

**А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, В.І. Іващенко¹,
О.К. Порада¹, А.О. Козак¹, А.І. Ткачук²,
А.Т. Ворощенко**

ЕЛЕКТРИЧНІ ТА ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ГЕТЕРОПЕРЕХОДІВ a-SiCN/c-Si

Встановлено домінуючі механізми перенесення заряду в гетеропере-
ходах a-SiCN/c-Si в інтервалі температур 196–353 К, виготовлених плазмохімічним
способом при порівняно низьких ($T < 300$ °С) температурах осадження аморфних
шарів a-SiCN на кристалічні підкладки c-Si з дірковим типом провідності. З'ясовано
роль гетеромежі у механізмах перенесення заряду та фоточутливості гетеропереходів.
Виконано оцінки основних електрофізичних параметрів шарів a-SiCN. Показано, що
прямі ВАХ пояснюються у межах теорії монополярної інжекції з рівномірним роз-
поділом пасток за енергією. Зворотні ВАХ зумовлені вкладом генераційно-рекомбі-
наційної та тунельно-рекомбінаційної компонент. Фоточутливість гетеропереходів пояс-
нюється локалізацією активної області виключно в *p*-Si.

Ключові слова: аморфні шари SiCN, гетеропереходи, фоточутливість, механізми
перенесення заряду.

ВСТУП

Напівпровідники SiCN — перспективний матеріал для оп-
тоелектроніки, оскільки поєднують напівпровідникові властивості кар-
биду силіцію та діелектричні властивості його нітриду. Вони характери-
зуються високою хімічною, радіаційною та механічною стійкістю в ши-
рокому інтервалі температур, що зумовлює можливість використання
приладних структур на їх основі в критичних умовах [1–4]. Актуальною
є розробка технологій низькотемпературного ($T \leq 300$ °С) вирощування
тонких діелектричних та захисних шарів при виробництві фотоприйма-
чів ІЧ-діапазону на базі вузькощілинних сполук A^3B^5 та A^2B^6 [5], соняч-
них елементів на гнучкій підкладці [6]. Тонкі шари нітриду силіцію
(Si_3N_4) широко застосовуються в мікроелектроніці [7, 8], а на основі
об'ємного та плівкового SiC розроблено технологію виготовлення еле-
ментної бази напівпровідникової електроніки, яку можна експлуатувати
в критичних умовах [9].

Аморфні шари a-SiCN вирощують, як правило, газозфазним плазмо-
хімічним способом, використовуючи сполуки SiH_4 , CH_4 та NH_3 і в біль-
шості випадків їх осадження здійснюється на монокристалічні (с) під-
кладки Si *p*-типу провідності з питомим опором ≤ 25 Ом · см [1–3, 10].
Електричні властивості гетеропереходів (ГП) a-SiCN/c-Si досліджували
на зразках, у яких до шару a-SiCN формувався контакт Al, Au або Cu, а
до силіцію — Al. Про деталі виготовлення контактів не повідомляється.
Вважалося, що електричні властивості таким чином виготовлених
зразків обумовлюються високоомним шаром або бар'єром Шотткі на
a-SiCN, а не гетеромежею. Наявність потенціального бар'єра на гетеро-
межі та його можливий вплив на механізми перенесення заряду в пра-
цях [1–3, 10, 11] не аналізувались.

Дослідження електричних властивостей ГП обмежувались вимірю-
ванням вольт-амперних характеристик (ВАХ) за кімнатної температури
залежно від складу шарів SiCN, а також температури вирощування [11].
Встановлено, що при позитивній і негативній полярностях прикладе-

