

6. Canham L. T., *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 1046
7. Yerokhov V.Yu., Melnyk I.I. "Porous silicon in solar cell structures: A review of achievements and modern directions of further use" // *Journal: Renewable and Sustainable Energy Reviews.* – 1999. – v.3. – N.4. – P. 291–322.
8. Prokes S.M., Glembocki O.J., Bermudez V.M. and Kaplan R. // *Phys. Rev. B*, **45**, 13788 (1992)
9. Brandt M.S., Fuchs H.D., Stutzmann M., Weber J. and Cardona M. *Solid State Commun.* **81**, 307 (1992).
10. Koch F. *MRS Symp. Proc.*, **298**, 319 (1993)
11. Fathauer R. W., George T., Ksendzov A. and Vasquez R.P. *Appl. Phys. Lett.* **60** (1992) 995
12. Kidder J.N., Jr. Williams P.S., Pearsall T.P., Schwartz D.T. and Noshko B.Z. *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992) 2896
13. Sorab K. Ghandi, *VLSI Fabrication Principles* (Wiley, New York, 1983) pp.478–483
14. Cretella M. and Gatos H. J. *Electrochem. Soc.*, **105** (1958) 487
15. Godlewski M.P., Baraona C.R., Brandhorst H.W. *Low-high junction theory applied to solar cells* // *Proc. 10th IEEE Photovoltaic Specialists Conference.* – Palo Alto (USA). – 1973. – P. 40–49.
16. Green M.A. *Silicon solar cells. Advanced Principles & Practice.* – Sydney: Centre for Photovoltaic Devices and Systems University of NSW, 1995. – 363 p.

УДК 621.315.592

Я.С. Буджак, А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.Р. Когут

Національний університет "Львівська політехніка",
Лабораторія сенсорної електроніки та лазерної технології НДЦ "Кристал"

ПРОВІДНІСТЬ ЛЕГОВАНИХ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ ТВЕРДОГО РОЗЧИНУ Si-Ge

© Буджак Я.С., Дружинін А.О., Островський І.П., Когут Ю.Р., 2006

Досліджено залежності провідності ниткоподібних кристалів твердого розчину SiGe <B, Pt> від температури (4,2-250К). На основі врахування механізмів розсіювання носіїв заряду у кристалах визначена енергія активації та концентрації легуючих домішок.

The conductance dependencies for Si-Ge<B, Pt> solid solution whiskers on temperature (4,2-250K) were studied. Accounting mechanisms of charge carrier scattering in the crystals the impurity activation energy and doping concentrations were evaluated.

1. Вступ

Загальновідомий метод визначення параметрів напівпровідникових кристалів (концентрації, енергії активації домішок) ґрунтується на вимірюванні їх електропровідності та рухливості [1]. Однак у деяких випадках, зокрема під час дослідження ниткоподібних кристалів (НК), провести вимірювання рухливості практично неможливо у зв'язку із складністю виготовлення холлівських контактів до тонких кристалів. Визначення концентрації домішок прямими методами (мікрозондовий аналіз, спектральний аналіз, Оже-спектроскопія) у таких кристалах також обмежена завдяки низькій точності цих методів. Наприклад, точність визначення концентрації методом мікрозондового аналізу залежить від типу домішок і змінюється в межах 10^{18} - 10^{19} см⁻³.

Метою роботи є наближене оцінювання концентрації легуючих домішок в ниткоподібних кристалах Si_{1-x}Ge_x<B,Pt> (x=0,01-0,05) на основі аналізу температурних залежностей провідності.

2. Експериментальні результати

Ниткоподібні кристали Si_{1-x}Ge_x<B,Pt> одержували методом хімічних транспортних реакцій з використанням бромю як транспортуючого агента [2]. Домішка Pt використовувалася як ініціатор росту, домішка B – для легування кристалів. НК вирощували при температурі кристалізації

$T_{кр} = 1190 \text{ }^\circ\text{C}$ та температурі джерела $T_{дж}=1350 \text{ }^\circ\text{C}$. Внаслідок росту були одержані кристали довжиною 3–10 мм та діаметром 20–50 мкм. Склад твердого розчину контролювали методом мікрозондового аналізу і встановили, що $x=0,01\text{--}0,05$. Проведення мікрозондового аналізу НК на предмет виявлення домішок (В, Pt) дали негативні результати. Тобто, це свідчить про те, що у кристалах відсутні ці домішки з концентрацією $> 10^{18}\text{--}10^{19} \text{ см}^{-3}$. Однак НК Si-Ge мали р-тип провідності, який перевіряли за знаком термо-ЕРС, що вказує на можливу присутність цих домішок у кристалах у менших концентраціях.

