

PACS numbers: 61.72.U-, 61.80.Jh, 73.40.Qv, 85.30.Pq, 85.40.Qx, 85.40.Ry, 85.40.Sz

## **Феноменологічний підхід до аналізу радіаційних ефектів при проєктуванні субмікронних структур біполярних ІС**

С. П. Новосядлий, В. М. Бережанський

*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,  
вул. Шевченка, 57,  
76025 Івано-Франківськ, Україна*

При взаємодії корпускулярного і електромагнетного випромінення з твердим тілом (структурою ІС) відбувається пересилання енергії останньому, в результаті чого змінюються його властивості. Характер взаємодії і ефекти, що при цьому виявляються, в загальному випадку визначаються видом випромінення, його енергією та інтенсивністю, видом структур ІС, які при цьому опромінюються. Дані радіаційні дослідження можуть лягти в основу побудови радіаційно-трьовкої технології для формування як біполярних, так і польових структур ІС. Детально проаналізовано радіаційні ефекти в структурах із субмікронними глибинами залягання  $p$ - $n$ -переходів та з ізопланарною діелектричною ізоляцією.

Energy transfer to solids (IC structures) takes place at their interaction with corpuscular and electromagnetic radiation. As a result, properties of these solids change. In general case, the type of radiation, its energy and intensity, and the type of IC structures, which are irradiated, determine the character of this interaction and effects, which manifest themselves here. Radiation investigations presented here can underlie development of radiation-hardened technology for fabrication of both bipolar and unipolar IC structures. Radiation effects in structures with submicron junction depths and with isoplanar dielectric isolation are analyzed in detail.

При взаимодействии корпускулярного и электромагнитного излучения с твердым телом (структурой ИС) происходит передача энергии последнему, в результате чего изменяются его свойства. Характер взаимодействия и эффекты, которые при этом проявляются, в общем случае определяются видом излучения, его энергией и интенсивностью, видом структур ИС, которые при этом облучаются. Данные радиационные исследования могут лечь в основу построения радиационно-стойкой технологии для формирования как биполярных, так и полевых структур ИС. Детально проанализированы радиационные эффекты в структурах с субмикронными глубинами залегания  $p$ - $n$ -переходов, а также с изопланарной диэлектрической изоляцией.

**Ключові слова:** вакансія, опромінення, напруження, інжекція, інтегральна схема.

(Отримано 23 листопада 2008 р.)

## 1. РАДІАЦІЙНІ ЕФЕКТИ В СТРУКТУРІ Si–SiO<sub>2</sub>

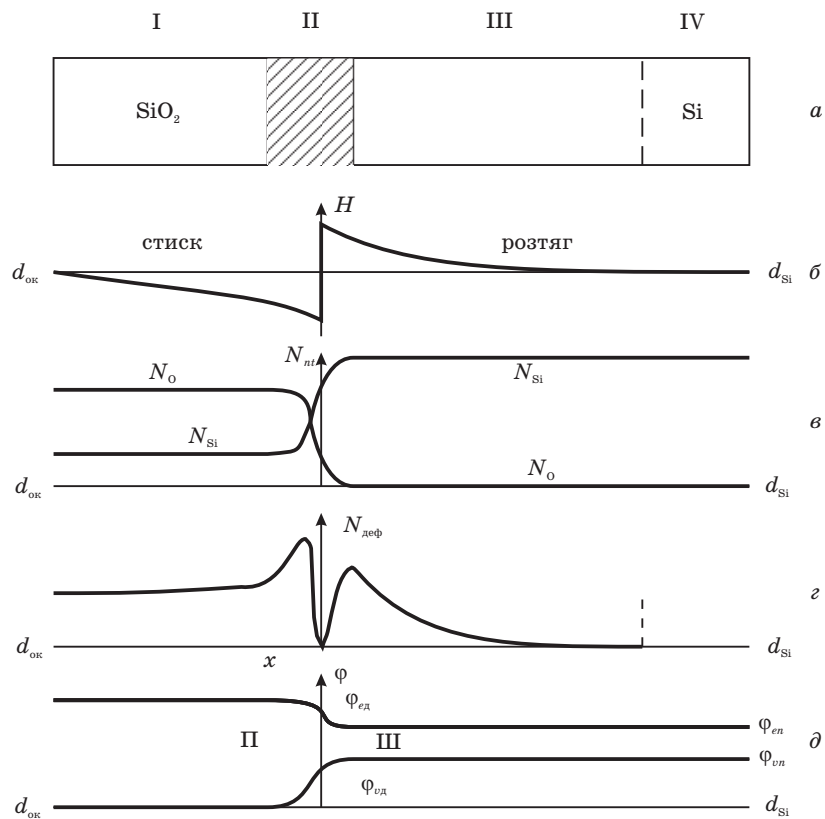
Задача створення радіаційно-тривкої технології формування субмікронних структур як біполярних, так і польових інтегральних схем є сьогодні надзвичайно важливою, особливо для схемотехнічних рішень космічних бортових систем чи систем управління та контролю за процесами в ядерних реакторах [1].

Розглянемо спочатку структуру кремній–діоксид кремнію і проаналізуємо результати досліджень радіаційних ефектів в ній та сформуємо фізичні моделі утворення поверхневих станів та накопичення заряду в діелектрику. Причому звернемо особливу увагу на дію високоіонізуючого  $\alpha$ -опромінення.