ної напруги до Cu-контакту ВАХ мали симетричний характер, причому до напруженості $\leq 1,0 \cdot 10^6$ В/см спостерігалась лінійна ВАХ, а при $E \geq 1,6 \cdot 10^6$ В/см — експоненціальна. Показано, що експоненціальну ділянку ВАХ зумовлено ефектом Френкеля—Пула в шарах SiCN. Симетричність ВАХ досліджуваних структур вказує на відсутність потенціального бар'єра на межі Cu/a-SiCN, а вимірювання ВАХ до напруженості електричного поля $— 5 \cdot 10^6$ В/см свідчить про досить високе значення напруги пробією матеріалу. В праці [10] досліджували ВАХ ГП Al/a-SiCN/*p*-Si/Al при $T \approx 300$ К. Товщина шарів становила $\sim 0,13$ мкм. Встановлено, що прямій ВАХ структур відповідає позитивна полярність прикладеної напруги до контакту на SiCN, причому ВАХ мають експоненціальний характер зміни $I = f(U)$ з коефіцієнтом неідеальності, що змінюється в межах $\beta = 2,6—3,8$ для різних зразків. Пояснень з приводу високих значень β не наведено. За експоненціальною ділянкою прямої ВАХ для всіх зразків спостерігається тенденція до її насичення, що свідчить про значний вплив на ВАХ послідовного опору структур, максимальний коефіцієнт випрямлення не перевищує 30. Електричні властивості досліджуваних структур пояснюються присутністю потенціального бар'єра на межі Al/a-SiCN [10].

Мета праці — встановлення домінуючих механізмів перенесення заряду в ГП a-SiCN/c-Si у широкому інтервалі температур, виготовлених плазмохімічним способом при порівняно низьких ($T < 300$ °С) температурах осадження шарів SiCN на кристалічні підкладки c-Si, з'ясування впливу гетеромежі на електричні та фотоелектричні властивості ГП, а також оцінка електрофізичних параметрів цих шарів.

ЗРАЗКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Експериментальні зразки було виготовлено на лабораторній установці Плазма 01-Н, змонтованій на базі вакуумної установки ВУП-5 в Інституті проблем матеріалознавства НАН України. Принцип роботи установки ґрунтується на поєднанні класичної конденсаторної системи плазмохімічного осадження з високочастотним (ВЧ) розрядом між паралельними електродами та системи осадження, а також аналогічної системи плазмохімічного травлення підкладок з подачею ВЧ-напруги від окремого генератора на електрод з підкладками. Така конструкція забезпечує інтенсивну активацію реагентної суміші та регулювання енергії й потоку іонів на підкладкотримач за рахунок утворення на ньому потенціалу негативного зміщення. Як монокристалічні підкладки було вибрано Si *p*-типу (КДБ-20) кристалографічної орієнтації (100). Вирощування аморфних шарів SiCN відбувалось при наступних режимах: температура підкладки 250 °С; напруга зміщення на кристалотримачі 250 В; джерелом силіцію та карбону була речовина гексаметилдісілазан, пари якого транспортувалися в реакційну зону воднем із швидкістю потоку 12 см³/хв; джерелом нітрогену був технічний нітроген, який додатково очищувався і подавався газотранспортною системою в реакційну зону з швидкістю потоку 4 см³/хв.

Високочастотна (40,68 МГц) питома потужність газового розряду становила 0,2 Вт/см³, а тиск газової суміші в реакторі — 26,66 Па. Товщину шарів регулювали часом їх вирощування. Перед завантаженням підкладок у реактор їх поверхню хімічно обробляли з використанням полірувального протравлювача HNO₃—HF—CH₃COOH складу 5 : 1 : 1 [12], причому товщина стравленого шару становила 15—20 мкм. У реакторі установки робочу поверхню підкладок додатково очищали від органічних та неорганічних залишків плазмохімічним способом з використан-

ням оксигено-аргонової суміші 80 % O₂ + 20 % Ar [13]. Товщину шару SiCN вимірювали на інтерференційному мікроскопі. Омичні контакти до *p*-Si виготовляли термовакуумним напиленням двошарової структури алюмінію та хрому, а до SiCN — індію з наступною термообробкою в атмосфері очищеного кисню за температури ~500 °C упродовж 10–15 хв. Площа досліджуваних зразків становила 5 × 7 мм з суцільним контактом до *p*-Si та круглим (діаметром ~2 мм) до SiCN, а товщина шару SiCN дорівнювала 0,39 мкм. ВАХ вимірювали методом постійного струму в інтервалі температур 196–353 К. Фотоелектричні властивості досліджуваних зразків визначали за кімнатної температури на установці, основним спектральним приладом в якій є монохроматор SPM-2 з LiF-призмою, з синхронним методом реєстрації корисного сигналу при частоті модуляції 337 Гц світлового потоку.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Вимірюванням ВАХ ГП було з'ясовано, що в інтервалі температур 196–353 К чітко спостерігався діодний ефект, а прямим ВАХ відповідала негативна полярність прикладеної напруги зміщення до In-контакту. Загальний вигляд прямих ВАХ наведено на рис. 1. Видно, що експериментальні дані задовільно лінеаризуються в подвійних логарифмічних координатах, що вказує на степеневий характер їх поведінки $I \sim U^n$ (n — показник степеня). Зі збільшенням напруги зміщення спостерігаються наступні ділянки ВАХ: лінійна ($n \approx 1$) при $U < 0,1$ В; квадратична ($n \approx 2$) $0,1 \leq U \leq 0,4$ В; різкого зростання струму ($n \approx 7$) при $0,4 \leq U \leq 0,8$ В та знову квадратична при $U > 1$ В. Такий характер поведінки ВАХ однозначно вказує на реалізацію струмів монополярної інжекції, обмежених областю просторового заряду [15]. Ділянка різкого зростання ВАХ краще лінеаризується в напівлогарифмічних координатах (рис. 2), що вказує на рівномірний розподіл пасток за енергією [15].

