

DOI: 10.20535/1970.68(2).2024.318188

УДК 621.382.3

ДРЕЙФОВА РУХЛИВІСТЬ ЕЛЕКТРОНІВ В АНТИМОНІДІ ІНДІЮ
В РЕЖИМІ СЛАБКОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

Саурова Т. А., Шпиченко В. С.

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Email: saurowa-ee@lil.kpi.ua, shpichenko-ee25@lil.kpi.ua

У наукових публікаціях для антимоніду індію представлені теоретичні та експериментальні дослідження холлівської рухливості; її залежності від температури, концентрації носіїв заряду, напруженості електричного поля. Зазначимо, що не представлений типовий вид слабкопольової температурної залежності дрейфової рухливості електронів, що відображає її поведінку у широкому діапазоні температури і концентрації атомів домішки. Процеси розсіювання носіїв заряду в антимоніді індію слабо представлені.

Метою даної роботи є детальне дослідження основних механізмів розсіювання електронів в антимоніді індію, температурної залежності слабкопольової рухливості електронів у широкому діапазоні ступеня легування напівпровідника.

Дана кількісна оцінка швидкостей розсіювання електронів в антимоніді індію для типових видів домішкового та фонових механізмів. Проведено детальний аналіз процесів розсіювання. Підкреслено, що спостерігається відмінність швидкостей розсіювання в Γ - і L -долинах зони провідності. Розсіювання на іонізованих атомах домішки визначає результуючу швидкість розсіювання до 40 К. При температурах вище 40 К значно зростає роль полярного оптичного розсіювання у Γ -долині, практично визначаючи поведінку результуючої швидкості. У L -долинах найбільший внесок мають 2 види фонових розсіювання: акустичне та полярне оптичне.

На основі отриманих результатів моделювання процесів розсіювання розраховано температурну залежність слабкопольової дрейфової рухливості у Γ - та L -долинах. З результатів моделювання видно, що рухливість електронів у Γ -долині перевищує відповідні значення в L -долинах на 2 – 4 порядки. Результуючу рухливість визначено з урахуванням заселеності долин. З результатів моделювання дрейфової рухливості видно, що ділянку її зростання визначають процеси розсіювання на іонах домішки. Чим вище ступінь легування напівпровідника, тим менше рухливість електронів. З подальшим підвищенням температури рухливість зменшується. Характерною особливістю типової температурної залежності слабкопольової рухливості електронів в $InSb$ є те, що за високих температур її поведінку визначають процеси розсіювання на полярних оптичних фонах.

Визначено набір параметрів моделювання, які забезпечують відповідність експериментальним даним.

Ключові слова: антимонід індію, $InSb$, швидкість розсіювання, дрейфова рухливість.

Вступ

З другої половини XX століття почалася епоха інтенсивного вивчення та технологічного освоєння антимоніду індію ($InSb$). $InSb$ привернув увагу дослідників і розробників напівпровідникових приладів, оскільки його заборонена зона є найменшою серед бінарних напівпровідників групи АІІВV. В даний час освоєно різні методи технологічного вирощування антимоніду індію (молекулярно-променева епітаксія, металоорганічне хімічне осадження з парової фази, рідкофазна епітаксія) [1]. Наукові публікації відображають теоретичні та експериментальні напрацювання створення електронних та оптоелектронних приладів на його основі: високоефективних детекторів інфрачервоного випромінювання (фотодіодів, фоторезисторів) та магнітного поля, швидкодіючих транзисторів НВЧ-діапазону, тунельних діодів [2 – 5]. З метою покращення характеристик твердотільних приладів ведеться пошук та освоєння альтернативних матеріалів – багатокомпонентних напівпровідників; у тому числі і на основі $InSb$ ($GaInSb$, $AlInSb$, $InAsSb$, $InPSb$, $GaInAsSb$, ...) [3, 6].

Відомо, що для практичної реалізації електронного пристрою необхідні всебічні знання про властивості матеріалу, включаючи електричні. Однією з найважливіших характеристик, що описує кінетичні властивості носіїв заряду, є рухливість. Результати моделювання транспортних властивостей носіїв заряду дозволяють вирішити низку завдань; у тому числі виявити визначальні механізми, створити інструмент моделювання перспективних пристроїв різного призначення. Для прогнозування характеристик, ефективності пристроїв, що розробляються на основі антимоніду індію, потрібно більш детальне дослідження його електричних властивостей.

