

УДК 621.382.3

**ДОСЛІДЖЕННЯ ДРЕЙФОВОЇ РУХЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОНІВ  
В АРСЕНІДІ ІНДІЮ**

Саурова Т. А., Семеновська О. В., Шевчук О. О.

Національний технічний університет України

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

E-mail: [t.a.saurowa@gmail.com](mailto:t.a.saurowa@gmail.com); [semprih@gmail.com](mailto:semprih@gmail.com); [schew4uk17111@gmail.com](mailto:schew4uk17111@gmail.com)

Однією з характеристик електричних властивостей матеріалу є рухливість носіїв заряду. Метою даної роботи є дослідження температурної залежності дрейфової рухливості електронів в арсеніді індію у слабкому полі. Для дослідження слабопольової дрейфової рухливості електронів проведено кількісну оцінку і аналіз швидкостей розсіювання імпульсу для різних видів домішкового і фонного механізмів розсіювання. Чисельне моделювання механізмів розсіювання виконано на основі дводолінної (ГЛ) моделі для слабого електричного поля. Результати моделювання температурної залежності швидкостей розсіювання для розглянутих видів домішкового і фонного механізмів розсіювання показали: за низьких температур домінує домішкове розсіювання, для найнижчих температур на нейтральних атомах домішки з поступовим зростанням (при  $T > 40\text{K}$ ) розсіювання на іонізованих атомах домішки. Акустичне розсіювання проявляється починаючи з низьких температур, однак вносить непомітний внесок у величину сумарної швидкості розсіювання. При  $T > 80\text{K}$  зростає роль полярного оптичного розсіювання. У розглянутому діапазоні температур практично не проявляється міждолінне розсіювання.

Представлені результати чисельного моделювання температурної залежності рухливості електронів в арсеніді індію для різних значень концентрації домішки. Отримано відповідність розрахованої температурної залежності дрейфової рухливості електронів ряду експериментальних значень, виміряних при 77 К і 300 К. Розбіжність з розрахунковим значенням при  $T = 300\text{K}$  пояснюється відмінністю вихідних параметрів моделювання.

Для арсеніду індію запропоновано набір вихідних параметрів моделювання, які забезпечують відповідність експериментальним даним.

Порівняння результатів чисельного моделювання температурної залежності рухливості електронів показує, що рухливість електронів в InAs перевищує відповідні величини для Si, Ge, GaAs.

Порівняння розрахованих для арсеніду індію характеристик показало, що величини рухливості і дрейфової швидкості вищі, а значення критичного поля нижчі, ніж для арсеніду галію.

**Ключові слова:** арсенід індію; рухливість; швидкість розсіювання; дрейфова швидкість.

**Вступ**

Досягнення технологій мікроелектроніки сприяють створенню напівпровідникових приладів і їх вдосконаленню. На етапі моделювання напівпровідникових структур одними з найважливіших є параметри, що характеризують електричні властивості матеріалу. Одним з перспективних матеріалів для створення високоефективних електронних і оптоелектронних приладів є арсенід індію (InAs).

Електричні, оптичні, теплові, механічні властивості InAs досліджуються з 70-х років ХХ століття [1]. Однією з характеристик, що описує електричні властивості матеріалу, є рухливість носіїв заряду. У науково-технічній літературі для арсеніду індію переважають дослідження холловської рухливості: розраховані залежності холловської рухливості від концентрації електронів для температури 77 К і 300 К [2], досліджені температурні залежності холловської рухливості електронів [3-9]. Температурна залежність дрейфової рухливості електронів для InAs слабо представлена.

Метою даної роботи є дослідження температурної залежності дрейфової рухливості електронів

в режимі слабого поля. Порівняння результатів чисельного моделювання температурної залежності дрейфової рухливості з експериментальними результатами дозволить уточнити значення ряду вихідних параметрів моделювання напівпровідникових структур з використанням арсеніду індію.

**Основна частина**

Арсенід індію відноситься до напівпровідників групи  $A^{III}B^V$ , має кристалічну ґратку типу сфалериту.

Для дослідження слабопольової дрейфової рухливості електронів проведемо аналіз типових механізмів розсіювання рухомих носіїв заряду на основі даних зонної структури, що представлені в [1, 10] (рис. 1).

Закон дисперсії InAs показує, що напівпровідник є прямозонним; дну зони провідності відповідає Г-долина ( $\Gamma_6$ ). На енергетичних відстанях 0,73 eV ( $L_6$ ) і 1,02 eV ( $X_6$ ) [2] вище Г-долини розташовані L- і X- долини, відповідно.