Зазначимо, що реалізація монополярної інжекції в досліджуваних зразках є досить неочікуваним фактом принаймні з двох причин. Якщо б шар SiCN був дірковою провідності, то при негативній полярності прикладеної напруги до In-контакту з нього в шар повинні інжектуватись електрони, а з підкладки — дірки, а тому слід було очікувати реалізацію в ГП струмів подвійної інжекції. Крім того, враховуючи той факт, що легувальна домішка нітрогену в SiC є донорною, з найменшою з усіх відомих донорних домішок енергією іонізації, а також з досить високою розчинністю [9], то шар SiCN повинен мати *n*-тип провідності. І в цьому випадку інжекція електронів в шар з In-контакту та дірок з підкладки мусили б зумовити також реалізацію струмів подвійної інжекції, як це спостерігалось в ГП *n*-SiC/*p*-Si [16]. Але експериментальні факти однозначно свідчать про реалізацію монополярних струмів, обмежених областю просторового заряду, при прямому зміщенні в досліджуваних ГП.

Використовуючи відомі формули з теорії монополярної інжекції, обмеженої областю просторового заряду при рівномірному розподілу пасток за енергією [15], оцінимо електрофізичні параметри шару SiCN на прикладі прямої ВАХ, виміряної при $T = 196$ К (див. рис. 1, крива 1). Оцінку ефективної дрейфової рухливості електронів μ_d здійснено з використанням формули, що описує квадратичну безпасткову (діелектричну) ділянку ВАХ, що реалізується при напругах зміщення $U \geq 0,8$ В:

$$J = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu_d \frac{U^2}{L^3}, \quad (1)$$

