

УДК 621.315

В.М. Цмоць, Г.М. Хляп, Л.І. Паньків, Д.В. Лабовка

В.В. Петренко, Р.В. Новоставський

Лабораторія матеріалів твердотільної мікроелектроніки АН
та Міністерства освіти і науки України при Дрогобицькому державному
педагогічному університеті ім. Ів. Франка

**ВОЛЬТ-АМПЕРНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ
СТРУКТУРИ МЕТАЛ – НАПІВПРОВІДНИК
НА ОСНОВІ ПОЛІКРИСТАЛІЧНОГО КРЕМНІЮ**

© Цмоць В.М., Хляп Г.М., Паньків Л.І., Лабовка Д.В., Петренко В.В.,
Новоставський Р.В., 2002

V.M. Tsmots, G.M. Khlyap, L.I. Pan'kiv, D.V. Labovka,

V.V. Petrenko, R.V. Novostavsky

**VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS
OF METAL-SEMICONDUCTORS STRUCTURE
ON THE BASE OF POLYCRYSTAL SILICON**

© Tsmots V.M., Khlyap G.M., Pan'kiv L.I., Labovka D.V., Petrenko V.V.,
Novostavsky R.V., 2002

Досліджено польові характеристики (залежність струму від прикладеного електричного поля) контактів метал – напівпровідник на основі полі- і монокристалів кремнію n-типу провідності. Визначено домінуючі механізми струмопроходження і показано, що, як емісія Пула – Френкеля, так і степенева залежність струму від поля спостерігаються на структурах обох типів. Для структури метал – моно-n-Si реєструється залежність $I \sim F^m$, де $m < 1$ в усьому діапазоні прикладених полів.

Field characteristics (current-applied electric field) of metal – semiconductor structures based on mono- and poly-n-Si crystals are investigated at room temperature. The dominant current mechanisms are determined. It is shown that Pool – Frenkel emission and power law current are registered for all structures. The samples metal-mono-Si show the dependence $I \sim F^m$, $m < 1$ under all range of applied fields.

Вступ. У групі кремнієвих матеріалів, полікристалічний Si є одним із лідерів за кількістю публікацій, які описують процеси рекомбінації нерівноважних носіїв, тим більше, що в полікристалічному Si чільне місце належить рекомбінації на границях розділу кристалітів. Ці процеси можуть проходити в два етапи. На першому етапі відбувається захоплення електронів на інтерфейсні стани. Другий етап полягає у порівняно повільному проникненні носіїв до станів на межі. Кінцева швидкість рекомбінації носіїв найшвидше визначається другим, порівняно повільним, процесом. Проникнення носіїв заряду може реалізуватися як за рахунок термічного подолання бар'єра, так і за рахунок тунельного або комбінованого процесів, які детально описані у роботі [1].

Оскільки бар'єр Шотткі (контакт метал – напівпровідник) є просторово неоднорідною структурою, то дослідження польових характеристик і їх числове моделювання дає змогу одержати додаткову інформацію про процеси переносу заряду у вказаних структурах і застосувати одержані результати для вдосконалення технології виготовлення активних елементів на їх основі (в тому числі і польових транзисторів) [2].

Експеримент. Розташування контактів (рис. 1) пояснюється особливостями методики експерименту, що базується на моделі, описаній в роботі [2]. Перед нанесенням контактів

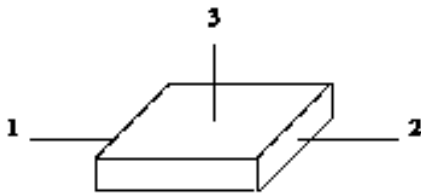


Рис. 1. Геометрія зразка і розташування In-Ag-контактів

зразки монокристалів n-Si не піддавалися спеціальній обробці, в той час як зразки poly-n-Si попередньо оброблялися у поліруючому травнику CP-4 протягом 20 хв, після чого на свіжополіровану поверхню наплавилися In-Ag-контакти, розміри яких не перевищували 0,1 геометричної площі поверхні, на яку вони наносилися.

Експеримент проводився за такою схемою: при початковій напрузі, що не перевищувала $0,8 E_g/e$, вимірювалися питомий опір ρ і струм насичення I_S ; за цими

даними знаходилися величина бар'єра ϕ_B і середній розмір зерна $\langle a \rangle$, які пов'язані співвідношеннями [3, 4]:

$$I_S = A^* T^2 \exp(-e\phi_B/kT), \quad (1)$$

і

$$\rho = \frac{k}{e \langle a \rangle A^* T} \exp\left(\frac{e\phi_B}{kT}\right), \quad (2)$$

де A^* – стала Річардсона, інші позначення є загально прийнятими. За результатами розрахунків $\langle a \rangle = 0,1 \mu m$.