Характерними механізмами розсіювання напівпровідника з представленою зонною структурою є різні види домішкового і фононного механізмів розсіювання.

Розрізняють два види домішкового розсіювання: на нейтральних і іонізованих атомах домішки. Швидкість розсіювання на нейтральних атомах домішки пропорційна їх концентрації і радіусу першої борівської орбіти [11, 12]. Даний вид роз-

сіювання проявляється для найнижчих температур ґратки.

Типовим видом домішкового механізму розсіювання є розсіювання на іонах домішок. Воно вносить істотний внесок за низьких температур і проявляється хаотизацією руху носіїв заряду без зміни їх енергії.

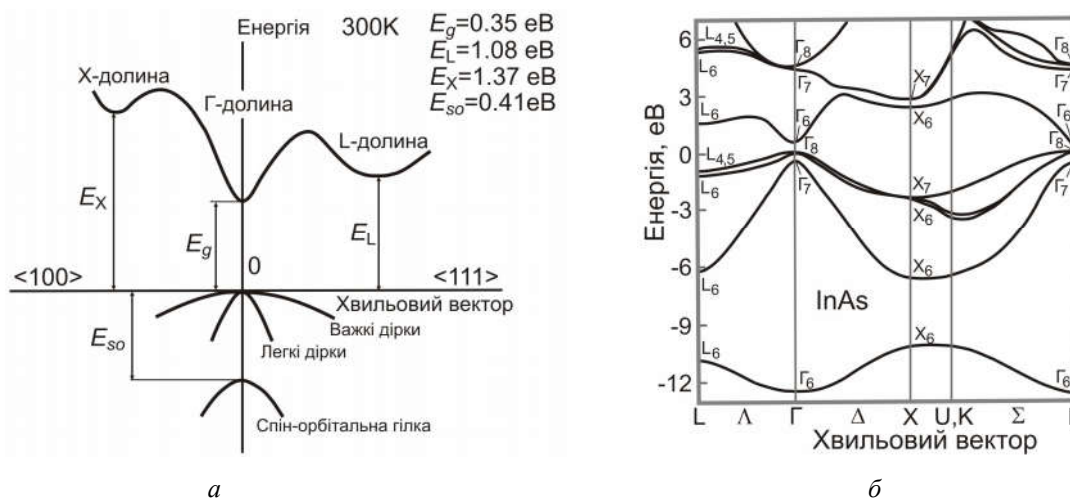


Рис. 1. Зонні структури арсеніду індію (реконструйовані): *a* – спрощена; важливі мінімуми зони провідності і максимуми валентної зони [1], *б* – деталізована; розрахована [10]

При дослідженні зазначеного виду розсіювання на основі моделі Брукса-Херрінга, швидкість розсіювання визначається співвідношенням [11]:

$$\lambda_{\text{іон\_БХ}} = \sqrt{\frac{8\pi}{m^*}} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \right)^2 \left[ \ln(1+\eta) - \frac{\eta}{1+\eta} \right] \times N_d (k_B T_e)^{-3/2},$$

$$\eta = 12\epsilon\epsilon_0 m^* (k_B T_e)^2 / \hbar^2 e^2 N_d,$$

$e$  – заряд електрона,  $\epsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму,  $N_d$  – концентрація іонізованих атомів домішки,  $k_B$  – постійна Больцмана,  $T_e$  – електронна температура,  $\hbar$  – постійна Планка-Дірака.

Швидкість розсіювання на іонах домішки в моделі Конуелл-Вайскопфа описується формулою:

$$\lambda_{\text{іон\_КВ}} = \sqrt{\frac{8\pi}{m^*}} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \right)^2 \ln(1+\eta) N_d (k_B T_e)^{-3/2},$$

$$\eta = 6\pi\epsilon\epsilon_0 k_B T_e / e^2 N_d^{1/3}.$$

Швидкість розсіювання при акустичному механізмі описується співвідношенням [11]:

$$\lambda_a = \frac{\sqrt{3} m^{*3/2} D_a^2}{\pi \hbar^4 \rho v_{\text{зв}}^2} k_B T \sqrt{k_B T_e},$$

де  $m^*$  – ефективна маса густини станів,  $D_a$  – константа акустичного деформаційного потенціалу,  $\rho$  – густина речовини,  $v_{\text{зв}}$  – швидкість звуку.