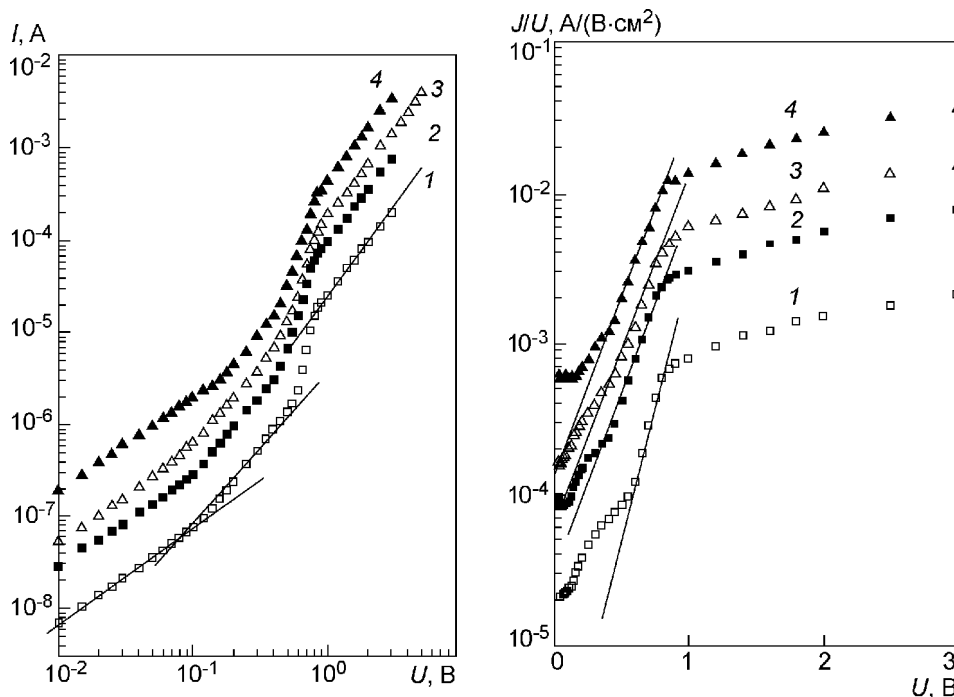


Рис. 1. Прямі ВАХ гетеропереходів a-SiCN/c-Si за температур, К: 1 – 196; 2 – 244; 3 – 296; 4 – 356

Рис. 2. Прямі ВАХ в координатах Ламперта. Позначення такі самі, як на рис. 1

де $\epsilon \approx 4,4$ — низькочастотна діелектрична стала a-SiCN [11]; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — електрична стала; $L = 0,39 \cdot 10^{-6}$ м — товщина шару; $J = \frac{I}{S}$ — густина струму при $U = 0,8$ В; $S = 3,14 \cdot 10^{-6}$ м² — площа In-контакту. Підставивши необхідні дані в (1), отримаємо $\mu_d \approx 1,1 \cdot 10^{-4}$ см²/(В · с).

Згідно з [15] ефективна дрейфова рухливість в діелектрику дуже чутлива до наявності в ньому пасток і пов'язана з рухливістю вільних носіїв μ співвідношенням

$$\mu_d = \frac{n}{n + n_t} \mu = \Theta \mu, \quad (2)$$

де n — концентрація електронів у зоні провідності; n_t — концентрація електронів, захоплених на пастки; Θ — параметр пасток. Експериментально параметр Θ оцінюють із відношення струму (або густини струму) на квадратичній пастковій ділянці до струму на квадратичній безпастковій ділянці, апроксимувавши її до квадратичної пасткової ділянки при $U = \text{const}$. Для прямої ВАХ (див. рис. 1, крива 1) при $U = 0,3$ В відношення відповідних струмів на цих ділянках становить $\Theta \approx 0,19$. Тоді рухливість вільних електронів, оцінена за формулою (2), буде дорівнювати $\mu \approx 5,7 \cdot 10^{-4}$ см²/(В · с).

Концентрацію вільних електронів оцінимо з виразу, що описує лінійну (омічну) ділянку ВАХ,

$$J = e \mu n \frac{U}{L}, \quad (3)$$

Використавши значення $J \approx 1,1 \cdot 10^{-6}$ А/см² для $U = 0,05$ В та відповідні значення e , μ і L з (3), отримаємо $n \approx 9,4 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Тоді для елек-

тропровідності $\sigma = e\mu$ отримаємо значення $8,6 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, що вказує на високоомність шару SiCN.

Експоненціальні ділянки прямих ВАХ, зображені на рис. 2, згідно з теоретичною моделлю [15] описуються виразом

$$J = J_0 \exp(\alpha U). \quad (4)$$

Тут

$$\alpha = \frac{e\varepsilon\varepsilon_0}{N_t^* e L^2 k T} \quad (5)$$

ε коефіцієнтом, що характеризує нахил експоненціальної ділянки ВАХ, де N_t^* — густина пасток, яка припадає на одиничний інтервал енергії; k — стала Больцмана.

Значення α становить $8,6 \text{ В}^{-1}$. Використавши його, за формулою (5) знаходимо $N_t^* \cong 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}/\text{eV}$. Аналогічні оцінки електрофізичних параметрів шару SiCN за інших температур наведено у таблиці. Аналіз тенденції зміни параметрів шару від температури показує, що саме температурна залежність рухливості, а не концентрації вільних носіїв заряду, визначає температурну залежність електропровідності, що характерно для аморфних матеріалів [14], а досить малі значення μ та n обумовлюють високоомність шару. Параметри θ та N_t^* майже не залежать від температури в досліджуваному інтервалі температур і характеризують рівень дефектного стану цих шарів при такому способі їх вирощування.