Результати та їх обговорення. Вимірювання ВАХ досліджуваних структур проводилося з точністю 1–3 % (за струмом). При дослідженні “об’ємного” струму (контакти 1–2) на зразку №1 в межах прикладеного електричного поля (від $3,8 \cdot 10^3$ до $2,2 \cdot 10^4$ В/м) спостерігається залежність $I \sim \sqrt{F}$, F – напруженість прикладеного електричного поля (рис. 2, а). Із збільшенням напруженості електричного поля до $3,6 \cdot 10^4$ В/м спостерігається залежність струму від поля, яка якісно описується законом емісії Пула – Френкеля:

$$j \sim F \exp\left[-e\left(\phi_B - \sqrt{eF(\pi\epsilon_i)}\right)/kT\right], \quad (3)$$

де $\epsilon_i = \epsilon_0 \epsilon_S$, ϵ_S — діелектрична стала Si.

З подальшим ростом напруженості зовнішнього поля знову отримуємо степеневу залежність $I \sim F^m$, де $m = 0,6$.

Для зразка № 2 об’ємний струм описується залежністю $I \sim F^{3/2}$ від початкових значень прикладеного поля до $8,5 \cdot 10^2$ В/м. Ця ділянка залежності $I(F)$ (рис. 3, а) переходить у вітку сильного тунелювання до 10^3 В/м; при подальшому збільшенні прикладеного поля отримуємо степеневу залежність $I \sim \sqrt{F}$.

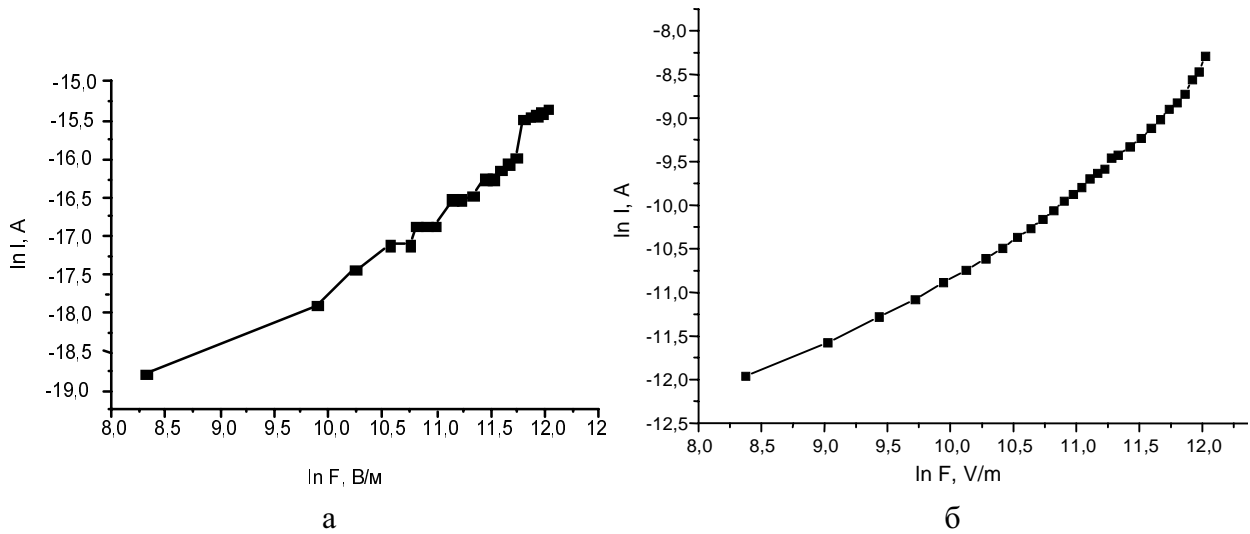


Рис. 2. Залежність струму від прикладеного електричного поля:
 а – зразок 1, контакти 1–2; б – зразок 1, контакти 1–3