При полярному оптичному механізмі швидкість розсіювання описується співвідношенням

$$\lambda_{po} = \alpha \omega_o \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\text{ch}(t-t_e)}{\text{sh}t} t_e^{1/2} K_0(t_e),$$

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

$$t = \hbar\omega_o / 2k_B T, \quad t_e = \hbar\omega_o / 2k_B T_e,$$

де  $\alpha$  – полярна оптична константа,  $\hbar\omega_o$  – середня енергія оптичних фононів,  $\epsilon_\infty$ ,  $\epsilon_{\text{ст}}$  – високочастотна і статична діелектрична проникність,  $K_0(t_e)$  – модифікована функція Бесселя другого роду нульового порядку.

Розрізняють два види міждолинного розсіювання: між нееквівалентними і еквівалентними долинами.

З огляду на те, що міждолинна відстань  $\Delta_{ij}$  в InAs помітно більше  $k_B T$ , швидкість розсіювання при переході електрона з  $i$ - в  $j$ -долину описується формулою:

$$\lambda_{ij} = \left( \frac{m_j^*}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{2Z_j D_{ij}^2}{\rho \hbar^3 \omega_{ij}} \cdot \frac{|\delta_{ij}| e^{-\frac{\delta_{ij}}{2}}}{\text{sh } t_m} \times$$

$$\times \text{ch}(t_m - t_{me}) \sqrt{k_b T_e} K_1(\delta_{ij}/2),$$

$$t_m = \hbar \omega_{ij} / 2k_b T, \quad t_{me} = \hbar \omega_{ij} / 2k_b T_e,$$

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

Формула розрахунку швидкості розсіювання між еквівалентними долинами має вигляд:

$$\lambda_{ii} = 2 \left( \frac{m^*}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{D_{ii}^2}{\rho \hbar^2} \cdot \frac{\text{ch}(t_m - t_{me})}{\sqrt{k_b T_e} \text{sh } t_m} \cdot K_1(t_{me}),$$

де  $D_{ii}$  константа зв'язку між еквівалентними долинами.

#### Результати чисельного моделювання

Чисельне моделювання механізмів розсіювання виконано на основі дводолинної (ГЛ) моделі для режиму слабого електричного поля, при якому електронна температура практично дорівнює температурі ґратки.

Параметри зонної структури та особливості різних механізмів розсіювання визначають електричні властивості напівпровідника. Результати моделювання температурної залежності швидкостей розсіювання для описаних видів домішкового і фононного механізмів розсіювання представлені на рис. 2.

З представлених результатів  $\lambda(T)$  випливає: при низьких температурах домінує домішкове розсіювання; при найнижчих температурах – на нейтральних атомах домішки з поступовим зростанням (при  $T > 40$  К) розсіювання на іонізованих атомах домішки. Акустичне розсіювання виявляється починаючи з низьких температур, однак вносить непомітний внесок в величину  $\lambda_{\Sigma}(T)$ . У розглянутому діапазоні температур практично не проявляється міждолинне розсіювання. При  $T > 80$  К зростає роль полярного оптичного розсіювання.

Величина, обернена до сумарної швидкості розсіювання, час релаксації імпульсу визначає рухливість носіїв заряду. Рухливість електронів у слабкому електричному полі описується формулою

$$\mu = \frac{e \tau_p}{m_c^*},$$

де  $m_c^*$  омічна ефективна маса. Результати моделювання температурної залежності рухливості

електронів в InAs при різних значеннях концентрації домішки представлені на рис. 3.

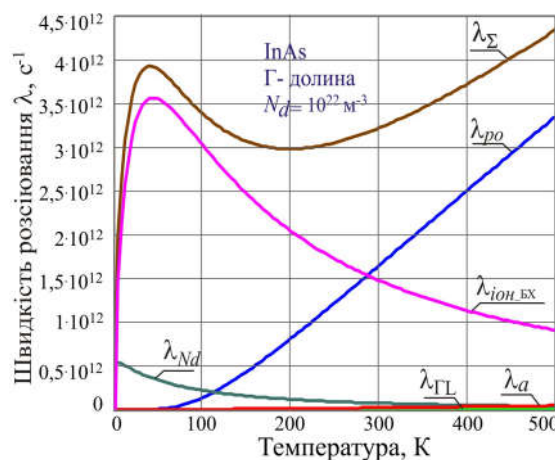


Рис. 2. Графік температурних залежностей швидкостей розсіювання в арсеніді індію (Г-долина). Види розсіювання позначені:  $\lambda_a$  акустичне,  $\lambda_{po}$  полярне оптичне,  $\lambda_{ion. БХ}$  на іонізованих атомах домішки,  $\lambda_{Nd}$  на нейтральних атомах домішки,  $\lambda_{TL}$  міждолинне розсіювання,  $\lambda_{\Sigma}$  сумарна швидкість розсіювання

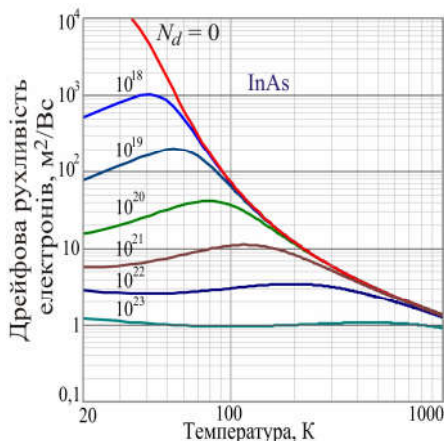
Вихідні параметри для моделювання обрані в процесі уточнення на відповідність відомим експериментальним даним і теоретичним розрахункам інших авторів:

- густина –  $5,667 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;
- діелектрична проникність: статична  $\epsilon_{ст} = 15,15$ ; височастотна  $\epsilon_{\infty} = 12,3$ ;
- швидкість звуку –  $4,2 \cdot 10^3$  м/с;
- потенціал акустичної деформації – 5,8 еВ;
- константа міждолинного зв'язку –  $3 \cdot 10^{10}$  еВ/м;
- енергія оптичних фононів – 0,029 еВ;
- енергія міждолинних фононів – 0,0232 еВ;
- міждолинна Г-L відстань – 0,73 еВ;
- ефективна маса густини станів: Г-долина – 0,022; L- долина – 0,29.

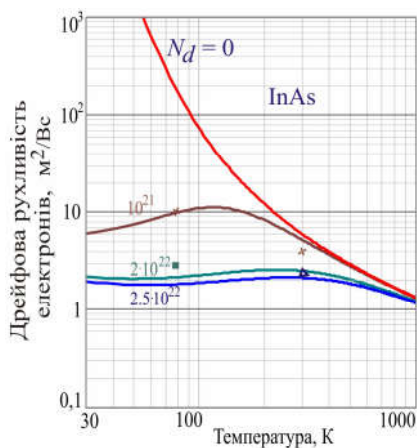
Отримано відповідність розрахованої температурної залежності дрейфової рухливості електронів  $\mu(T)$  ряду експериментальних значень, виміряних при 77 К [13] (рис. 3, б) і 300К [14]. Розбіжність з розрахованим значенням [15] при  $T = 300$  К пояснюється відмінністю вихідних параметрів моделювання.

Експериментальні результати [13] на початковій (лінійній) ділянці (рис. 4) характеризують величину дрейфової рухливості ( $v_{др} = \mu E$ ). Нелінійна ділянка поле-швидкісної характеристики є результатом прояву ефекту сильного поля, при

моделюванні якого необхідно враховувати розігрівання електронів.



а



б

Рис. 3. Температурна залежність дрейфової рухливості електронів: а при різних значеннях концентрації домішки ( $N_d$ ,  $m^{-3}$ ); б результати експериментів позначені – ■ [13], ▲ [14]; розраховані дані – ✕ [15]

На рис. 5 представлені температурні залежності дрейфової рухливості електронів для кремнію, германію та арсеніду галію, реконструйовані з [16].

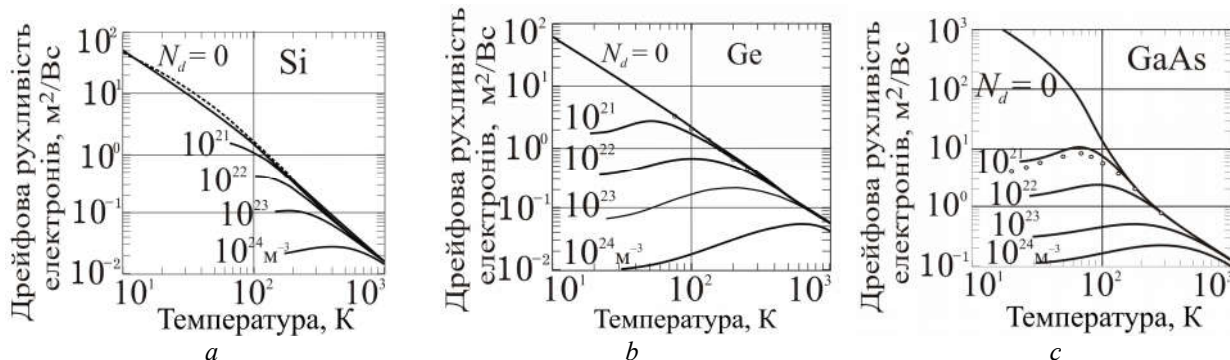


Рис. 5. Температурні залежності дрейфової рухливості електронів для: а кремнію, б – германію, в – арсеніду галію

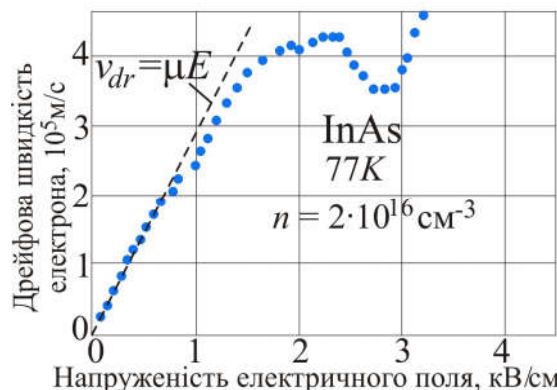


Рис. 4. Експериментальна залежність швидкості дрейфу від напруженості електричного поля для арсеніду індію [13]

Порівняння результатів чисельного моделювання  $\mu(T)$  (рис. 3, рис. 5) показує, що рухливість електронів в InAs перевищує відповідні величини для Si, Ge, GaAs.

Для підтвердження правомірності та придатності представлених аналітичних співвідношень проведено чисельний експеримент із застосуванням методики, в основу якої покладено релаксаційні рівняння збереження імпульсу, енергії і концентрації [17]:

$$\begin{cases} \frac{dT_e}{dt} = \frac{T_e - T}{\tau_E(T_e)} + \frac{m^* \mu^2 E^2}{3k_B \tau_E(T_e)} \left( \frac{2\tau_E(T_e)}{\tau_p(T_e)} - 1 \right), \\ \frac{dv_{dr}}{dt} = \frac{eE(t)}{m^*} - \frac{v_{dr}}{\tau_p(T_e)}, \\ \frac{db_i}{dt} = -b_i(T_e) \cdot \lambda_{iL}(T_e) + b_i(T_e) \cdot \lambda_{iU}(T_e), \end{cases} \quad (1)$$

де  $\tau_E$  – час релаксації енергії,  $E$  – напруженість електричного поля,  $v_{dr}$  – дрейфова швидкість,  $b_i$ ,  $b_L$  – заселеності долин ( $b_i = n_i / (n_i + n_j)$ ;  $n_i$ ,  $n_j$  – концентрації електронів в  $i, j$ -долинах),  $\lambda_{iL}$ ,  $\lambda_{iU}$  – швидкості міждолинного розсіювання.



За допомогою комп'ютерної програми Mathcad система рівнянь (1) вирішувалася методом Рунге-Кутта 4-го порядку для кожної долини з подальшим усередненням результатів

- часів релаксації імпульсу

$$\tau_{p\Gamma} = \frac{1}{\lambda_{\Sigma\Gamma}(T_e)}; \quad \tau_{pL} = \frac{1}{\lambda_{\Sigma L}(T_e)};$$

- рухливості  $\mu_{\Gamma} = e \frac{\tau_{p\Gamma}}{m_{\Gamma}^*}; \mu_L = e \frac{\tau_{pL}}{m_L^*};$

з урахуванням їх заселеності:

$$\mu = b_{\Gamma} \cdot \mu_{\Gamma} + b_L \cdot \mu_L; \quad \frac{1}{m_c^*} = \frac{b_{\Gamma}}{m_{\Gamma}^*} + \frac{b_L}{m_L^*}.$$

На основі методу релаксаційних рівнянь проведено розрахунок поле-швидкісної характеристики  $v_{др}(E)$  при параметрах, описаних в [14] і зіставлений з реконструйованими результатами моделювання методом Монте-Карло (рис. 6).

На представлених результатах моделювання спостерігається якісна їх ідентичність в режимі

слабкого поля ( $E = 0 \dots 1$  кВ/см). В області сильного електричного поля менші значення дрейфової швидкості пов'язані з урахуванням вкладу міждолинних переходів з L- в  $\Gamma$ -долину, а також з переходами між еквівалентними (L) долинами. Порівняння розрахованих для InAs характеристик показало, що величини рухливості і дрейфової швидкості вищі, а значення критичного поля нижчі, ніж у GaAs.

Дрейфова швидкість досліджена і при стрибкоподібному змінненні напруженості електричного поля.

