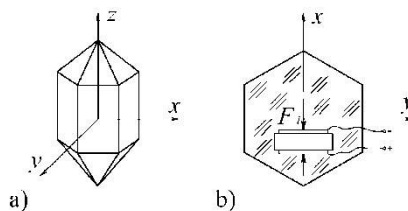


Рис. 1. Кристал кварцу а) і спрощена модель б) кристалічної ґратки

Комірка в цілому електрично нейтральна, але в ній можна виділити три кристалографічні осі (рис. 1,а): поздовжню або оптичну вісь z, електричні осі x, які проходять через ребра шестигранної