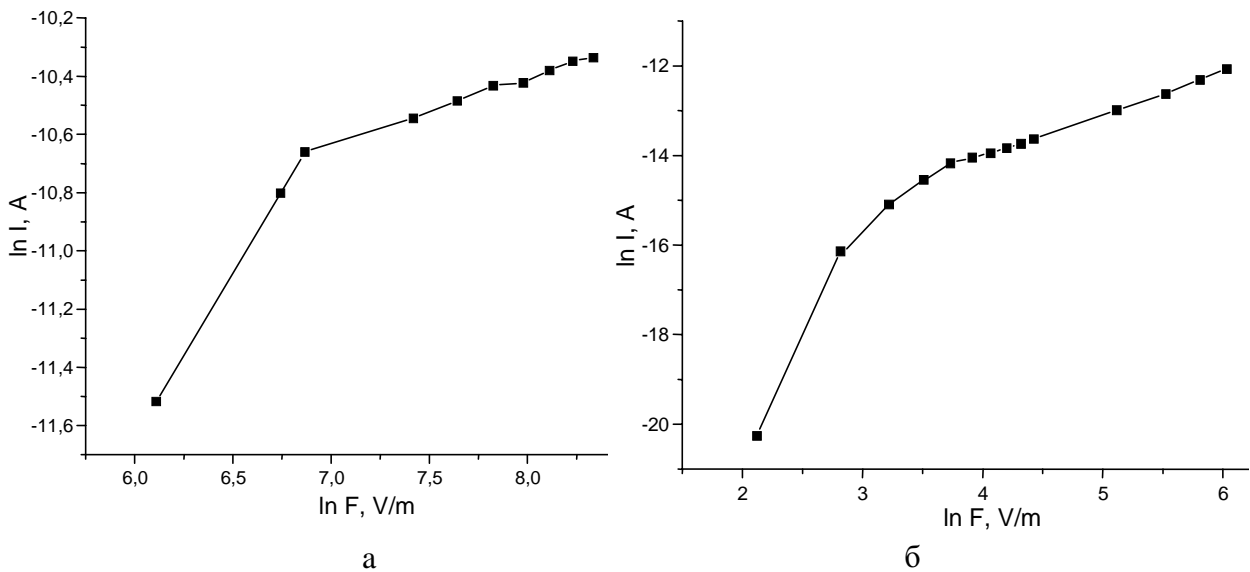


Рис. 3. Залежність струму від прикладеного електричного поля:
 а — зразок 2, контакти 1–2; б — зразок 2, контакти 1–3

Для “об’ємно-поверхневого” струму на зразку № 1 до значень напруженості прикладеного електричного поля $3,6 \cdot 10^4$ В/м спостерігається залежність $I \sim \sqrt{F}$ (рис. 2, б); з подальшим зростанням F спостерігається емісія Пула – Френкеля.

“Об’ємно-поверхневий” струм на зразку № 2 (рис. 3, б) до значень $F = 20$ В/м реєструється квадратична залежність струму від електричного поля:

$$j \sim F^2 \exp\left(-4\sqrt{2m^*} \left(\frac{e\varphi_B}{3eF\hbar}\right)^{3/2}\right), \quad (4)$$

тобто відбувається процес тунельно-польової емісії. Із зростанням напруженості від 55 до 120 В/м знову спостерігається степеневий закон струмопроходження $I \sim F^m$, $m = 0,4$.

Зупинимося на особливостях польових характеристик структур метал – напівпровідник на основі монокристалічного n-Si. Експериментальні дослідження показали, що:

1. Об’ємний струм у прямому напрямі характеризується степеневим законом $I \sim F^m$, де $m < 1$ (рис. 4, а) в усьому діапазоні прикладеного поля (від 10^0 до 10^4 В/м).

2. Зворотна ділянка цієї ж самої залежності характеризується дещо складнішими законами транспорту носіїв заряду (рис. 4, б):

а) в області прикладених полів до 10^2 В/м, спостерігається дифузійний механізм струмопроходження.

б) із збільшенням напруженості поля до 10^3 В/м спостерігається залежність $I \sim F^m$, де $m \approx 1$, що свідчить про якісну зміну механізму струмопроходження. Згідно з [5] це пов’язується з появою режиму насичення швидкості носіїв. Із збільшенням поля від 10^4 В/м струмопроходження знову набуває дифузійного характеру.

3. Дослідження вольт-амперної залежності “об’ємно-поверхневого” струму показало, що в усьому діапазоні прикладених полів спостерігається режим насичення швидкості носіїв заряду із можливою модуляцією коефіцієнта тунельної прозорості бар’єра (рис. 4, в).

Числовий аналіз одержаних даних показав, що отримані степеневі залежності струму від прикладеного електричного поля можна апроксимувати залежністю

$$I = I_s (CF)^m, \quad (5)$$

де C – стала величина, яка має порядок довжини екранування.

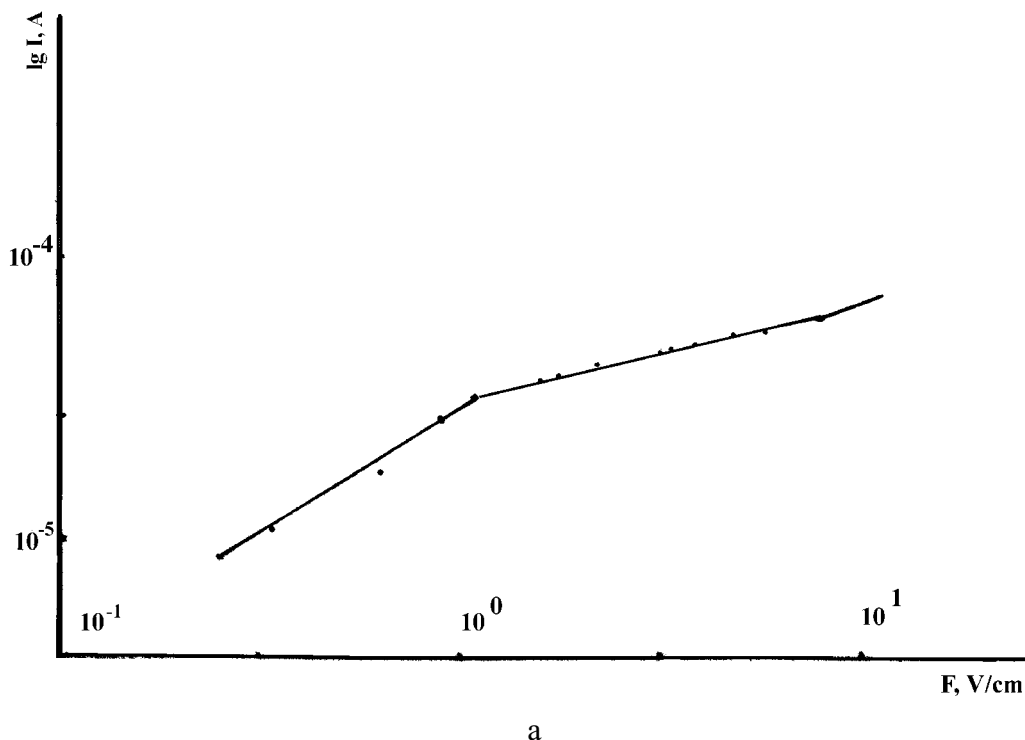


Рис. 4. Залежність струму від прикладеного електричного поля досліджуваної структури метал-топо-n-Si:

а – контакти 1–2

(точність струмових вимірів 3%)

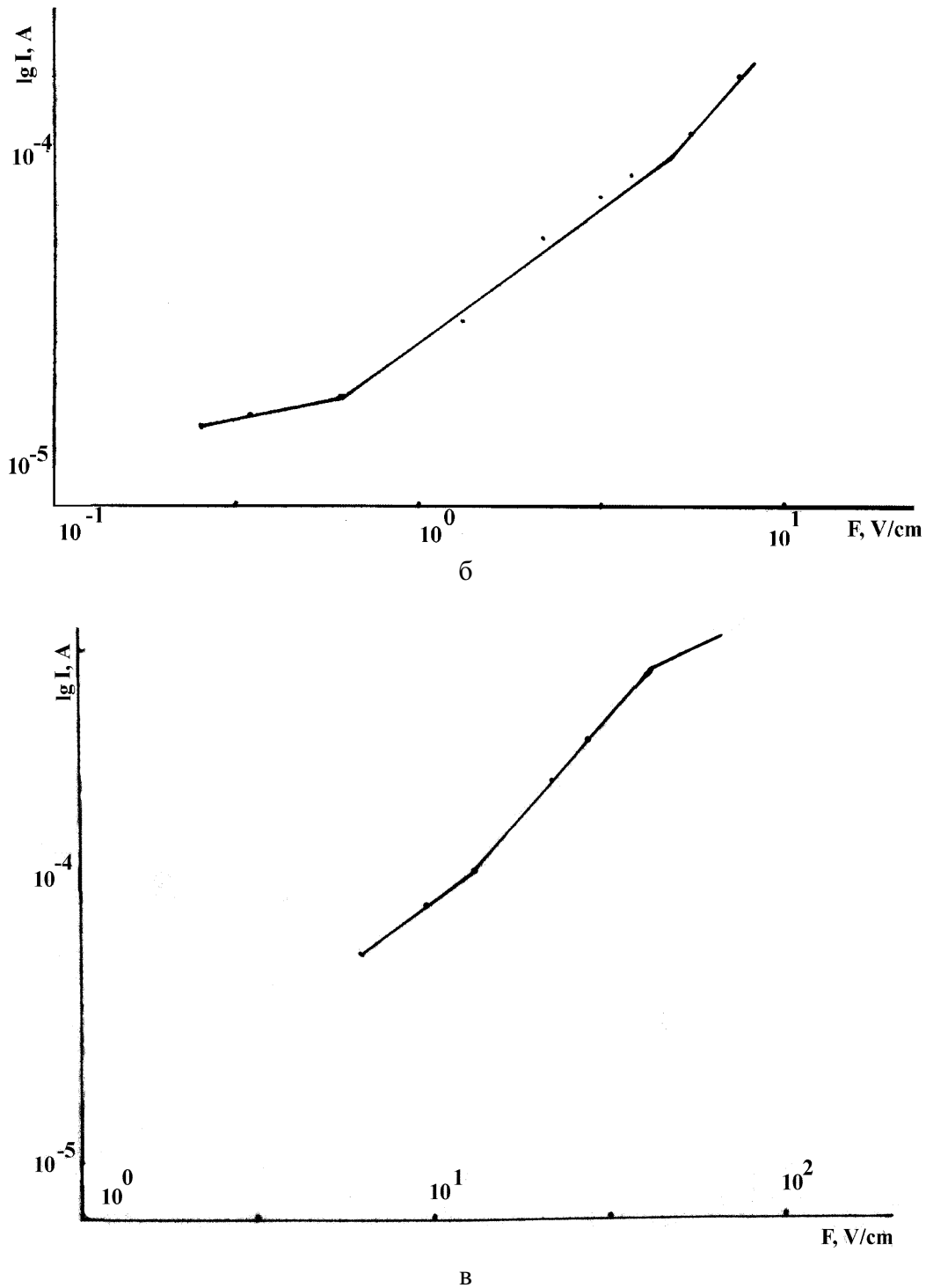


Рис. 4. Залежність струму від прикладеного електричного поля досліджуваної структури метал-топо-*n*-Si:
 б — контакти 2-1; в — контакти 1-3
 (точність струмових вимірів 3%)

Вольт-ємнісні вимірювання на частоті тестуючого сигналу $f \sim 1$ kHz і $T = 290$ K показали, що досліджувані структури мають вольт-фарадні залежності, характерні для бар'єрних структур (рис. 5, а, б, в). Основні параметри області просторового заряду досліджуваних структур наведено в таблиці.

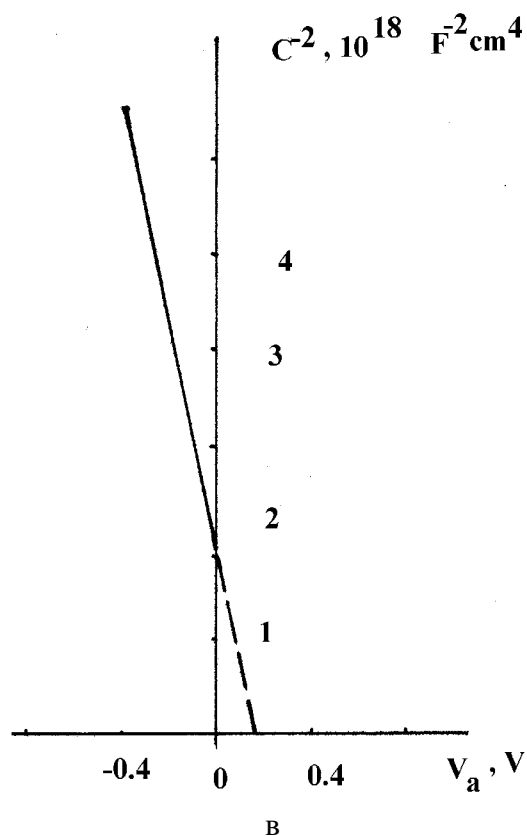
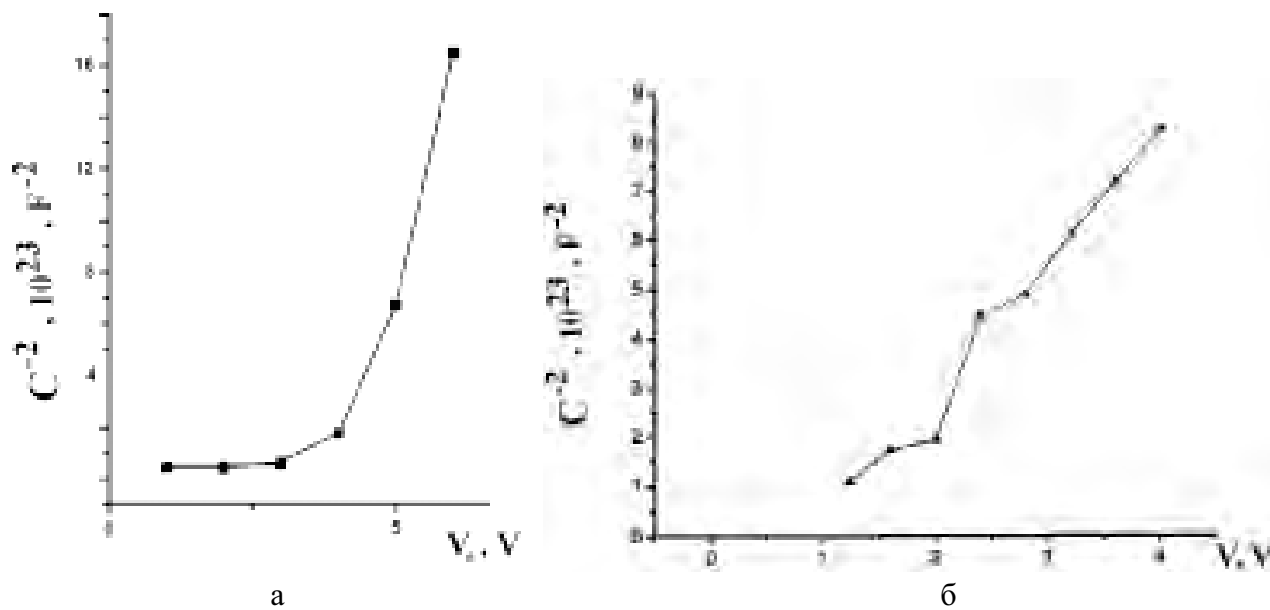


Рис. 5. Вольт-емнісні характеристики досліджуваної структури ($f = 1 \text{ kHz}$, $T = 290 \text{ K}$):
 а – зразок 1, контакти 1–2; б – зразок 1, контакти 1–3,
 в – зразок топо-*n*-Si, контакти 1–2

Основні параметри досліджуваних структур

Poly-n-Si						
Контакт	Ширина області просторового заряду		Дифузійний потенціал		Концентрація заряджених центрів	
1-2	$W_{01} = 14,8 \mu\text{m}$ $W_{02} = 14,9 \mu\text{m}$		$V_{d1} = 0,53 \text{ V}$ $V_{d2} = 1,40 \text{ V}$		$N_{01} = 1,26 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ $N_{02} = 7,05 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	
2-3	$W_{01} = 15,5 \mu\text{m}$		$V_{d1} = 3,50 \text{ V}$		$N_{01} = 1,62 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	
Моно-n-Si						
Контакт	Ширина області просторового заряду	Дифузійний потенціал по ВАХ	Дифузійний потенціал по ВФХ	Концентрація заряджених центрів	Висота бар'єра	Довжина екранування
1-2	$W = 2,2 \mu\text{m}$	$V_d^{I-V} = 2,0 \text{ V}$	$V_d^{C-V} = 0,16 \text{ V}$	$N_{cc} = 3,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$\phi_B = 0,51 \text{ V}$	$L_D = 6,8 \mu\text{m}$

Висновок. З проведеного аналізу експериментальних даних можна зробити припущення про досить просте практичне застосування одержаних результатів для визначення робочих параметрів активних елементів на основі досліджуваних структур.

1. Коугія К.В., Теруков Е.И. // *Фізика и техника полупроводников.* – 2001. – **35**. – С. 643–648.

2. Горев Н.Б., Прохоров Е.Ф., Уколов А.Т. // *Микроэлектроника.* – 1994. – **24**. – С. 42–47.

3. *Поликристаллические полупроводники / Под ред. Г. Харбеке.* – М., 1989. – 344 с.

4. Зи С. *Фізика полупроводниковых приборов. В 2 т. Т. 1.* – М., 1984. – 454 с.

5. Hernandez E. // *Cryst. Res. Technol.* – 1998. – **14**. – P. 285–290.