У наукових публікаціях для антимоніду індію представлені теоретичні та експериментальні дослідження холлівської рухливості; її залежності від температури, концентрації носіїв заряду, напруженості електричного поля. Зазначимо, що не представлений типовий вид слабкопольової температурної залежності дрейфової рухливості електронів, що відображає її поведінку у широкому діапазоні температури і концентрації атомів домішки. Процеси розсіювання носіїв заряду в антимоніді індію слабо представлені.

Метою даної роботи є детальне дослідження основних механізмів розсіювання електронів в антимоніді індію, температурної залежності слабкопольової рухливості електронів у широкому діапазоні ступеня легування напівпровідника.

ності електричного поля. Зазначимо, що не представлений типовий вид слабопольової температурної залежності дрейфової рухливості електронів, що відображає її поведінку у широкому діапазоні температур і концентрації атомів домішки. Відомо, що характерні особливості рухливості носіїв у конкретному матеріалі визначаються параметрами його енергетичної зонної структури та різними видами механізмів розсіювання. Процеси розсіювання носіїв заряду в антимоніді індію слабо представлені. Для низької температури (77 К) у науково-технічній літературі також представлені експериментальні дослідження та результати чисельного моделювання поле-швидкісної характеристики InSb.

Метою даної роботи є детальне дослідження основних механізмів розсіювання електронів в антимоніді індію, температурної залежності слабопольової рухливості електронів у широкому діапазоні ступеня легування напівпровідника.

Теоретичне дослідження

InSb має кристалічну структуру типу цинкової обманки. Результати чисельних досліджень зонної енергетичної структури антимоніду індію представлені в багатьох роботах [1, 3, 7]. Вони показують, що антимонід індію є прямозонним напівпровідником (рис. 1). Дну зони провідності відповідає Г-долина, вище за яку розташовані L- і X-долини. Зазначимо, що представлені у науково-технічній літературі характерні значення зонної енергетичної діаграми суттєво відрізняються. Наведені значення ширини забороненої зони InSb у точці L знаходяться у діапазоні 0,7 – 1,227 еВ [1].

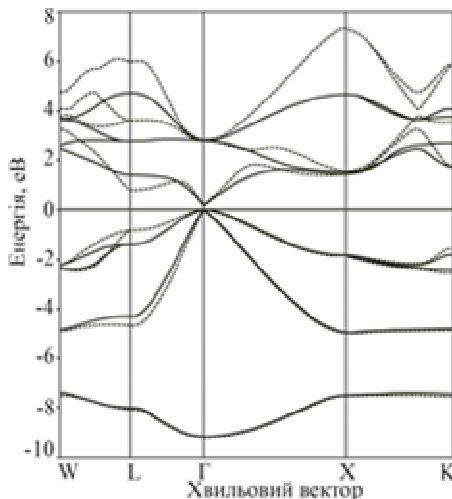


Рис. 1. Зонна енергетична структура антимоніду індію; реконструйовано з роботи [1]

Також слід підкреслити, що така ситуація спостерігається і для інших параметрів, що визначають результати чисельного моделювання транспортних властивостей носіїв заряду. Це означає необхідність формування набору вихідних параме-

трів моделювання, що забезпечують найкращу відповідність експериментальним результатам.

Моделювання процесів розсіювання носіїв заряду

Розглянемо найбільш типові механізми розсіювання, що визначають кінетичні властивості рухливих носіїв заряду. До них відносяться види домішкового та фононного розсіювання. Розрахункові співвідношення швидкості розсіювання [8 – 10]:

- на нейтральних атомах домішки

$$\lambda_d = 20\pi\epsilon_{ст}\epsilon_0 N_{нд}(T)\hbar^3 / (e \cdot m_c^*)^2, \quad (1)$$

де $\epsilon_{ст}$ – статична відносна діелектрична проникність у напівпровіднику, ϵ_0 – діелектрична проникність вакууму, $N_{нд}$ – концентрація нейтральних атомів домішки, T – температура кристалічної ґратки, \hbar – постійна Планка-Дірака, e – заряд електрона, m_c^* – омічна ефективна маса;