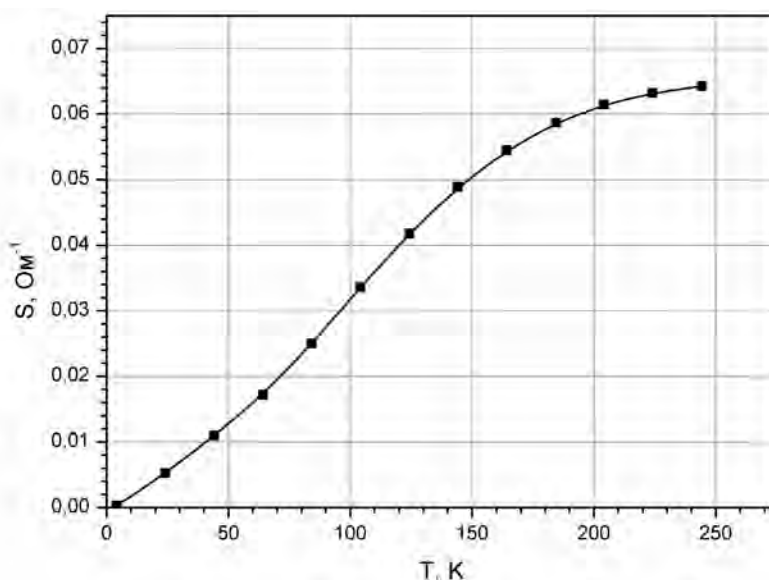


Рис. 1. Експериментальна температурна залежність омичної провідності досліджуваного зразка твердого розчину Si-Ge

На одержаних кристалах в температурному інтервалі (4,2–300) К були проведені дослідження залежності провідності від температури. Вимірювання були виконані в Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур (м.Вроцлав, Польща). Дослідження проводили для низки кристалів, а результати досліджень для типових зразків показані на рис. 1.

3. Обговорення результатів

Як видно з рис.1, провідність НК зростає за збільшення температури. Тобто ми маємо справу зі зразками з не повністю виродженим дірковим газом. У цьому випадку провідність кристала описується такою загальною формулою:

$$S(T) = S_0 e n(\mu, T) \cdot U_D(\mu, T) \quad (1)$$

У формулі S_0 – розмірний фактор зразка досліджуваного кристала, e – величина заряду електрона, $n(\mu, T)$, $U_D(\mu, T)$ – концентрація та дрейфова рухливість носіїв зарядів, μ – хімічний потенціал, T – температура кристала.

У роботі [3] вже відмічалось, що концентрація носіїв зарядів $n(\mu, T)$ та їх дрейфова рухливість описуються такими формулами:

$$n(\mu, T) = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m_{dp} KT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \int_0^{\infty} x^{\frac{3}{2}} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx \quad (2)$$

$$U_D(\mu, T) = U_0^{(r)}(T) \frac{\int_0^{\infty} x^{r+1} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx}{\int_0^{\infty} x^{3/2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx} \quad (3)$$

Тут f_0 – функція Фермі-Дірака; $m_{dp} = 0,59m_0$ – ефективна маса густини станів дірок; r , $U_0^{(r)}(T)$ – фактор розсіювання та температурна функція рухливості, які залежать від механізмів розсіювання носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки та природи кристала.

Для розсіювання на теплових коливаннях кристалічної ґратки $r=0$, $U_0^{(0)}(T) \sim (kT)^{-3/2}$.

Отже, у разі розсіювання носіїв заряду на теплових фонах, яке існує в області підвищених температур (77 – 250 К), провідність кристала можна описати такою формулою:

$$S(T) = Const \cdot \int_0^{\infty} x \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x}\right) dx = Const \cdot F_1(\mu^*) \quad (4)$$

У цій формулі $F_1(\mu^*)$ – відомий інтеграл Фермі, який дорівнює $F_1(\mu^*) = \int_0^{\infty} x \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x}\right) dx$, де

$\mu^* = \frac{\mu}{kT}$ – приведений хімічний потенціал носіїв струму.

Отже, температурна залежність провідності кристала зумовлюється температурною залежністю інтеграла Фермі, який залежить від температури через посередництво приведенного хімічного потенціалу.

Приведений хімічний потенціал μ^* є коренем рівняння нейтральності. Для легованого одностипними акцепторами і донорами кристала з домішковою провідністю р-типу в інтервалі температури, в якому ще немає власних переходів, рівняння нейтральності має такий вигляд [4]:

$$n(\mu^*, T) + N_D - \frac{N_A}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_A}{kT} + \mu^*\right)} = 0 \quad (5)$$

У цьому рівнянні N_A – концентрація акцепторів, E_A – їх енергія іонізації, N_D – концентрація донорів, $n(\mu^*, T)$ – концентрація дірок у кристалі.