Чисельний експеримент проведено при вихідних параметрах моделювання, виконаного методом Монте-Карло [18] (рис. 7).

Реконструйовані результати моделювання методом Монте-Карла, описані у [18], представлені на рис. 7.

За характером залежностей, за порядком величин максимальних і усталених значень  $v_{др}$  результати моделювання співвідносяться задовільно.

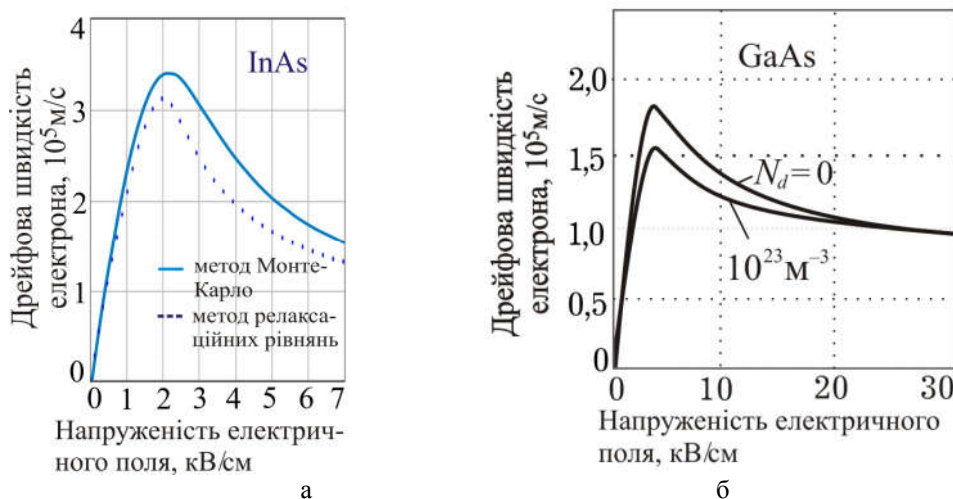


Рис. 6. Розраховані поле-швидкісні характеристики: а – для арсеніду індію (методом Монте-Карло [14] та релаксаційних рівнянь); б – для арсеніду галію [16]

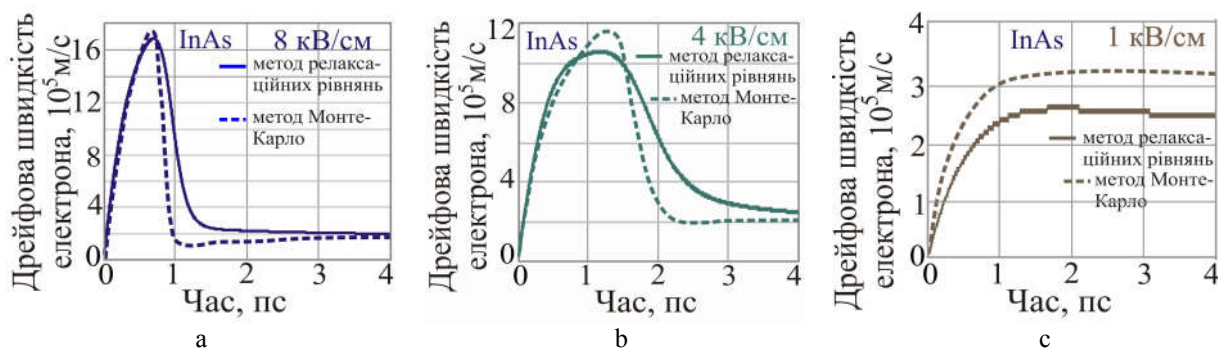


Рис. 7. Динаміка швидкості дрейфу при стрибкоподібному змінненні напруженості електричного поля (а – 8 кВ, б – 4 кВ, в – 1 кВ); зіставлення результатів, отриманих методом релаксаційних рівнянь і методом Монте-Карло [18]

Із зростанням амплітуди напруженості електричного поля (1 кВ/см, 4 кВ/см, 8 кВ/см) пікове значення дрейфової швидкості збільшується.

Стрибокподібне змінення електричного поля призвело до ефекту «сплеску» (*overshoot*) дрейфової швидкості. Результати чисельного експерименту дозволяють визначити величину дрейфової швидкості в статичному режимі сильного електричного поля, а отже, і оцінити величину рухливості

Нааявні в науковій літературі для InAs теоретичні і експериментальні поле-швидкісні характеристики мають: діапазон значень напруженості «слабкого» електричного поля  $E$  до 1 кВ/см; критичне значення поля близько 2 кВ/см; максимальне стає значення дрейфової швидкості при 300 К трохи вище  $3 \cdot 10^5$  м/с, при 77 К – на рівні  $4,5 \cdot 10^5$  м/с.

В імпульсному режимі полів до 30 кВ/см найбільші значення  $v_{др}$  відповідають GaAs [19].

На рис. 8 представлені реконструйовані з [16] динамічні реакції дрейфової швидкості на стрибкоподібне змінення електричного поля різної амплітуди для арсеніду галію.

Порівняння результатів чисельного моделювання, наведених на рис. 7 і рис. 8, показує, що в імпульсному режимі електричного поля з амплітудами 4 кВ/см та 8 кВ/см величини найбільшої дрейфової швидкості носіїв заряду в арсеніді індію у декілька разів перевищують відповідні величини в арсеніді галію

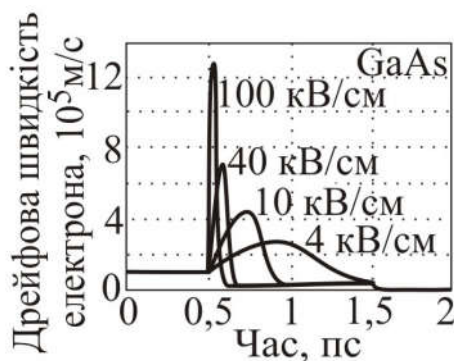


Рис. 8. Динаміка дрейфової швидкості електронів при стрибкоподібному змінненні електричного поля різної амплітуди [16]

### Висновки

Для арсеніду індію проведені кількісна оцінка і аналіз швидкостей розсіювання імпульсу при типових видах домішкового і фононного механізмів розсіювання.

Вперше для InAs представлені результати розрахунків температурної залежності дрейфової рухливості електронів при різних концентраціях домішки (для «слабкого» електричного поля).

Для арсеніду індію запропоновано набір вихідних параметрів моделювання, що забезпечують відповідність експериментальним даним.

Порівняння розрахованих для InAs характеристик показує, що величини рухливості і дрейфової швидкості вищі, а значення критичного поля нижчі, ніж у GaAs.

Отримані результати свідчать, що InAs є перспективним матеріалом для створення напівпровідникових приладів, тому доцільно проведення досліджень електричних властивостей в режимі сильного електричного поля.

### Література

- [1] Ioffe Physico-Technical Institute, "New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties". [Online]. Available: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InAs/>
- [2] V. V. Karataev, M. G. Milvidsky, N. S. Rytova, V. I. Fistui, *Sov. Phys. Semicond*, vol.11, no. 9, pp. 1009-1011, 1977.
- [3] D. L. Rode, R. K. Willardson, A. C. Beer, eds., *Semiconductors and Semimetals*, Academic Press, vol. 12, 1975, p. 499.
- [4] G. R. Cronin, S. R. Borrello, *J. Electrochem. Soc.*, vol. 114, no. 10, pp. 1078-1079, 1967, DOI: 10.1149/1.2424192
- [5] D. L. Rode, *Phys. Rev.*, vol. 3, pp. 3287-3289, 1971, DOI: 10.1103/PhysRevB.3.3287
- [6] O. G. Folberth, O. Madelung, H. Weiss, *Z. Naturforsch.*, 9A, 1954, 954 p.
- [7] T. C. Harman, H. L. Goering, A. C. Beer, *Phys. Rev.*, vol. 104, pp. 1562-1564, 1956, DOI: 10.1103/PhysRev.104.1562
- [8] J. P. McCarthy, *Solid State Electron*, vol. 10, pp. 649-655, 1967.
- [9] S. Kalem, J. I. Chyi, H. Morcoc, R. Bean, K. Zanio, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, no. 17, pp. 1647-1649, 1988, DOI: 10.1063/1.99938
- [10] J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen, *Phys. Rev.*, vol. 14, no. 2, pp. 556-582, 1976, DOI: 10.1103/PhysRevB.14.556
- [11] В. О. Москалюк, *Фізика електронних процесів. Динамічні процеси*, Київ, Україна: Політехніка, 2004.
- [12] В. А. Москалюк, Ю. С. Синєкоп, Р. Кассинг, *Фізика електронних процесів. Електронні стани*, Київ, Україна: УКРИНТЭИ, 2001.
- [13] Z. Dobrovolskis, K. Grigoras, A. Krotkus, *Appl. Phys. A*, vol. 48, pp. 245-249, 1989, DOI: 10.1007/bf006119393
- [14] F. Kuchar, G. Bauer, H. Hillbrand, *Phys. Status Solidi (A)*, vol. 17, no. 2, pp. 491-496, 1973, DOI: 10.1002/pssa.221017213
- [15] А. Кроткус, З. Добровольскис, *Електропроводность узкощелевых полупроводников*, Вильнюс, СССР: Моклас, 1988.
- [16] В. О. Москалюк, В. І. Тимофєєв, А. В. Федяй, *Надшвидкодійні прилади електроніки*, Київ, Україна: Політехніка, 2014.
- [17] Т. А. Саурова, В. О. Борс, "Властивості арсеніду алюмінію-галію в імпульсному

режимі електричного поля”, *Вісник КПІ. Серія приладобудування*, Вип. 57(1), с. 49-55, 2019, DOI: 10.20535/1970.57(1).2019.172023

[18] G. Satyanadh, R. P. Joshi, N. Abedin, U. Singh, *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 3, pp. 1331-1338, 2002, DOI: 10.1063/1.1429771

[19] T. Saurova, D. Kuzmenko, “Research of impulse properties of indium phosphide”, *Вісник НТУУ “КПІ”. Серія приладобудування*, Вип. 54(2), с. 49-52, 2017, DOI: 10.20535/1970.54(2).2017.119530

УДК 621.382.3

**Т. А. Саурова, Е. В. Семеновська, О. А. Шевчук**

*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского», Киев, Украина*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДРЕЙФОВОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В АРСЕНИДЕ ИНДИЯ**

Для исследования слабополевой дрейфовой подвижности электронов проведены количественная оценка и анализ скоростей рассеяния импульса при различных видах примесного и фонного механизмов рассеяния. Численное моделирование механизмов рассеяния выполнено на основе двухдолинной (ГЛ) модели для режима слабого электрического поля.

Представлены результаты численного моделирования температурной зависимости подвижности электронов в арсениде индия при разных значениях концентрации примеси. Исходные параметры моделирования выбраны в процессе уточнения на соответствие известным экспериментальным данным и теоретическим расчетам других авторов.

Для арсенида индия предложен набор исходных параметров моделирования, обеспечивающий хорошее соответствие экспериментальным данным.

Сравнение результатов численного моделирования температурной зависимости подвижности электронов показывает, что подвижность электронов в InAs превышает соответствующие величины для Si, Ge, GaAs.

**Ключевые слова:** арсенид индия; подвижность; скорость рассеяния; дрейфовая скорость.

**T. Saurova, E. Semenovskaya, O. Shevchuk**

*National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute», Kyiv, Ukraine*

**RESEARCH OF THE DRIFT MOBILITY OF ELECTRONS IN ARSENIDE INDIA**

One of the characteristics that describe the electrical properties of a material is the mobility of charge carriers. The aim of this work is to study the temperature dependence of the electron drift mobility in the weak field regime.

To study the low-field drift mobility of electrons, a quantitative assessment and analysis of pulse scattering rates have been carried out for various types of impurity and background scattering mechanisms in the weak electric field regime. Numerical simulation of the scattering mechanisms was performed on the basis of a two-valley (GL) model for the weak electric mode. From the presented results it follows: at low temperatures, impurity scattering dominates; at the lowest temperatures - on neutral impurity atoms, with a gradual increase (at  $T > 40\text{K}$ ) scattering on ionized impurity atoms. Acoustic scattering appears from low temperatures, but makes an imperceptible contribution to the total scattering value. In the temperature range under consideration, there is practically no inter-valley scattering. With  $T > 80\text{K}$  the increasing role of polar optical scattering. The results of numerical simulation of the temperature dependence of the electron mobility in indium arsenide at different values of the impurity concentration are presented. The initial simulation parameters were selected in the process of refinement for compliance with known experimental data and theoretical calculations of other authors.

A good agreement has been obtained between the calculated temperature dependence of the electron drift mobility and the series of experimental values measured at 77 K and 300 K.

For indium arsenide, a set of initial simulation parameters is proposed that provide good agreement with experimental data. A comparison of the results of numerical simulation of the temperature dependence of the electron mobility showed that the electron mobility in InAs exceeds the corresponding values for Si, Ge, GaAs.

A comparison of the characteristics calculated for indium arsenide showed that the values of mobility and drift velocity are higher, and the critical field value is lower than that of gallium arsenide.

**Keywords:** indium arsenide; mobility; scattering rate; drift velocity.

*Надійшла до редакції  
31 жовтня 2019 року*

*Рецензовано  
08 листопада 2019 року*