- на іонізованих атомах домішки модель Брукса-Херрінга

$$\lambda_{іон_БХ} = \sqrt{\frac{8\pi}{m^*}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_{ст}\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln(1+\eta) - \frac{\eta}{1+\eta} \right] \cdot N_d (k_B T_c)^{-3/2}, \quad (2)$$

$$\eta = 12\epsilon_{ст}\epsilon_0 m^* (k_B T_c)^2 / \hbar^2 e^2 N_d,$$

де m^* – ефективна маса густини станів, N_d – концентрація атомів домішки, k_B – стала Больцмана, T_c – електронна температура;

- модель Конуелл-Вайскопфа

$$\lambda_{іон_КВ} = \sqrt{\frac{8\pi}{m^*}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_{ст}\epsilon_0} \right)^2 \ln(1+\eta) N_d (k_B T_c)^{-3/2} \quad (3)$$

$$\eta = 6\pi\epsilon_{ст}\epsilon_0 k_B T_c / e^2 N_d^{1/3}.$$

- на акустичному деформаційному потенціалі

$$\lambda_a = \frac{\sqrt{3}(m^*)^{3/2} D_a^2}{\pi \hbar^4 \rho v_{зв}^2} k_B T_c \sqrt{k_B T_c}, \quad (4)$$

де D_a – константа акустичного деформаційного потенціалу, ρ – щільність речовини, $v_{зв}$ – швидкість звуку.

- на полярних оптичних фононах

$$\lambda_{іо} = \alpha \omega_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\text{ch}(t-t_c)}{\text{sh}t} t_c^{1/2} K_0(t_c), \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{e^2 \sqrt{m_i^*}}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0 \hbar (\hbar\omega_0)^{1/2}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_{ст}} \right),$$

$$t = \hbar\omega_0 / 2k_B T, \quad t_c = \hbar\omega_0 / 2k_B T_c,$$

де α – полярна оптична константа, $\hbar\omega_0$ – середня енергія оптичних фононів, ϵ_∞ , $\epsilon_{ст}$ – високочастотна та статична діелектрична проникність, $K_0(t_c)$ – модифікована функція Бесселя другого роду нульового порядку.

- на міждолинних фононах (між нееквівалентними долинами):

$$\lambda_{ij} = \left(\frac{m_j^*}{2\pi} \right)^3 \frac{2Z_j D_{ij}^2}{\rho \hbar^3 \omega_j} \frac{|\delta_{ij}| e^{\frac{\delta_{ij}}{2}}}{\text{sh} t_m} \text{ch}(t_m - t_{me}) \sqrt{k_b T_c} K_1(\delta_{ij} / 2), \quad (6)$$

$$t_m = \hbar \omega_j / 2k_b T, \quad t_{me} = \hbar \omega_j / 2k_b T_c,$$

де $\hbar \omega_j$ – середня енергія міждолинних фононів, Z_j – кількість j -долин, D_{ij} – константа міждолинного зв'язку, $\delta_{ij} = \Delta_{ij} / k_b T_c$ – нормована відстань від дна j -долини до дна i -долини, Δ_{ij} – міждолинна відстань, K_1 – модифікована функція Бесселя першого порядку.

- на міждолинних фонах (між еквівалентними долинами):

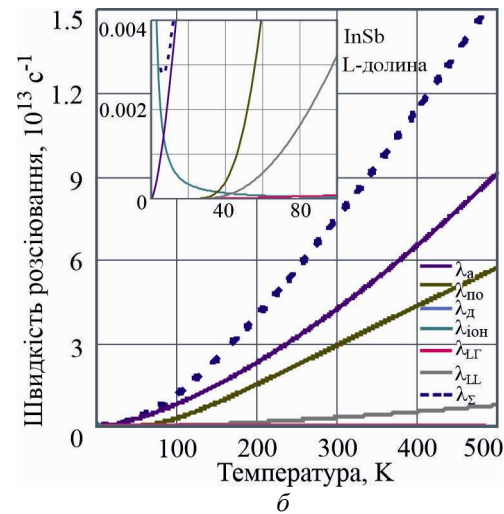
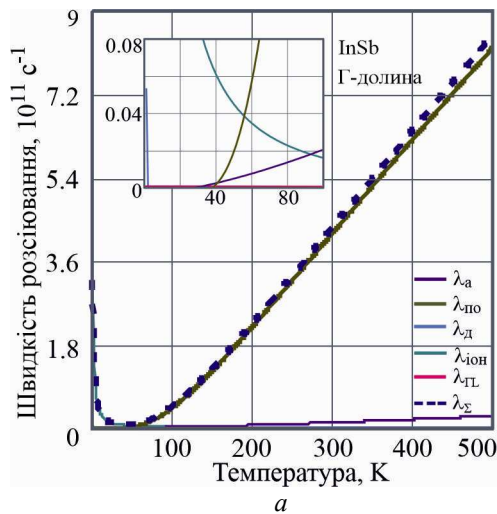


Рис. 2. Температурні залежності швидкостей розсіювання електронів у Г- та L-долинах антмону індію:

λ_d – на нейтральних атомах домішки, $\lambda_{іон}$ – на іонах атомів домішки (модель Брукса-Херрінга), λ_a – акустичне, $\lambda_{по}$ – полярне оптичне, $\lambda_{ГЛ}$, $\lambda_{ЛГ}$, $\lambda_{ЛЛ}$ – міждолинне розсіювання (з Г- в L- долину, з L - у Г - долину, між L- долинами), λ_c – сумарна швидкість розсіювання

Чисельний експеримент проведено при концентрації домішки $N_d = 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Представлені результати моделювання дозволяють кількісно оцінити внесок різних механізмів розсіювання у Г- та L-долинах. Враховуючи суттєву відмінність (на кілька порядків) швидкостей розсіювання при низьких температурах кристалічної ґратки, у графіки залежностей $\lambda(T)$ включена деталізація до 100 К. Спостерігається відмінність швидкостей розсіювання в Г- та L-долинах. Розрахунки показали, що в Г-долині швидкість розсіювання λ_d на нейтральних атомах домішки на ділянці $T < 20$ К зменшується на 4 порядки і становить 10^5 с^{-1} при $T = 20$ К. Другий вид домішкового розсіювання – на іонізованих атомах – визначає результуючу швидкість розсіювання до 40 К. З подальшим підвищенням температури значення $\lambda_{іон}$ значно знижується; становить $2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ при $T = 100$ К. З найнижчих температур зростає швидкість акустичного розсіювання. У Г-долині величина λ_a на декілька порядків нижче, ніж у L-долинах. У Г-долині при

$T = 40$ К вирівнюються швидкості акустичного та полярного оптичного розсіювання. При $40 \text{ К} < T$ істотно зростає роль полярного оптичного розсіювання у Г-долині, практично визначаючи поведінку результуючої швидкості. У L-долинах найбільший внесок мають 2 види фононного розсіювання: акустичне та полярне оптичне. Нееквівалентне міждолинне розсіювання практично не виявляється. При температурах вище за кімнатну в L-долинах дещо підвищується швидкість еквівалентного міждолинного розсіювання.

Моделювання температурної залежності дрейфової рухливості електронів

Отримані результати моделювання швидкості розсіювання дозволяють розрахувати температурну залежність слабкопольової дрейфової рухливості [8, 11]

$$\mu(T) = \frac{e \tau_p(T)}{m_c^*}, \quad (8)$$

де τ_p – час релаксації імпульсу. Час релаксації імпульсу визначається сумарною швидкістю розсіювання:

$$\tau_p(T) = \frac{1}{\lambda_\Sigma(T)}. \quad (9)$$

На основі формул (8) – (9) у рамках дводолинної моделі зони провідності виконано моделю-

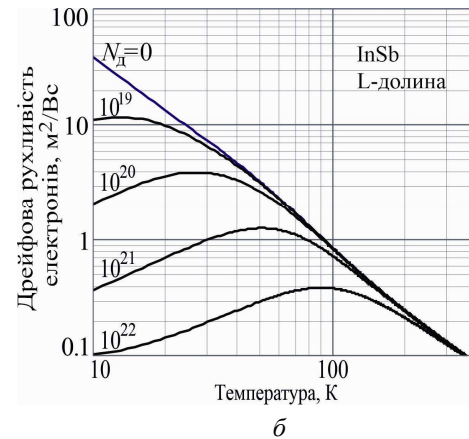
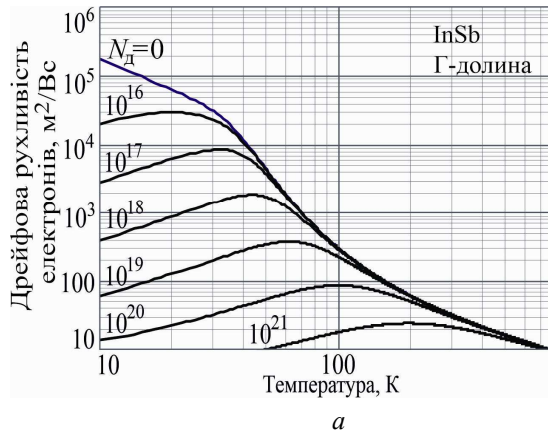


Рис. 3. Температурна залежність дрейфової рухливості електронів у Г- долині (а) та L-долинах (б)

З представлених на рис. 3 результатів моделювання видно, що рухливість електронів у Г-долині перевищує відповідні значення в L-долинах:

- при $T = 10$ К на 4 порядки;
- при $T = 300$ К на 2 порядки.

Визначальним фактором, що призводить до низьких значень рухливості, є на порядок вища маса електронів у L-долинах.

Результуюча рухливість визначається з урахуванням заселеності долин:

$$\mu = b_\Gamma \cdot \mu_\Gamma + b_L \cdot \mu_L, \quad (10)$$

де b_Γ , b_L – заселеність електронами Г- та L-долин, відповідно. У рамках дводолинної моделі зони провідності заселеність визначається співвідношенням:

$$b_i = n_i / (n_i + n_j),$$

де n_i , n_j – концентрація електронів в i , j – долинах. На рис. 4 представлено температурну залежність заселеності долин.

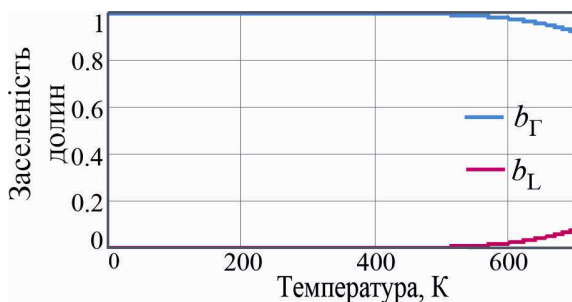


Рис. 4. Температурна залежність заселеності долин

вання температурної залежності слабкопольової дрейфової рухливості $\mu(T)$. У слабкому електричному полі $T = T_c$. Результати чисельного експерименту $\mu(T)$ у Г- та L-долинах представлені на рис. 3.

З результатів чисельного експерименту можна відзначити, що з підвищенням температури електрони з основної – Г-долини – переходять у верхні (L-долини). З результатів моделювання заселеності долин випливає, що помітну заселеність L-долин стає при температурах вищих за 500 К; $b_L(300 \text{ К}) \sim 10^{-6}$, $b_L(450 \text{ К}) \sim 10^{-3}$. З представленого на рис. 4 результату випливає, що відповідно до (10) результуюча рухливість значною мірою визначається процесами розсіювання в Г-долині. Результат чисельного моделювання результуючої слабкопольової дрейфової рухливості електронів представлений на рис. 5.

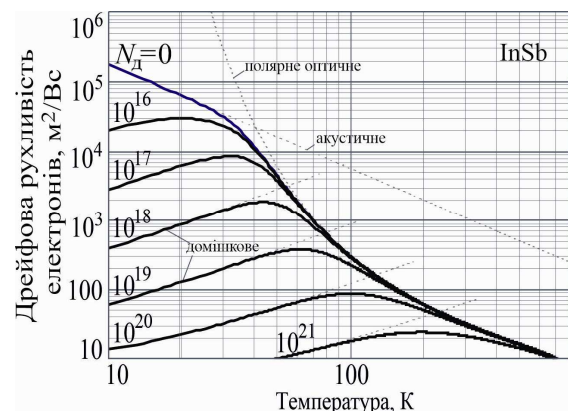


Рис. 5. Температурна залежність дрейфової рухливості електронів

Приймаючи до уваги картину заселеності Г- та L-долин, а також суттєве перевищення дрейфової рухливості в Г-долині в широкому температурному діапазоні (до температур, близьких до температури плавлення InSb), результуюча $\mu(T)$ збіга-

ється з отриманою для Г-долини $\mu_T(T)$. З результатів моделювання видно, що ділянку зростання дрейфової рухливості визначають процеси розсіювання на іонах домішки. Чим вище ступінь легування напівпровідника, тим менше рухливість електронів. З подальшим підвищенням температури рухливість зменшується. Характерною особливістю типової температурної залежності слабопольової дрейфової рухливості електронів в InSb є те, що за високих температур поведінку $\mu(T)$ визначають процеси розсіювання на полярних оптичних фононах.

Представлені в роботі чисельні експерименти проведені на основі наступних вихідних параметрів моделювання:

- густина – $5,79 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$;
- діелектрична проникність: статична $\epsilon_{ст}=16,8$; високочастотна $\epsilon_{\infty}=15,75$;
- швидкість звуку – $5,28 \cdot 10^3 \text{ м/с}$;
- акустичний деформаційний потенціал – $7,2 \text{ еВ}$;
- константа міждолинного зв'язку – $1,5 \cdot 10^{10} \text{ еВ/м}$;
- енергія оптичних фононів – $0,025 \text{ еВ}$;
- енергія міждолинних фононів – $0,02 \text{ еВ}$;
- міждолинна Г-L відстань – $0,51 \text{ еВ}$;
- ефективна маса електронів: Г-долина – $0,013m_0$; L- долина – $0,25m_0$.

Вибір зазначених параметрів із представлених у науково-технічній літературі проведено з метою отримання найкращої відповідності результатів моделювання експериментальним даним та розрахункам інших авторів. Результат моделювання температурної залежності дрейфової рухливості перераховано у холлівську рухливість для зіставлення з експериментальними даними [12] (рис. 6).

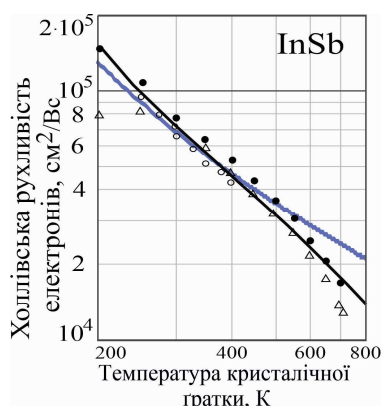


Рис. 6. Температурна залежність холлівської рухливості електронів. Порівняння з експериментальними даними [12]

Отримано задовільну відповідність результатів моделювання слабопольової холлівської рухливості електронів експериментальним даним. Зазначимо, що значення рухливості носіїв заряду залежить від якості зразка; наявність структурних дефектів призводить до її зниження.

Висновки

Дана кількісна оцінка швидкостей розсіювання електронів в антимоніді індію для типових видів домішкового та фонного механізмів. Проведено детальний аналіз процесів розсіювання; у Г- та L-долинах зони провідності.

Вперше розраховано типову температурну залежність слабопольової дрейфової рухливості електронів в антимоніді індію у широкому діапазоні концентрації домішки. Отриманий результат має практичне значення; може використовуватися як стандартний захід для оцінки кристалічної досконалості.

Визначено вихідні параметри моделювання, які можуть бути покладені в основу розрахунку поле-швидкісної характеристики для потрібних значень температури кристалічної ґратки.

Література

- [1] M. Rezek, S. Katircioglu, and M. El-Hasan, *J. Mater Sci*, vol. 43, pp. 2935–2946, 2008, DOI: 10.1007/s10853-007-1794-4
- [2] Technologies GmbH & Co. KG «Chen Yang». [Електронний ресурс]. Доступно: <https://www.hallsensors.de/CYSH12AF.pdf>
- [3] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, 2001. DOI: 10.1063/1.1368156
- [4] C.-H. Kuo, J.-M. Wu, S.-J. Lin and W.-C. Chang, *Nanoscale Research Letters*, vol. 89, article number 327, 2013, DOI: 10.1186/1556-276X-8-327
- [5] T. Ashley, A. B. Dean, C. T. Elliott, G. J. Pryce, A. D. Johnson, and H. Willis, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 481–483, 1995. DOI: 10.1063/1.114063
- [6] T. Saurova, I. Baida, *Bulletin of Kyiv Polytechnic Institute. Series Instrument Making*, no. 52(2), с. 65–71, 2016. DOI: 10.20535/1970.52(2).2016.92951
- [7] S. Adachi, *Properties of Semiconductor Alloys: Group -IV, III – V, II – VI Semiconductors*: West Sussex, United Kingdom: John Wiley & Sons Ltd, 2009.
- [8] В. О. Москалюк, *Фізика електронних процесів. Динамічні процеси*. Київ, Україна: Політехніка, 2004.
- [9] H. Iwata and K. M. Itoh, *J. Appl. Phys.*, vol. 89, 6228–6234, 2001, DOI: 10.1063/1.1366660
- [10] T. Saurova, D. Kuzmenko, *Bulletin of Kyiv Polytechnic Institute. Series Instrument Making*, vol. 54(2), pp. 49–52, 2017. DOI: 10.20535/1970.54(2).2017.119530
- [11] Т. А. Саурова, В. О. Борс, *Вісник НТУУ "КПІ", серія приладобудування*, Вип. 57(1), с. 49–55, 2019. DOI: 10.20535/1970.57(1).2019.172023
- [12] O. Madelung, *Semiconductors Group IV Elements and III-V Compounds*, Berlin: Springer-Verlag, 1991, 164 p. DOI: 10.1007/978-3-642-45681-7

UDC 621.382.3

T. Saurova, V. Shpichenko*National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, Ukraine***DRIFT MOBILITY OF ELECTRONS IN INDIUM ANTIMONIDE IN THE WEAK ELECTRIC FIELD REGIME**

In scientific publications, theoretical and experimental studies of the Hall mobility of indium antimonide are presented; its dependence on temperature, charge carrier concentration, and electric field strength. Note that a typical form of the weak-field temperature dependence of the electron drift mobility, showing its behavior in a wide range of temperature and impurity atom concentration, is not presented. The processes of charge carrier scattering in indium antimonide are poorly represented.

The aim of this work is a detailed study of the main mechanisms of electron scattering in indium antimonide, the temperature dependence of the weak-field electron mobility in a wide range of the semiconductor doping degree.

A quantitative assessment of the electron scattering rates in indium antimonide is given for the main types of impurity and phonon mechanisms. A detailed analysis of the scattering processes is carried out. It is emphasized that a difference in the scattering rates in the Γ - and L-valleys of the conduction band is observed. Scattering by ionized impurity atoms determines the resulting scattering velocity up to 40 K. At temperatures above 40 K, the role of polar optical scattering in the Γ -valley increases significantly, practically determining the behavior of the resulting velocity. In the L-valleys, the greatest contribution is made by 2 types of phonon scattering: acoustic and polar optical.

Based on the obtained scattering process modeling results, the temperature dependence of the weak-field drift mobility in the Γ - and L-valleys was calculated. From the simulation results it is clear that the mobility of electrons in the Γ -valley exceeds the corresponding values in the L-valleys by 2 – 4 orders of magnitude. The resulting mobility is determined taking into account the valley population. From the results of modeling the drift mobility it is clear that the area of its increase is determined by the processes of scattering by impurity ions. The higher the doping degree of the semiconductor, the lower the electron mobility. With a further increase in temperature, the mobility decreases. A characteristic feature of the typical temperature dependence of the weak-field electron mobility in InSb is that at high temperatures its behavior is determined by scattering processes on polar optical phonons.

A set of modeling parameters has been determined that ensure compliance with experimental data.

Key words: indium antimonide, InSb, scattering rate, drift mobility.

*Надійшла до редакції
01 жовтня 2024 року*

*Рецензовано
28 жовтня 2024 року*



© 2024 Copyright for this paper by its authors.
Use permitted under Creative Commons License Attribution 4.0 International (CC BY 4.0).