Аналіз цього рівняння в середовищі MathCAD за допомогою методів регресивного аналізу показує, що при концентрації домішок $N_A = 7,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ та $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та енергії іонізації $E_A = 0,013 \text{ еВ}$ приведений хімічний потенціал дірок μ^* має таку температурну залежність, що інтеграл $F_1(\mu^*)$ можна апроксимувати відношенням

$$F_1(\mu^*) \sim T^{1,34} \quad (6)$$

Залежність логарифму апроксимаційної формули інтеграла Фермі від логарифму температури показано на рис. 2.

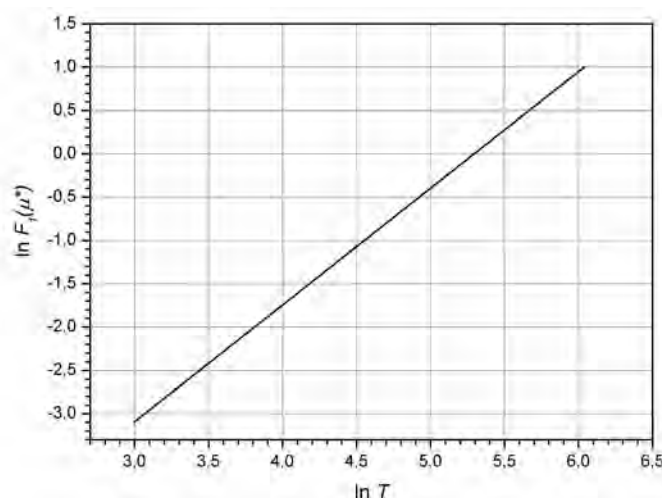


Рис. 2. Логарифм регресивної (апроксимаційної) формули інтеграла Фермі $F_1(\mu^*)$ від логарифму температури

Пряма на цьому рисунку має кутовий коефіцієнт нахилу, що дорівнює 1,34.

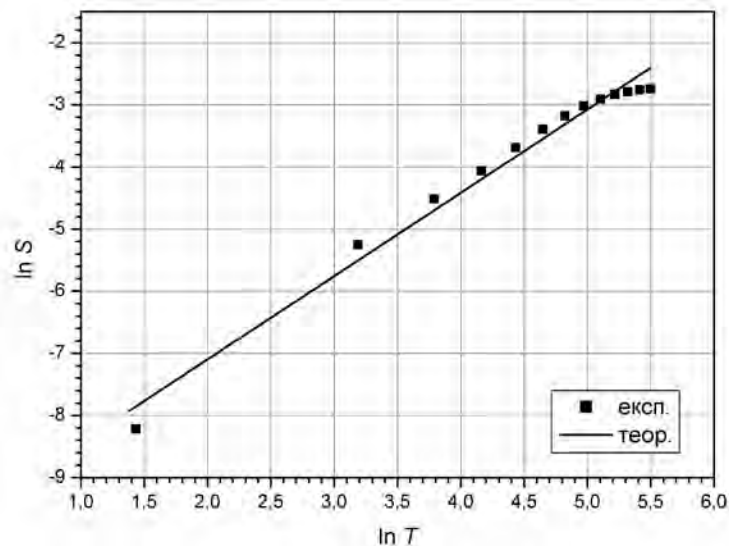


Рис. 3. Залежність логарифму омичної провідності S та логарифму її теоретичних значень від логарифму температури

Тому, якщо існує відношення (6), то згідно з формулою (4) залежність $\ln S(T)$ від $\ln T$ описується прямою з кутовим коефіцієнтом нахилу, що дорівнює 1,34.

На рис. 3 точками показано експериментальну залежність $\ln S(T)$ від $\ln T$, а неперервною лінією – теоретичний розрахунок цієї залежності. Із цього рисунка видно, що теоретичні розрахунки провідності кристала за допомогою статистичних методів добре збігаються з експериментальними.

Визначена величина енергії активації вказує на наявність мілкої акцепторної домішки у кристалах. Найімовірніше це домішка бору, яка за значного ступеня легування (понад 10^{18} см^{-3}) утворює домішкову зону, внаслідок чого відбувається зниження енергії активації від 45 меВ (енергія активації рівня бору в кремнії) [1] до 13 меВ.

Донорна домішка – це ймовірно домішка Pt, яка є ініціатором росту при вирощуванні НК Si-Ge за механізмом ПРК [3] і може у значній кількості входити всередину кристала.