Зворотні ВАХ ГП (рис. 3) лінеаризуються в подвійних логарифмічних координатах і їх можливо описати, як і прямі ВАХ, степеневую залежністю $I \sim U^m$. На підставі аналізу зворотних ВАХ можна дійти таких висновків. В інтервалі температур 196–244 К на зворотних ВАХ спостерігаються принаймні три ділянки з $m \approx 0,9$ при $0,01 \leq U \leq 0,1 \text{ В}$, сублінійна з $m \approx 0,6$ при $0,1 \leq U \leq 0,8 \text{ В}$ та порівняно різкого зростання струму з $m \approx 1,9$ при $1,5 \leq U \leq 5 \text{ В}$. За температури 296 К (крива 3) та 353 К (крива 4) експериментальні дані лінеаризуються лише двома ділянками з $m \approx 0,9$ при $U < 0,1 \text{ В}$ та $m \approx 1,7$ ($T = 296 \text{ К}$), а також $m \approx 1,3$ ($T = 353 \text{ К}$) при $U > 0,4 \text{ В}$. Порівнявши характер поведінки зворотних ВАХ (рис. 3) з прямими (див. рис. 2), бачимо їх суттєву різницю, яка може зумовлюватись впливом потенціального бар'єра ГП на зворотні ВАХ. Саме сублінійна ділянка ВАХ вказує на наявність потенціального бар'єра на гетеромежі, а значення $m \approx 0,6$ може зумовлюватись реалізацією генераційно-рекомбінаційних струмів в області просторового заряду (ОПЗ) ГП [17]. Для дискримінації механізму пробою зворотні ВАХ було перебудовано згідно з методикою [18] у координатах $\ln I - (U_D - U)^{-1/2}$, де U_D — дифузійний потенціал (рис. 4). Зазначимо, що для перевірки гіпотези існування потенціального бар'єра на гетеромежі структури з боку SiCN

Електрофізичні параметри аморфних шарів SiCN

$T, \text{ К}$	$\mu_d, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Θ	$\mu, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$n, \text{ см}^{-3}$	$\sigma, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\alpha, \text{ В}^{-1}$	$N_t^*, \text{ см}^{-3}/\text{eV}$
196	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,19	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{12}$	$8,6 \cdot 10^{-10}$	8,6	$1,1 \cdot 10^{16}$
244	$3,5 \cdot 10^{-4}$	0,16	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^{-9}$	6,4	$1,2 \cdot 10^{16}$
296	$7,8 \cdot 10^{-4}$	0,22	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$6,7 \cdot 10^{-9}$	5,2	$1,2 \cdot 10^{16}$
353	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,2	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{-8}$	5,8	$9,1 \cdot 10^{15}$

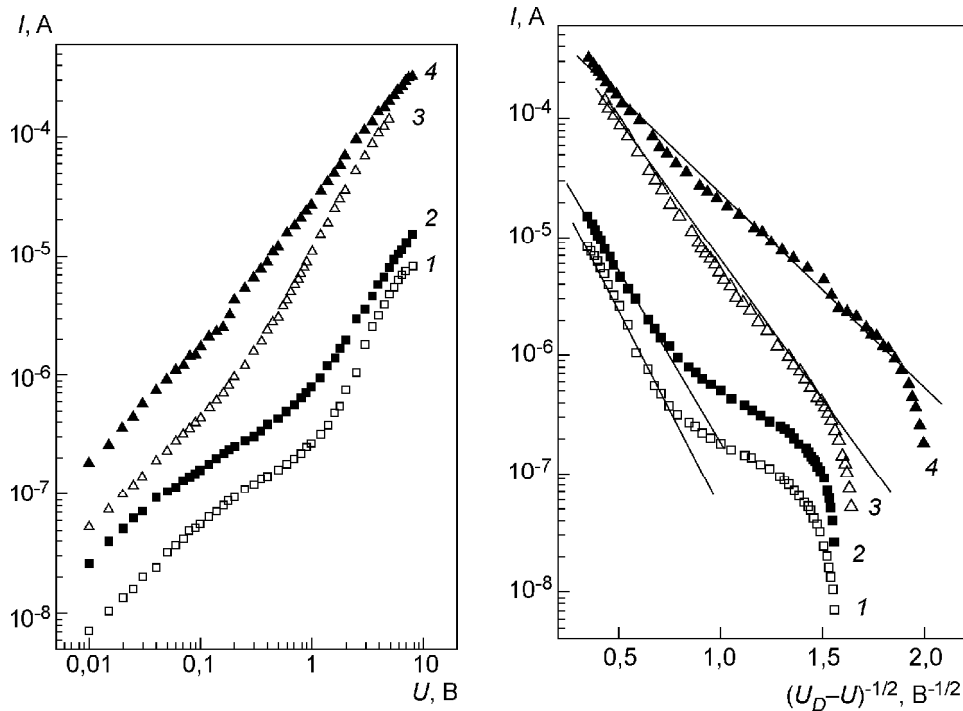


Рис. 3. Зворотні ВАХ гетеропереходів a-SiCN/c-Si. Позначення такі самі, як на рис. 1
 Рис. 4. Зворотні ВАХ в напівлогарифмічних координатах. Позначення такі самі, як на рис. 1

освітлювались концентрованим випромінюванням кварцово-галогенної лампи потужністю 250 Вт з вимірюванням фотоЕРС. Встановлено, що при $T \approx 296$ К фотоЕРС насичення становила $\sim 0,36$ В. При температурах 196, 244 та 353 К значення фотоЕРС становили відповідно 0,42, 0,38 та 0,24 В. Вважаючи, що $U_D \approx U_{xx}$, де U_{xx} —напруга холостого ходу, зворотні ВАХ були побудовані в координатах $\ln I - (U_D - U)^{-1/2}$ (див. рис. 4). З рисунка видно задовільну лінеаризацію експериментальних даних при напругах зміщення $> 0,6$ В, що вказує на тунельно-рекомбінаційний механізм пробією [17, 18]. Зазначимо, що значення струмів при зворотних та прямих зміщеннях при $U < 0,1$ В близькі, що може пояснюватись визначальним впливом високоомного шару SiCN.

Вимірюванням високочастотної (1 МГц) вольт-фарадної характеристики ГП при $T \approx 296$ К встановлено, що ефективна ємність $C_{\text{еф}}$ -ГП становить $1,28 \cdot 10^{-10}$ Ф і не залежить від напруги зміщення, яка прикладалась до зразка від -4 В до $+4$ В. Якщо $C_{\text{еф}}$ визначається ємністю високоомного шару, то оцінюючи за формулою $C_1 = \varepsilon \varepsilon_0 / L$ ($\varepsilon = 4,4$, $L = 0,39$ мкм), одержуємо $C_1 \approx 3,14 \cdot 10^{-10}$ Ф, що значно перевищує експериментальні дані. Якщо ж врахувати, що $C_{\text{еф}}$ формується за рахунок ємності шару C_1 та бар'єрної ємності ГП — C_2 , то $C_{\text{еф}} \approx 1,16 \cdot 10^{-10}$ Ф, що задовільно збігається з експериментальними даними. Наведемо оцінку значення C_2 , припустивши, що ОПЗ ГП повністю локалізовано лише в Si. Справедливість такого припущення доведена вимірюванням спектрального розподілу fotocутливості ГП і буде проаналізована пізніше. Згідно з [18], для діода Шотткі товщину ОПЗ при $U = 0$ можливо оцінити за виразом $W = (2\varepsilon_1 \varepsilon_0 U_D / ep)^{1/2}$

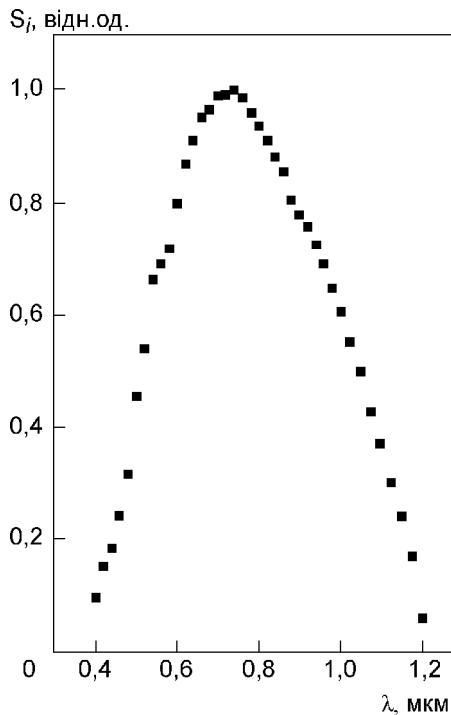


Рис. 5. Спектр fotocутливості гетеропереходу a-SiCN/c-Si ($T = 296$ K)

($U_D \approx 0,36$ В; $\epsilon_1 = 11,7$ — низькочастотна діелектрична стала силіцію; $p \approx 1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ — концентрація дірок в p -Si з питомим опором $20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ [18]). Для цих даних $W \approx 1,76 \text{ мкм}$, а $C_2 = \epsilon_1 \epsilon_0 S / W = 1,85 \cdot 10^{-10} \text{ Ф}$. Оскільки ємність шару C_1 та бар'єрна ємність ОПЗ C_2 з'єднані послідовно, ефективна ємність ГП становила $C_{\text{еф}} = C_1 \times C_2 / C_1 + C_2 \approx 1,16 \cdot 10^{-10} \text{ Ф}$. Задовільний збіг експериментальних та розрахункових значень $C_{\text{еф}}$ ГП свідчить про адекватність вибору електричної моделі ГП та коректність використання значення $\epsilon = 4,4$ для a-SiCN матеріалу.

Спектральний розподіл fotocутливості ГП при $T = 296$ К в фотогальванічному режимі струму короткого замикання, нормований до

максимуму fotocутливості, показаний на рис. 5. Видно, що fotocутливість ГП знаходиться в спектральному діапазоні $0,4\text{—}1,2 \text{ мкм}$ з максимумом при $\lambda_{\text{max}} = 0,7\text{—}0,74 \text{ мкм}$. Як довгохвильова область спектра ($\lambda > 0,95 \text{ мкм}$), так і короткохвильова ($\lambda < 0,6 \text{ мкм}$) пояснюються генерацією нерівноважних пар електрон—дірка лише в чутливій області, локалізованій лише в силіції. Оскільки шар SiCN є високоомним, то логічно було б очікувати перерозподіл ОПЗ ГП як на шар, товщина якого досить мала, так і в приміжеву область на Si. Відсутність fotocутливості в спектральному діапазоні $\lambda \leq 0,4 \text{ мкм}$, а також ефекту широкозонного вікна [17] пояснюється малими значеннями рухливості носіїв та часу життя (див. таблицю). При освітленні ГП на In-контакти генерується негативна полярність фотоЕРС, що відповідає збіднювальному характеру вигину зон в Si на гетеромежі. Таким чином, тут встановлено, що в ГП a-SiCN/ p -Si на гетеромежі формується потенціальний бар'єр, локалізований виключно в Si, який зумовлює як fotocутливість ГП, так і зворотні ВАХ. Механізм перенесення заряду при прямому зміщенні ГП пояснюється в рамках теорії струмів монополярної інжекції з рівномірним розподілом пасток за енергією.

ВИСНОВКИ

1. Показано, що прямі ВАХ в інтервалі температур $196\text{—}353$ К пояснюються у рамках теорії монополярної інжекції з рівномірним розподілом пасток за енергією. З'ясовано, що електропровідність шарів SiCN у цьому інтервалі температур зумовлюється переважно температурною залежністю рухливості електронів, а не їх концентрації, що характерно для аморфних матеріалів. Оцінено основні електрофізичні параметри шарів SiCN. Встановлено, що шари a-SiCN високоомні ($\sigma \approx 6,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1}$ при $T = 296$ К) і мають n -тип провідності.

2. Показано, що зворотні ВАХ ГП при напругах зміщення $U > 0,6$ В зумовлюються потенціальним бар'єром гетеромержі, причому загальний темновий струм складається при температурах $T \leq 244$ К з генераційно-рекомбінаційної та тунельно-рекомбінаційної компонент, а при температурах $T \geq 296$ К лише з тунельної компоненти струму. Початкова ділянка ВАХ ($U < 0,1$ В) у досліджуваному інтервалі температур зумовлюється сильним впливом високоомного SiCN-шару.

3. З'ясовано, що ГП a-SiCN/*p*-Si фоточутливі в спектральному діапазоні 0,4—1,2 мкм має максимум $\lambda_{\max} \approx 0,7—0,74$ мкм, що пояснюється локалізацією фоточутливої області ГП виключно в *p*-Si.

**A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, V.I. Ivashchenko¹, O.K. Porada¹,
A.O. Kozak¹, A.I. Tkachuk², A.T. Voroschenko**

**ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES
OF a-SiCN/*c*-Si HETEROJUNCTIONS**

The dominant mechanisms of charge transport are established in heterojunctions a-SiCN/*c*-Si in the temperature range 196—353 K which were produced by plasma chemical method deposition of amorphous layers of SiCN on *p*-type single crystal Si substrates with a hole type conductivity at relatively low ($T < 300$ °C) temperature. The role of the heterointerface in the mechanisms of charge transport and photosensitivity of heterojunctions is investigated. The basic electrical parameters of a-SiCN layers are estimated. It is shown that the direct current-voltage characteristics are explained by unipolar injection of electrons for a uniform distribution of traps in the gap. The reverse characteristics are determined by contribution of thermal generation and tunnel-recombination current. Photosensitive region of the heterojunctions is shown to be exclusively localized in *p*-Si.

Keywords: amorphous layers SiCN, heterojunction photosensitivity mechanisms of charge transfer.

1. Swatowska B., Stapinski T. Optical and structural characterization of silicon-carbon-nitride thin films for optoelectronics / Phys. status. solidi. — 2010. — **C7**, N 3—4. — P. 758—761.
2. Optical properties and photoconductivity of amorphous silicon carbon nitride thin film and its application for UV detection / C.W. Chen, C.C. Huang, Y.Y. Lin et al. // Diamond Related Mater. — 2005. — **14**. — P. 1010—1013.
3. Hydrogenated amorphous silicon carbon nitride films prepared by PECVD technology: properties / J. Huran, A. Valovic, M. Kucer et al. // J. Electrical Engineering. — 2012. — **63**, N 5. — P. 333—335.
4. Порівняльні дослідження плазмохімічних плівок SiCN, одержаних із різних прекурсорів / Л.А. Івашенко, В.І. Івашенко, О.К. Порада та ін. // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. — 2009. — **7**, № 3. — С. 867—875.
5. Рогальский А. Инфракрасные детекторы. — Новосибирск: Наука, 2003. — 636 с.
6. Song D. Structural, electrical and photovoltaic characterization of Si nanocrystals embedded SiC matrix and Si nanocrystals/*c*-Si heterojunction devices / Solar Energy Materials and Solar Cells. — 2008. — **92**, N 3. — P. 474—481.
7. Корзо В.Ф., Черняев В.Н. Диелектрические пленки в микроэлектронике. — М.: Энергия, 1977. — 367 с.
8. Литовченко В.Г., Горбань А.П. Основы физики микроэлектронных систем металл—диелектрик—полупроводник. — Киев: Наук. думка, 1978. — 315 с.
9. Карбид кремния: технология, свойства, применение / О.А. Агеев, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец и др. — Харьков: ИСМА, 2010. — 532 с.
10. Electrical and structural properties of amorphous silicon carbide and its photovoltaic heterostructures / M. Perny, V. Saly, M. Vary et al. // Electroenergetika. — 2011. — **4**, N 3. — P. 17—19.
11. Investigation of the electrical properties and reliability of amorphous SiCN / C.W. Chen, T.C. Chang, P.T. Liu et al. // Thin Solid Films. — 2004. — **447—448**, N 4. — P. 632—634.
12. Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников / Б.Д. Луфт, В.А. Перевощиков, Л.Н. Возмилова и др. — М.: Радио и связь, 1982. — 136 с.

13. *Полтавцев Ю.Г., Князев А.С.* Технология обработки поверхности в микроэлектронике. — Киев: Техника, 1990. — 206 с.
14. *Мотт Н., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. — М.: Мир, 1974. — 472 с.
15. *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. — М.: Мир, 1973. — 416 с.
16. *Власкина С.И., Свечников Г.С., Смытына В.А.* Пленки карбида кремния. — Одесса: Астропринт, 2007. — 103 с.
17. *Милнс А., Фойхт Д.* Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. — М.: Мир, 1975. — 432 с.
18. *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. — М.: Энергия, 1973. — 655 с.

Інститут фізики напівпровідників

Отримано 15.04.2013

ім. В.Є. Лашкарьова

НАН України

Проспект Науки, 43

03028 Київ

¹Інститут проблем матеріалознавства

НАН України

Вул. Кржижанівського, 3

03142 Київ

²Кіровоградський державний

педагогічний університет

ім. В. Винниченка

Вул. Шевченка, 1

25006 Кіровоград