В сучасних планарних приладах у вигляді транзисторів чи інтегральних схем саме широке розповсюдження одержали кремнійові структури з плівками діоксиду кремнію SiO<sub>2</sub>. Головна перевага такої структури Si–SiO<sub>2</sub> полягає в створенні високого потенціального бар'єру на межі поділу. При меншій висоті бар'єру між Si та анодною плівкою Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, що має надзвичайно високу радіаційну тривкість, параметри інтегральних схем (біполярних і на основі МОН-структури) стають нестабільними через емісію електронів в діелектрик із напівпровідника [2]. Особливо сильно виявляється цей ефект при переході до субмікронних структур. Тому діелектрики з меншою, ніж у SiO<sub>2</sub>, шириною забороненої зони застосовуються в основному в двошарових структурах SiO<sub>2</sub>–Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, SiO<sub>2</sub>–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub>–Si<sub>x</sub>O<sub>y</sub>N<sub>z</sub>, де межа Si–SiO<sub>2</sub> зберігається і забезпечує термоелектричну стабільність.

Властивості такої структури сильно впливають на параметри і характеристики інтегральних транзисторів, діод, конденсаторів. В структурі діелектрик-напівпровідник можна виділити чотири важливі області (рис. 1): I — об'єм діелектрика SiO<sub>2</sub>; II — перехідна область від діелектрика до напівпровідника (міжфазна межа Si–SiO<sub>2</sub>); III — приповерхнева область напівпровідника; IV — об'єм самого напівпровідника, в якому формується структура ІС. Саме аналізу проведемо для перших трьох областей, що визначають поверхневі радіаційні ефекти, які впливають на планарні структури ІС.

В цілому структура Si–SiO<sub>2</sub> характеризується наявністю в ній термомеханічних напружень, які виникають внаслідок проведення високотемпературних операцій окиснення, внаслідок різних коефіцієнтів термічного розширення SiO<sub>2</sub> та Si. Сам процес охоло-



**Рис. 1.** Схематичне зображення структури Si–SiO<sub>2</sub>: *a* — структура; *б* — зміна термомеханічних напруг; *в* — зміна хемічного складу ( $N_o$  — атоми кисню,  $N_{Si}$  — атоми Si); *г* — розподіл дефектів; *д* — розміщення енергетичних рівнів дефектів (III — швидкі ПС, II — повільні ПС).

дження структури Si–SiO<sub>2</sub> після оксидування теж призводить до утворення механічних напруг, а саме до деформації Si-пластин, бо плівка SiO<sub>2</sub> забезпечує стиск, а поверхня Si розтягується. Причиною виникнення стискуючих та розтягувальних зусиль є і різна структура SiO<sub>2</sub> і Si. Розподіл механічних напружень в такій структурі показаний на рис. 1, б.

На рисунку 1, в показана зміна хемічного складу при переході від SiO<sub>2</sub> до кремнію. Слід теж пам'ятати, що у вихідному кремнію є завжди присутні ізоконцентраційні домішки кисню і вуглецю, які теж впливають на деформаційний профіль [1]. Розподіл дефектів і умовне розміщення енергетичних рівнів в них подано на рис. 1, г, д. Виходячи із цього, дамо короткі характеристики областей I, II, III, що впливають на радіаційну тривкість субмікронних структур ВІС.

Об'єм діелектрика характеризується невеликим складом механічних напруг  $H$  від межі з кремнієм в глибину оксиду. В [3] показано, що величина  $H$  змінюється по експоненційному закону:

$$H(x) = H_{\text{макс}} \exp(x/d_{\text{ок}}), \quad (1)$$

де  $d_{\text{ок}}$  — товщина  $\text{SiO}_2$ . Із цього виразу видно, що механічні напруги на краях плівки відрізняються в  $e$  раз. Хемічний склад  $\text{SiO}_2$  в області I можна вважати сталим, концентрація дефектів буде максимальною у межі із областю II, а енергетичні рівні електроактивних дефектів будуть дискретними. Межа  $x_0$  тут приведена для того, щоб показати, що на такій віддалі явище тунелювання є відсутнє.

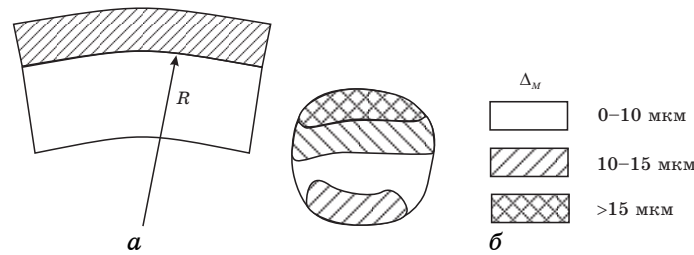
Друга перехідна область II від діелектрика  $\text{SiO}_2$  до напівпровідника характеризується зміною хемічного складу від  $\text{SiO}_2$  до Si та зростанням величини механічних напруг і зміною їх знаку (стиск  $\text{SiO}_2$  змінюється на розтяг Si), а також наявністю двох дефектних шарів, розділених впорядкованим моношаром за моделлю В. Г. Литовченка [4]. Електроактивні центри в цій області мають квазинеперервний спектр і обмінюються зарядом з приповерхневою областю напівпровідника, так звані поверхневі стани (ПС). Центри, які розміщені в дефектному шарі, що примикає до напівпровідника, перезаряджаються протягом дуже короткого часу (мкс) і їх називають швидкими (ШПС). Поверхневі стани, які розміщені в дефектній області напівпровідника, що прилягає до об'єму діелектрика і обмінюється зарядом з напівпровідником за рахунок тунелювання, називають повільними (ППС). Постійна часу цього процесу визначається виразом

$$\tau_{SS} = \frac{\exp(2K_{\text{бар}}x)}{2v_T(\sigma_{sn}n_S + \sigma_{sp}p_S)}, \quad (2)$$

де  $v_T$  — теплова швидкість;  $\sigma_{sn}$ ,  $\sigma_{sp}$  — перерізи захоплення електронів і дірок;  $K_{\text{бар}} = \sqrt{2m_n^* \phi_{\text{бар}} / \phi_T h^2}$  — постійна тунельного бар'єру;  $\phi_{\text{бар}}$  — висота потенційного бар'єру. На ефект тунелювання сильно впливає співвідношення концентрацій кисню і вуглецю [1].

Приповерхнева область напівпровідника III починається з моменту стабілізації концентрації атомів кремнію (яка змінюється при переході від  $\text{SiO}_2$  до Si). На цю межу теж впливає явище сегрегації, якщо напівпровідник є легованим акцепторною чи донорною домішкою. Вона характеризується наявністю механічних напруг розтягу з підвищеною концентрацією дефектів, які зменшуються в глибину напівпровідника. Коефіцієнт сегрегації для різних домішок є різним [6].

Розглянемо тепер термомеханічні напруження і їх релаксацію при



**Рис. 2.** Рівномірна (а) і нерівномірна (б) деформація Si-пластин після α-опромінення.

дії йонізуючого α-опромінення. Величина механічних напружень залежить як від товщини плівки SiO<sub>2</sub>, так і від товщини Si-пластини та співвідношення ізоконцентраційних домішок кисню і вуглецю. При збільшенні товщини оксиду  $d_{\text{ок}}$  величина  $H_{\text{макс}}$  збільшується, а з ростом пластини  $d_{\text{Si}}$  зменшується, збільшується і зменшується в залежності від концентраційного співвідношення  $N_{\text{O}_2}/N_{\text{C}}$ . Тобто

$$H_{\text{макс}} \sim d_{\text{ок}}/d_{\text{Si}} f(N_{\text{O}_2}/N_{\text{C}}). \quad (3)$$

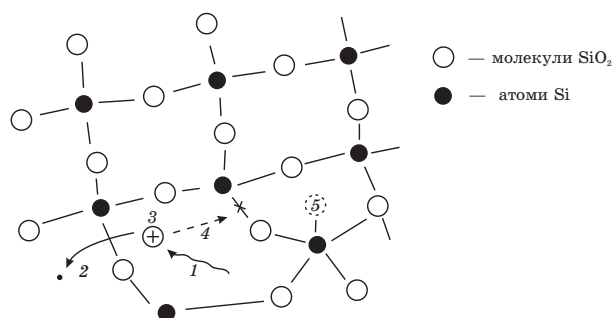
В реальних планарних структурах ВІС завжди є процавлені в оксидному діелектрику вікна, і поблизу сходинок оксиду завжди спостерігається значний ріст напружень  $H$ . Якщо  $H$  в рівномірній структурі SiO<sub>2</sub>-Si, де SiO<sub>2</sub> одержана термічним оксидуванням, має значення біля 10 Н/см<sup>2</sup>, то вже біля сходинок оксиду > 0,2 мкм вона становитиме > 10<sup>4</sup> Н/см<sup>2</sup> [7]. А при певному співвідношенні концентрацій кисню і вуглецю в Si-пластинах такі напруження вже можуть релаксувати.

При дослідженні механічних напружень в структурі діелектрик-напівпровідник механічні напруження  $H_{\text{макс}}$  зазвичай визначаються за радіусом прогину кремнієвої пластини  $R$  (рис. 2, а) [8]:

$$H_{\text{макс}} = \frac{1}{6} \frac{E_{\text{Si}}}{1 - \nu_{\text{Si}}} \frac{d_{\text{Si}}^2}{d_{\text{ок}}} \frac{1}{R}, \quad (4)$$

де  $E_{\text{Si}}$  і  $\nu_{\text{Si}}$  — модуль Юнга і Пуассонове відношення для Si,  $d_{\text{Si}}$ ,  $d_{\text{ок}}$  — товщини Si-пластини і діоксиду. Доза α-опромінення суттєво впливає на величину прогину  $\Delta_M$  і вона може збільшуватись або зменшуватись. Процес переходу із нерівномірного стану в рівномірний стан під дією α-опромінення виявляється в зменшенні механічних напружень в структурі Si-SiO<sub>2</sub> і супроводжується генерацією чи анігіляцією дефектів. Це явище інакше ще називають тензорадіаційним ефектом.

Явище релаксації механічних напружень під дією α-опромінення



**Рис. 3.** Процес утворення псевдовакансії в SiO<sub>2</sub>: 1 —  $\alpha$ -опромінення; 2 — вільний електрон; 3 — дірка; 4 — захоплення на рівень напруженого стану (НС); 5 — пастковий центр.

можна описати якісно наступним чином [9]. При йонізації утворюються дірки, частина із яких захоплюється на рівні напружених валентних зв'язків. Захоплення дірки (або відхід валентного електрона) викликає розрив валентного зв'язку і зміщення атома із локального в абсолютний мінімум вільної енергії: так як решта валентні зв'язки зберігаються, то утворюється дефект, який називають псевдовакансією (рис. 3). Вочевидь, що утворення вакансії призводить до релаксації механічних напружень. Для виведення співвідношення між концентраціями напружених станів  $N_{\text{нс}}$ , розірваних  $N_{\text{ос}}$  і ненапружених валентних зв'язках (станах)  $N_{\text{рс}}$  прийнято, що розрив одиничного напруженого зв'язку супроводжується релаксацією напруг в  $K_{\text{рел}}$  валентних зв'язках. Тоді можна записати

$$N_{\text{рс}}(x, t) = K_{\text{рел}} N_{\text{ос}}(x, t). \quad (5)$$

Згідно з Гвіновим моделью [9] частина утворених в результаті йонізації дірок захоплюється на рівні напружених зв'язків, що призводить до розриву останніх. Швидкість зміни концентрації напружених зв'язків можна буде дати у вигляді:

$$\frac{dN_{\text{нс}}}{dt} = \left[ \frac{dN_{\text{нс}}}{dt} \right]_1 + \left[ \frac{dN_{\text{нс}}}{dt} \right]_2, \quad (6)$$

де 1 — виражає зменшення  $N_{\text{нс}}$  в результаті розриву напружених зв'язків, а 2 — виражає релаксацію напружень в частині решти валентних зв'язків. Згідно з [9] ця швидкість зміни концентрації напружених зв'язків буде визначатися рівнянням:

$$\frac{dN_{\text{нс}}}{dt} = -(K_{\text{рел}} + 1) N_{\text{нс}} \frac{g \sigma_p^{\text{нс}}}{\sigma_{0p} N_0(x)}, \quad (7)$$

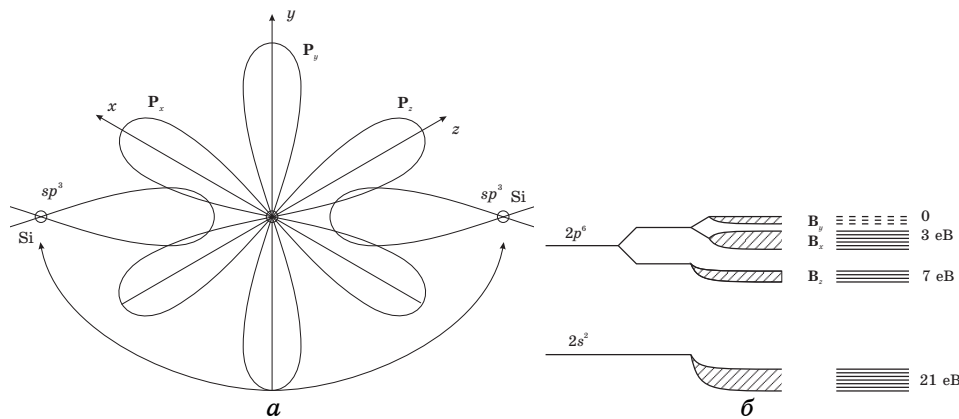


Рис. 4. Утворення валентних зв’язків в термічному SiO<sub>2</sub> (а) і розміщення їх енергетичних рівнів в валентній зоні (б).

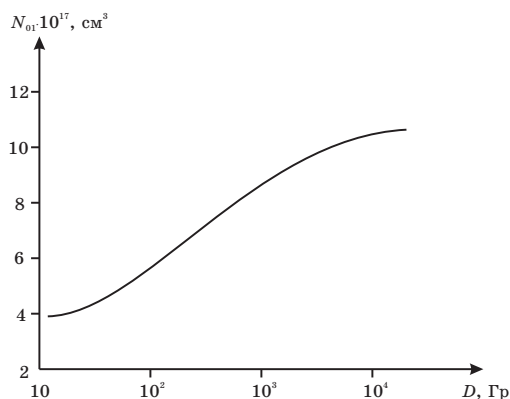
розв’язок якого має вигляд:

$$N_{nc}(x, t) = N_{nc}(x, 0) \exp \left[ - (K_{rel} + 1) N_{nc} \frac{\sigma_p^{nc} \delta P}{\sigma_{0p} N_0(x)} t \right], \quad (8)$$

де  $g = P\delta$  — швидкість генерації електронно-діркових пар;  $\delta$  — ефективність йонізації;  $P$  — потужність дози  $\alpha$ -опромінення;  $\sigma_p^{nc}$ ,  $\sigma_{0p}$  — перерізи захоплення дірки на рівень напруженого зв’язку і на рівень пастки відповідно. І розрахунки дають  $K_{rel} \approx 60 - 100$ . Тобто, ефект  $\alpha$ -йонізації в структурі Si-SiO<sub>2</sub> викликає релаксацію механічних напружень, що супроводжується утворенням додаткових дефектів, які можна анігілювати за рахунок певного співвідношення ізоконцентраційних домішок кисню і вуглецю і  $K_{rel} > 100$ . Тобто, ізоконцентраційний вуглець виступає як демпфер термомеханічних напружень. Це видно із того, що радіус прогину Si-пластин із вмістом  $N_C = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  а  $N_{O_2} = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  складає  $< 5$  мкм для діаметра 150 мм. І такі Si-пластини доцільно використовувати для проекційної літографії.

В термічному SiO<sub>2</sub>, який ще називають поліморфним, зберігається близький порядок, і це його відрізняє від кристалічного кварцу, в якому ще є і далекий порядок. В кварцовому склі кути між валентними зв’язками атома кисню складають 139°, а в термічному SiO<sub>2</sub> ці кути змінюються в межах 120–180° з максимумом при 147° [10].

Схема утворення валентних зв’язків і побудова зонної структури термічного SiO<sub>2</sub> показані на рис. 4 [11]. В валентній зоні підзони B<sub>x</sub> і B<sub>z</sub> формуються взаємодією орбіталей P<sub>x</sub> і P<sub>z</sub> кисню з орбіталлю sp<sup>3</sup>

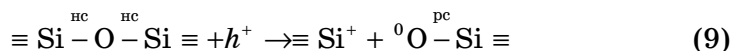


**Рис. 5.** Дозова залежність пасткових центрів (псевдовакансій) при дії  $\alpha$ -опромінення.

атома Si, а підзона  $V_y$  є підзоною орбіталі  $P_y$  кисню. Дозволені рівні, що відповідають зоні  $P_y$ , не поширюються на всю область оксиду. Такі енергетичні зони дійсно є в термічному діоксиді. Але ці зони можуть змінюватись під дією ізоконцентраційних домішок  $O_2$  і C. Области цих змін сьогодні ще не встановлені.

Саме термомеханічні напруження, що виникають із-за межі Si-SiO<sub>2</sub> призводять до утворення в SiO<sub>2</sub> напружених валентних зв'язків, що і формують близький порядок в структурі SiO<sub>2</sub>. Проте атоми O<sub>2</sub> і Si в таких плівках знаходяться в локальному, а не в абсолютному мінімумі вільної енергії. Коли стан рівноваги порушується (іде розрив зв'язку через  $\alpha$ -йонізацію), то атом кисню зміщується в енергетичний мінімум. Це саме відноситься і до міжвузлового домішкового атому кисню. Цей процес супроводжується вже релаксацією механічних напружень з утворенням розглянутої вище псевдовакансії, що включає атоми Si і O<sub>2</sub> вже з обірваними зв'язками. При цьому концентрація дефектів, які зафіксовані експериментально, може складати  $10^{16}$ – $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Така дозова залежність концентрації псевдовакансій (пасткових центрів) показана на рис. 5. Гвін [9] запропонував три моделі утворення пасткового центра (псевдовакансії), а саме:

1. В результаті  $\alpha$ -йонізації в SiO<sub>2</sub> утворюються електронно-діркові пари. Електрони, маючи високу рухливість, покидають діелектрик, а дірки термалізуються і попадають в підзони  $V_y$ ,  $V_x$  (рис. 4). Дальше теплове збудження дірки ( $h^+$ ) викликає їх захоплення на рівні напружених станів (nc), що призводить до реакції типу:

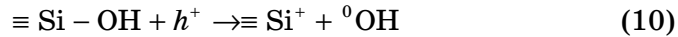


з утворенням тривалентного Si, немісткового кисню і ненапружених валентних зв'язків (pc). Цей модель відноситься до термічного

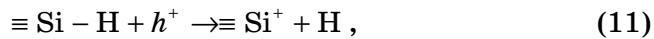


SiO<sub>2</sub>, сформованого в сухому кисні.

2. При термічному окисненні кремнію в атмосфері вологого кисню або в парах дейонізованої води в плівці SiO<sub>2</sub> є багато сполук типу SiH і SiOH. В цьому випадку йонізуюче α-опромінення стимулює наступні реакції:



або

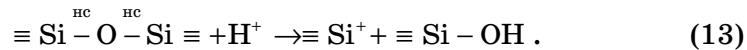


в результаті яких утворюється цей же тривалентний кремній, що є ознакою розриву напружених валентних зв'язків Si-O і утворення цих же псевдовакансій.

3. При термічному окисненні як в сухому кисні, так і у вологому кисні, концентрація водню може складати 10<sup>17</sup>-10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. Тоді при дії йонізуючого опромінення нейтральні атоми водню також йонізуються під дією потоку α-частинок згідно з реакцією:



Тоді відбувається реакція типу:



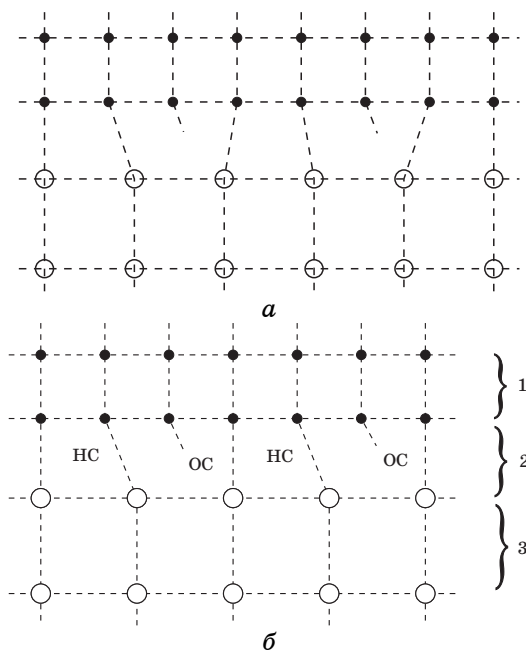
Утворення комплексу SiOH, який є нестійким, тут же може супроводжуватись його розпадом згідно з реакцією (10). Тобто один протон може викликати утворення дефектів типу тривалентний кремній (псевдовакансія).

Такий тривалентний Si є донорноподібним центром, а немістковий кисень проявляється як акцепторноподібний центр або як амфотерний центр. Звідси і зміна зарядового стану термічного оксиду. Вважається, що за позитивний заряд в SiO<sub>2</sub> є відповідальними тривалентний кремній і міжвузловий кисень, а за від'ємний заряд відповідають вакансії та міжвузловий вуглець.

Розглянемо тепер механізм накопичення фіксованого заряду в термічному SiO<sub>2</sub> і механізми генерації поверхневих станів, які відповідають за електричну стабільність електрофізичних параметрів планарних біполярних структур.

При дії α-йонізуючого опромінення на термічний діелектрик SiO<sub>2</sub> в ньому утворюються електронно-діркові пари, частина з яких рекомбінує, а решта під впливом поля переміщується в діелектричній плівці.

У діоксиді кремнію рухливість дірки μ<sub>0p</sub> є набагато меншою, ніж рухливість електронів μ<sub>0n</sub>. Електрони швидко залишають діелект-



**Рис. 6.** Схема утворення напружених (НС) і обірваних валентних станів (ОС) між атомами на межі розділу 2 двох середовищ Si-SiO<sub>2</sub>.

рик, а дірки захоплюються пастковими центрами і створюють додатковий позитивний заряд, який визначається дозою йонізуючого опромінення.

В перехідній області Si-SiO<sub>2</sub> змінюється хемічний склад матеріалу, а також досягають максимальних значень і змінюють знак механічні напруження. Як показали експерименти, хемічний склад змінюється в межах 2 нм, а напруження до 20 нм.

З'ясовано, що така структура спричиняє утворення напружених зв'язків і обірваних зв'язків (рис. 6). Дефекти в перехідному шарі є електроактивними центрами. З рисунка 1,  $\partial$  видно, що швидкі поверхневі стани розміщені в приповерхневій області напівпровідника, а повільні в межовій області SiO<sub>2</sub>. На цій межі і генеруються пари вакансія-міжвузля, які можуть змінювати швидкість дифузійних процесів, причому ця швидкість окисно-дифузійного процесу визначається видом діелектрика (SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, Si<sub>x</sub>O<sub>y</sub>N<sub>z</sub>). Це значить, що вони можуть утворювати різні енергетичні стани. Виявилось, що густина ПС ( $N_{SS})_{\text{нас}}$  зв'язана з напруженнями  $H_{\text{макс}}$  співвідношенням:

$$(N_{SS})_{\text{нас}} = K_{\text{м.н.}} H_{\text{макс}}, \quad (14)$$

де  $K_{\text{м.н.}} = 1,53 \cdot 10^8 \text{ Н}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ .

В [12] встановлено кореляцію між густиною швидких ПС і концентрацією пасткових центрів в об'ємі  $\text{SiO}_2$ :

$$N_{SS} = K_{\text{кор}} N_0, \quad (15)$$

де  $K_{\text{кор}} = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ см} \cdot \text{еВ}^{-1}$ .

Все це вказує на однакову причину утворення дефектів, а саме: наявність напружених валентних зв'язків між атомами і їх розрив в результаті йонізуючих жмутів ( $\alpha$ -опромінення).

Процес генерації поверхневих станів можна описати рівнянням [12]:

$$\frac{d\overline{N_{SS}}}{dt} = K_{\text{H.C.}} N_{\text{H.C.}} I, \quad (16)$$

де  $N_{SS}$  — середня густина поверхневих станів;  $I$  — інтенсивність йонізуючого опромінення;  $K_{\text{H.C.}}$  — коефіцієнт пропорційності;  $N_{\text{H.C.}}$  — концентрація напружених станів. Враховуючи, що концентрація напружених станів  $N_{\text{H.C.}}$  зменшується при утворенні ПС:

$$N_{\text{H.C.}} = N_{\text{H.C.0}} - K_{SS} \overline{N_{SS}},$$

одержуємо розв'язок рівняння у вигляді:

$$\overline{N_{SS}} = \frac{N_{\text{H.C.0}}}{K_{SS}} (1 - e^{-\alpha t}) + \overline{N_{SS0}} e^{-\alpha t}, \quad (17)$$

де  $N_{\text{H.C.0}}$ ,  $N_{SS0}$  — початкові значення концентрацій напружених станів (зв'язків) і густини поверхневих станів;  $\alpha$  — коефіцієнт, що визначає швидкість утворення поверхневих станів;  $K_{SS}$  — коефіцієнт пропорційності.

Тоді зміна концентрації поверхневих станів  $\Delta N_{SS}$  буде:

$$\Delta N_{SS} = (\Delta N_{SS})_{\text{нас}} (1 - e^{-\alpha t}), \quad (18)$$

в якому  $(\Delta N_{SS})_{\text{нас}} = \frac{N_{\text{H.C.0}}}{K_{SS}} - N_{SS0}$  — максимальна зміна густини

ПС. Якщо це рівняння виразити через дозу йонізуючого опромінення, то одержуємо:

$$\Delta N_{SS} = (\Delta N_{SS})_{\text{нас}} [1 - \exp(-\alpha_1 D)] = (\Delta N_{SS})_{\text{нас}} (1 - e^{-\alpha_1 D}), \quad (19)$$

де  $D$  — ввібрана доза йонізуючого опромінення.

А тепер розглянемо радіаційні ефекти в приповерхневій області напівпровідника. Із попереднього матеріялу нам уже відомо, що область кремнію, покритого діоксидом  $\text{SiO}_2$ , сильно деформована

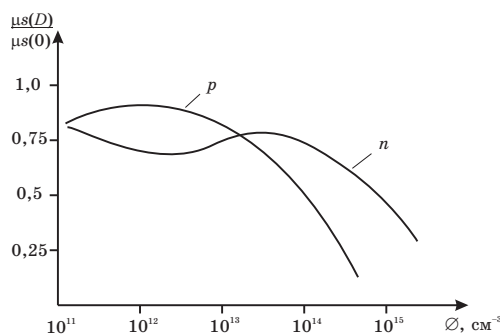


Рис. 7. Дозова залежність рухливості носіїв у Si при  $\alpha$ -опроміненні.

вже не напруженнями стиску, як для  $\text{SiO}_2$ , а напруженнями розтягу. Тому в ній спостерігається велика кількість напружених валентних станів (зв'язків) між атомами. При виникненні механічних напружень розтягу енергетична діаграма видозмінюється. Тепер атом кремнію є вже не в мінімумі вільної енергії, а в максимумі. Якщо стан рівноваги порушується (йонізацією валентного зв'язку), то атом зміщується в енергетичний мінімум і при цьому виникає псевдовакансія.

Утворення додаткових станів (за рахунок йонізації) поблизу поверхні напівпровідника призводить до зростання центрів розсіяння носіїв заряду, а це призводить до зменшення рухливості носіїв заряду. Крім цього, поверхнева рухливість як дірки, так і електронів залежить від флуктуацій поверхневого потенціалу [13]:

$$\mu_s = \frac{2\mu_n}{\exp S_s + \exp(-S_s)}, \quad (20)$$

де  $\mu_n$  — рухливість в об'ємі напівпровідника,  $S_s$  — середня квадратична флуктуація поверхневого потенціалу.

Зміна поверхневої рухливості дірок і електронів при  $\alpha$ -йонізаційному опроміненні кремнію виглядає, як показано на рис. 7.

Перехідний шар приповерхневої області напівпровідника змінює не тільки рухливість носіїв заряду, але і впливає на генераційно-рекомбінаційні процеси, які визначаються швидкістю поверхневої рекомбінації [13]:

$$S = 0,5\sqrt{\sigma_{sn}\sigma_{sp}v_T\pi kT\overline{N_{SS}}}, \quad (21)$$

де  $\sigma_{sn}$ ,  $\sigma_{sp}$  — перерізи захоплення електронів і дірок;  $v_T$  — теплова швидкість;  $T$  — температура;  $\overline{N_{SS}}$  — середня густина поверхневих станів.

Із врахуванням значення  $\overline{N_{SS}}$  одержуємо дозову залежність

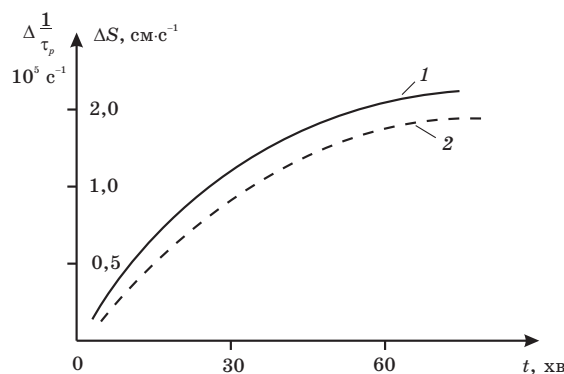


Рис. 8. Зміна швидкості поверхневої рекомбінації та часу життя дірок в приповерхневій області Si при йонізуючому α-опроміненні.

швидкості поверхневої рекомбінації:

$$S(D) = S_0 + (\Delta S)_{\text{нас}} (1 - e^{-\alpha D}), \tag{22}$$

де  $S_0$  — початкова швидкість поверхневої рекомбінації при  $D = 0$ ,  $\Delta S_{\text{нас}}$  — її зміна до моменту насичення ПС.

Йонізуюче опромінення змінює також і час життя носіїв заряду, а саме:

$$\frac{1}{\tau(\Phi)} = \frac{1}{\tau(0)} + K_T \Phi \tag{23}$$

( $K_T$  для сухих  $\text{SiO}_2 = 150 \text{ Гр}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $K_T$  для вологих  $\text{SiO}_2 = 75 \text{ Гр}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  (для  $D < 100 \text{ Гр}$ )), де  $\tau(0)$  — час життя носіїв до опромінення;  $K_T$  — деградаційний коефіцієнт;  $\Phi$  — флюенс (який визначається відношенням числа йонізуючих  $\alpha$ -частинок в об'ємі сфери до площі поперечного перерізу даної сфери — густина потоку). Графічно це виглядає так, як показано на рис. 8.

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГІЧНА АНАЛІЗА РАДІАЦІЙНИХ ЕФЕКТІВ СУБМІКРОННИХ БІПОЛЯРНИХ СТРУКТУР, ВИКЛИКАНИХ $\alpha$ -ОПРОМІНЕННЯМ

Вище наведене говорить про те, що йонізуюче  $\alpha$ -опромінення суттєво змінює електрофізичні параметри напівпровідника, тобто є дестабілізуючим фактором електричних параметрів біполярних структур ВІС. Ці дослідження лягли в основу створення радіаційнотривкої технології біполярних ІС.

До найбільш важливих фундаментальних положень радіаційної

технології йонізуючим  $\alpha$ -опроміненням можна віднести наступні.

1. В основі радіаційних поверхневих ефектів лежать йонізаційні явища в пасивуючому шарі діелектрика, що покриває структуру інтегральної схеми. Тому деградація електричних параметрів в біполярних транзисторах через зміну поверхневих явищ виникає як під дією йонізуючого випромінення високих енергій, так і випромінення з невеликою енергією, що є меншою за енергію дефектоутворення в об'ємі структури;

2. Дія йонізуючого  $\alpha$ -опромінення з точки зору накопичення поверхневих радіаційних дефектів є аналогічною, якщо в ролі характеристики рівня опромінення використовується його вбираюча доза;

3. Поверхневі процеси, що викликають деградацію підсилювальних та імпульсних властивостей біполярних інтегральних транзисторів мають чітко виражене насичення;