На жаль, результати проведеного мікрозондового аналізу не підтвердили присутності цих домішок у кристалах, що пов'язано з концентраційними обмеженнями цього методу. Однак можна приблизно оцінити концентрацію домішок у зразках, досліджуючи характер зміни їх електрофізичних властивостей по мірі наближення до переходу метал-діелектрик [5]. За даними роботи [5] досліджувані зразки відповідають діелектричному боку переходу, а сам перехід метал-діелектрик згідно з [6] існує при концентрації акцепторної домішки $N_A \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Тобто результати наведеного теоретичного аналізу дещо завищують значення концентрації домішок у досліджуваних кристалах.

4. Висновки

У роботі наведені результати досліджень провідності ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\langle\text{B,Pt}\rangle$ ($x=0,01-0,05$) в температурному інтервалі 4,2–250К. На основі аналізу розсіювання носіїв заряду на акустичних фононах, яке спостерігається в області підвищених температур 77–250К, побудовані теоретичні залежності провідності, які добре узгоджуються з експериментальними даними. З отриманих теоретичних залежностей визначені параметри НК: концентрації домішок $N_A = 7,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та енергії іонізації $E_A = 0,013 \text{ еВ}$.

Підводячи підсумок, можемо рекомендувати аналіз температурних залежностей провідності, як метод для наближеної оцінки концентрації легуючих домішок в ниткоподібних кристалах Si-Ge, для яких застосування прямих методів є неможливим.

1. Куреев П.В. Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1975.– 583с.
2. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P. Investigation of Si-Ge whiskers growth by CVD. // Phys. Stat. Sol. (C). – Vol. 1, No.2 (2004). – P. 333–336.

3. Буджак Я.С., Дружинін А.О., Островський І.П., Матвієнко С.М. Перенос носіїв заряду в легованих ниткоподібних кристалах твердих розчинів Si-Ge. // Фізика і хімія твердого тіла- Т.7, №2 (2006). – С. 212–216.

4. Буджак Я.С., Лопатинський І.Є. MathCAD в теорії термодинамічних та кінетичних властивостей кристалів: Навч. посібник. – Львів: Вид-во Нац. ун-ту “Львівська політехніка”, 2002. – 188 с.

5. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh N.S. Study of piezoresistance in Ge_xSi_{1-x} whiskers for sensor application // Mater. Sci. Semicond. Process.– Vol.8, N1-3 (2005). – P. 193–196.

6. Chroboczek J.A., Pollak F.H., Staunton H.F. Impurity conduction in silicon and effect of uniaxial compression on p-type Si//Phil.Mag.-Vol.50 (1984). – P. 113–156.

УДК 53.082.54: 563.5

О.П. Кушнір

Львівський державний аграрний університет

ЗАКОНОМІРНОСТІ ПРОЯВУ КУТОВИХ УМОВ НЕМОНОТОННИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ЕНЕРГЕТИЧНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ В СПЕКТРАХ ФАБРИ-ПЕРО

© Кушнір О.П., 2006

З використанням обвідних функцій для енергетичних коефіцієнтів відбивання світла прозорою плівкою встановлені аналітичні вирази для псевдобрюстерівських кутів падіння світла в спектрах Фабрі-Перо.

With use of envelope functions for energetic coefficients of light reflection by a transparent film analytical expressions for pseudo Brewster angles of incidence in Fabry-Perot spectra are established.

Вступ

Тришарові структури містять в собі дві межі розділу, для кожної з яких можна визначити свій кут Брюстера α_{12Br} і α_{23Br} [1]. Проте для тришарової структури енергетичні коефіцієнти відбивання світла плівкою R для цих кутів не завжди приймають мінімальне значення. Тому виникає необхідність встановлення зв'язку між кутами падіння світла на плівку, для яких $R \rightarrow 0$ (псевдобрюстерівськими) та параметрами середовища, що і стало метою цієї роботи.

Загальні положення

Як видно [2,3] енергетичні коефіцієнти відбивання світла плівкою в точках дотику з їх обвідними дорівнюють

$$R_{\max} = \left(\frac{\sigma_{12} + \sigma_{23}\Omega}{1 + \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega} \right)^2 \quad (1)$$

$$R_{\min} = \left(\frac{\sigma_{12} - \sigma_{23}\Omega}{1 - \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega} \right)^2, \quad (2)$$

де $\Omega = \exp(\text{Im } \tilde{\delta})$, $\tilde{\delta} = \frac{4\pi d}{\lambda}(n - i\chi)$ – зсув фази хвилі в шарі з показником заломлення $\tilde{n} = n - i\chi$, товщина якого d , $\tilde{r}_{12,23} = \sigma_{12,23} \exp(i\phi_{12,23})$ – амплітудні коефіцієнти Френеля на границях розділу: