

ВПЛИВ γ -ОПРОМІНЕННЯ ТА ТЕХНОЛОГІЧНИХ ДЕФЕКТІВ НА ПОЛОЖЕННЯ РІВНЯ ФЕРМІ В ГЕРМАНІЮ

Досліджено вплив глибоких енергетичних рівнів в монокристалах германію, які утворюються при введенні у його об'єм дефектів технологічним способом у процесі вирощування кристалів або γ -опроміненням, на зміну положення рівня Фермі від температури у напівпровіднику. Показано, що в n -Ge з глибоким енергетичним рівнем $E_c-0,2$ еВ та p -Ge з глибоким рівнем $E_v+0,27$ еВ не спостерігаються аномальні температурні залежності концентрації носіїв заряду та положення рівня Фермі на відміну від германію з глибокими рівнями, що знаходяться ближче до середини забороненої зони.

The influencing deep power levels is explored in monocrystals to the germanium, which appear in case of introduction in his volume of defects by the technological method in the process of the growing crystals or by the γ -irradiation, on the change of Fermi level position from temperature in semiconductor. It is shown, that in n -Ge with the deep power level $E_c-0,2$ eV and p -Ge with the deep level $E_v+0,27$ eV do not exist anomalous temperature dependence of concentration of transmitters of charge and position of Fermi level on abolition on to the germanium with the deep levels, that are nearer to the middle of restricted area.

Наявність в об'ємі напівпровідника різного роду дефектів, які виникають внаслідок легування певними домішками у процесі вирощування кристала чи дії радіації, приводить до утворення у його забороненій зоні глибоких енергетичних рівнів. При дослідженні зонної структури напівпровідників з глибокими рівнями цікаве визначення положення рівня Фермі залежно від температури, що дає корисну інформацію про розподіл носіїв заряду в енергетичних зонах.

Рівноважна статистика електронів і дірок у напівпровідниках детально вивчена в працях [1,2]. Вивченню температурних залежностей концентрації носіїв заряду і коефіцієнта Холла в анізотропних напівпровідниках присвячені дослідження [3-8]. В працях [3-4,8] розглянуті аномальні температурні залежності рівня Фермі в германію при наявності глибоких рівнів, розміщених поблизу середини забороненої зони. Зокрема, у [8] на основі теоретичних і експериментальних досліджень зроблено детальний аналіз аномальних температурних залежностей концентрації носіїв заряду і положення рівня Фермі у германію, компенсованому мілкими акцепторами, для двох варіантів – глибокий рівень вище середини забороненої зони (ступінь заповнення $f \ll 1$), глибокий рівень нижче середини забороненої зони ($1-f \ll 1$).

В даній роботі досліджено залежності концентрації носіїв заряду та положення рівня Фермі від температури в n -Ge (вихідна концентрація електронів $3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) з глибоким рівнем $E_c-0,2$ еВ, який появлявся внаслідок γ -опромінення дозою $1,22 \cdot 10^{17} \text{ імп/см}^2$, і у германії з глибоким рівнем $E_v+0,27$ еВ після $n \rightarrow p$ конверсії у результаті опромінення дозою $1,34 \cdot 10^{18} \text{ імп/см}^2$.

Рівняння, яке виражає умову електронейтральності і дає змогу визначити положення рівня Фермі в напівпровідниках з глибокими рівнями, можна записати у вигляді

$$n + N_a + n_d = p + N_d, \quad (1)$$

де n і p – концентрація вільних електронів і дірок, N_a – концентрація центрів з глибоким рівнем, N_d – концентрація мілких акцепторів, які компенсують центри з глибоким рівнем, n_d – концентрація не іонізованих донорів, яка визначається

$$n_d = \frac{N_d}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{E_f - E_d}{kT}\right)}, \quad (2)$$

де g – фактор спінового виродження, E_f – енергія рівня Фермі, E_d – енергія активації глибокого рівня [1].

Враховуючи співвідношення $n_i = np$ (n_i – власна концентрація носіїв заряду) і $n = N_c \exp(-E_f / kT)$ отримаємо кубічне рівняння відносно n :

$$n^3 + n^2(N_a + N'_c) - n(N'_c(N_d - N_a) + n_i^2) - n_i^2 N'_c = 0, \quad (3)$$

де $N'_c = \frac{1}{2} N_c \exp(\alpha / k) \exp(-E_d / kT)$, N_c – ефективна густина станів у зоні провідності; α – коефіцієнт, що враховує залежність енергії активації глибокого рівня від температури.

Рівноважна концентрація електронів для невідродженого напівпровідника дорівнює [1]:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right). \quad (4)$$

Користуючись розв'язком рівняння (3) при низьких температурах ($n \ll N_a < N_d$) положення рівня Фермі E_f визначається співвідношенням

$$E_f = E_d + kT \ln\left(\frac{N_d - N_a}{2N_a}\right), \quad (5)$$

а при високих температурах

$$E_f = E_c + kT \ln\left(\frac{n}{N_c}\right). \quad (6)$$

Використовуючи експериментально отримані залежності концентрації носіїв заряду від температури для опроміненого n -Ge і Ge після $n \rightarrow p$ конверсії і формули (5), (6) обчислено залежність $E_f(T)$. При розрахунках враховувалась температурна залежність ширини забороненої зони германію [9]:

$$E_g(T) = 0,785 - 4 \cdot 10^{-4} T \text{ [eV]}$$

і температурна залежність енергії активації глибокого рівня

$$E_d(T) = E_d - 2 \cdot 10^{-4} T \text{ [eV]}.$$

На рис.1 наведено розраховані температурні залежності положення рівня Фермі E_f для гамма-опроміненого n -Ge з глибоким рівнем $E_c - 0,2$ eV (крива 1) та германію після $n \rightarrow p$ конверсії з глибоким рівнем $E_v + 0,27$ eV (крива 2). Для першого випадку (крива 1 рис.1), починаючи від абсолютного нуля, рівень Фермі E_f з підвищенням температури опускається від положення глибокого рівня $E_c - 0,2$ eV до середини забороненої зони, перетинає її і далі веде себе, як у власному напівпровіднику. В другому випадку (крива 2 рис.1) при зростанні температури від абсолютного нуля E_f піднімається від положення глибокого

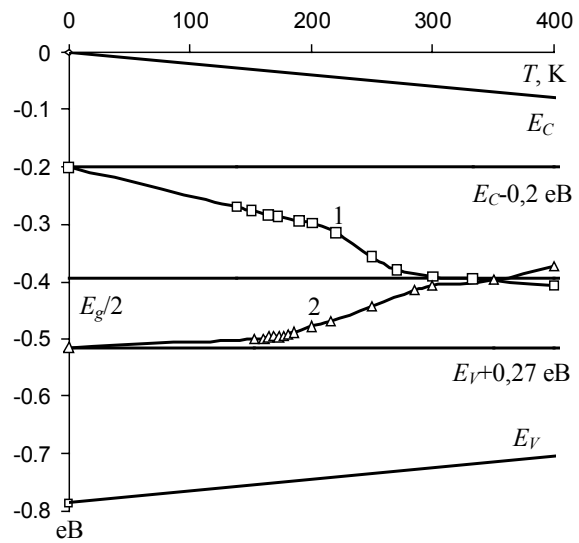


Рис.1. Температурні залежності положення рівня Фермі в германії: n -Ge з глибоким рівнем $E_c - 0,2$ eV (1), Ge після $n \rightarrow p$ конверсії з глибоким рівнем $E_v + 0,27$ eV (2)

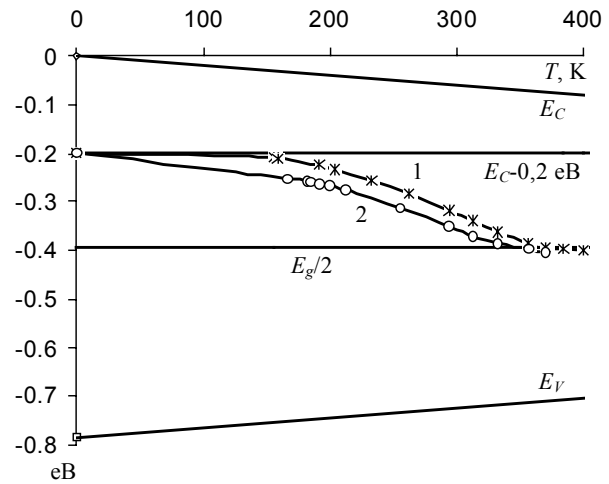


Рис. 2. Температурні залежності концентрації носіїв заряду: n -Ge в області власної провідності (1), n -Ge легований домішкою Au; 3 - n -Ge легований домішкою Au і після γ -опромінення дозою $2,4 \cdot 10^{18}$ імп/см² (2)

рівня $E_v + 0,27$ eV і перетинає середину забороненої зони. При подальшому зростанні температури рівень Фермі веде себе, як в області власної провідності. У поданих вище результатах не спостерігаються аномальні температурні залежності концентрації носіїв заряду, як у [3,8], оскільки досліджувані глибокі енергетичні рівні знаходяться дещо далі від середини забороненої зони $E_g/2$ (приблизно у 2 рази ближче до країв зони провідності і валентної зони відповідно), ніж у наведених роботах, де глибокі рівні розміщені близько $E_g/2$.

Легування n -Ge (вихідна концентрація носіїв заряду $3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при $T = 300$ K) домішкою Au у

процесі вирощування приводить до появи у забороненій зоні глибокого рівня $E_c-0,2$ еВ і при γ -опроміненні дозою $2,4 \cdot 10^{18}$ імп/см² також виникає глибокий акцепторний рівень $E_c-0,2$ еВ, зумовлений радіаційними дефектами [10], які чітко проявляються на температурних залежностях концентрації носіїв заряду $\lg(n_i, n_1, n_2) = f(10^3/T)$ зображених на рис.2. Крива 1 на рис.2 відповідає температурній залежності концентрації носіїв заряду в області власної провідності $\lg(n_i) = f(10^3/T)$, яка розраховувалась згідно з [1]

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (7)$$

Ефективні густини станів у зоні провідності та у валентній зоні відповідно дорівнюють [9]

$$N_c = 4,82 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} M \left(\frac{m_{de}}{m_0}\right)^{3/2} = \quad (8)$$

$$= 1,04 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ см}^{-3},$$

$$N_v = 4,82 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} \left(\frac{m_{dh}}{m_0}\right)^{3/2} = \quad (9)$$

$$= 6,1 \cdot 10^{18} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ см}^{-3},$$

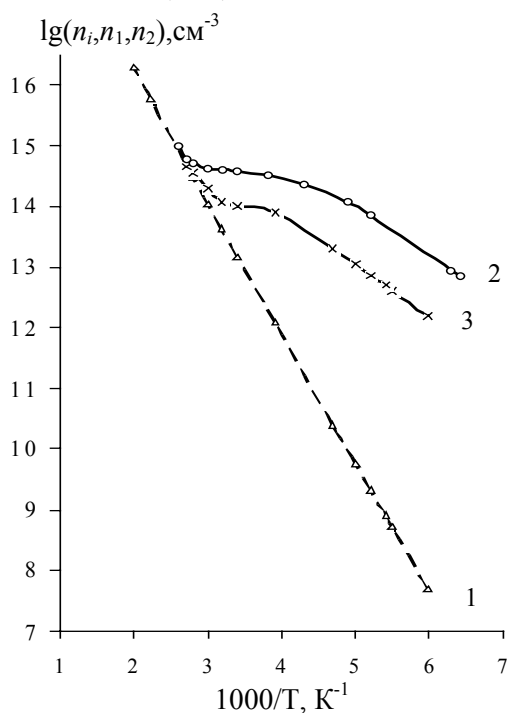


Рис.3. Температурні залежності рівня Фермі в n -Ge з рівнем $E_c-0,2$ еВ (1), n -Ge, легований домішкою Au (2), n -Ge, легований Au та після γ - опромінення (3)

де M – кількість мінімумів у зоні провідності, $\left(\frac{m_{de}}{m_0}\right)$ і $\left(\frac{m_{dh}}{m_0}\right)$ – ефективні маси густини станів електронів і дірок.

Розраховані за формулами (5) і (6) температурні залежності положення рівня Фермі для двох випадків зображені на рис.3. З кривих 1 і 2 рис.3 видно, що рівень E_f (аналогічно кривій 1 рис.1), починаючи від абсолютного нуля при збільшенні температури опускається в обох випадках від положення глибокого рівня $E_c-0,2$ еВ до середини забороненої зони, перетинає її при подальшому зростанні температури веде себе, як у власному напівпровіднику. Перехід n -Ge при високих температурах в область власної провідності для даного випадку спостерігається й на температурних залежностях концентрації носіїв заряду, коли $n_1=n_i$ та $n_2=n_i$.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Смит Р. Полупроводники. – М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. – М.: Мир, 1964.
3. Витовский Н.А., Машиовец Т.В. Аномальный ход температурной зависимости коэффициента Холла в сильно компенсированных полупроводниках // ФТП. – 1969. – 3, №2. – С.280-281.
4. Горлей П.Н., Шендеровский В.А. Аномальная температурная зависимость коэффициента Холла в анизотропных полупроводниках // УФЖ. – 1983. – 28, №2. – С.276-281.
5. Klotynsh E. Deep levels and intrinsic conductivity // Изв. АН ЛатвССР. Серия физ. и техн. наук. – 1990. – вып.4. – С.3-10.
6. Klotynsh E. Analysis of extrinsic and intrinsic charge carrier concentrations for one active donor level model // Latvian J. Phys. and Techn. Sci. – 1992. – №2. – P.1-10.
7. Карась Н.И. Глубокие уровни в нейтронно-облучённом германии и собственная проводимость // УФЖ. – 1994. – 39, №5. – С.616-621.
8. Карась Н.И. Глубокие уровни и аномальные температурные зависимости концентрации носителей заряда // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 1996. – 31. – С.28-34.
9. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. – Киев: Наук. думка, 1975.
10. Семенюк А.К., Панкевич З.В., Федосов А.В., Доскоч В.П. Влияние глубоких энергетических уровней на пьезосопротивление n -Ge // ФТП. – 1972. – 6, №5. – С.974-976.