4. Поверхневі і об'ємні радіаційні ефекти можна в першому наближенні вважати адитивними і розглядати їх окремо один відносно другого;

5. Ступінь деградації електричних параметрів визначається як режимом роботи транзистора, так і температурою та дозою опромінення;

6. Відпал поверхневих радіаційних ефектів проходить при відносно низьких температурах (450–550 К) та короткої дії фотонного, лазерного та ультрафіолетового опромінень;

Основні фізичні ефекти, що призводять до деградації електричних параметрів біполярних інтегральних транзисторів при  $\alpha$ -опроміненні полягають в наступному [14]:

— накопичення додаткових швидких поверхневих станів, що відіграють роль рекомбінаційних центрів, і, як наслідок, зростання швидкості поверхневої рекомбінації  $S$  та зміна часу життя носіїв заряду  $\tau$ ;

— утворення радіаційно-стимульованого заряду в діоксиді та зміна заряду поверхневих станів на межі Si–SiO<sub>2</sub>, що призводить до зміни поверхневого потенціалу  $\phi_s$ ;

— створення пасткових центрів в об'ємі напівпровідникового епітаксійного шару.

Врахування зміни швидкості поверхневої рекомбінації  $S$ , часу життя носіїв заряду  $\tau$  та поверхневого потенціалу  $\phi_s$  з ростом увібраної дози  $\alpha$ -опромінення дозволяє обчислити зміну основних електричних параметрів транзисторів, що зв'язані з поверхневими радіаційними ефектами.

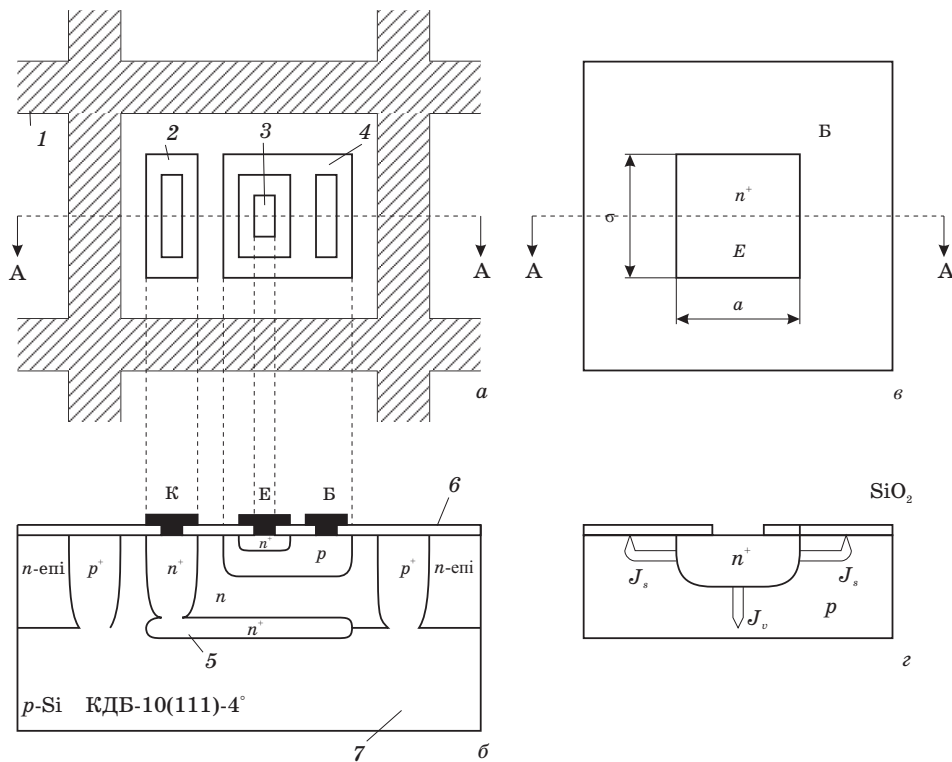
Підвищення ступеня інтеграції біполярних ВІС зв'язано із зменшенням лінійних розмірів активних і пасивних компонентів як в латеральному напрямку — в площині структури кристалу, так і у вертикальному, що є перпендикулярним до поверхні кристалу. Прогрес в зменшенні горизонтальних топологічних розмірів

зв'язаний з успішним використанням проекційної літографії і методами підвищення її роздільної здатності [1].

Зрозуміло, що зменшення топологічних розмірів елементів призводить до зміни чутливості структур біполярних інтегральних схем до дії  $\alpha$ -йонізуючого опромінення, а саме, збільшення відношення периметра емітера до його площі призводить до росту периферійної складової струму, що є пропорційною периметру, в повному струмі бази.

Тому збільшення поверхневих рекомбінаційних втрат в пасивній базі саме по периметру емітера призводить до великої деградації підсилювальних характеристик біполярних транзисторів субмікронних розмірів, причому ступінь цієї дії визначається видом ізоляції елементів ( $p$ - $n$ -переходом, діелектричною ізоляцією за технологіями «Ізопланар-1», «Ізопланар-2», «Дікед») чи інжекційним живленням.

Дійсно, для біполярного інтегрального транзистора з ізоляцією



**Рис. 9.** Топологія *a* — структура в перерізі А-А; *b* — інтегрального біполярного транзистора з роздільною ізоляцією  $p$ - $n$ -переходом: *1* — ізолюючий  $p^+$ - $n$ -перехід; *2* — колектор; *3* — емітер; *4* — база; *5* — захований  $n^+$ -шар; *6* — пасивуючий оксид; *7* — Si-підложжя КДБ-10(111)-4°; *в*, *г* — топологія і структура емітера.

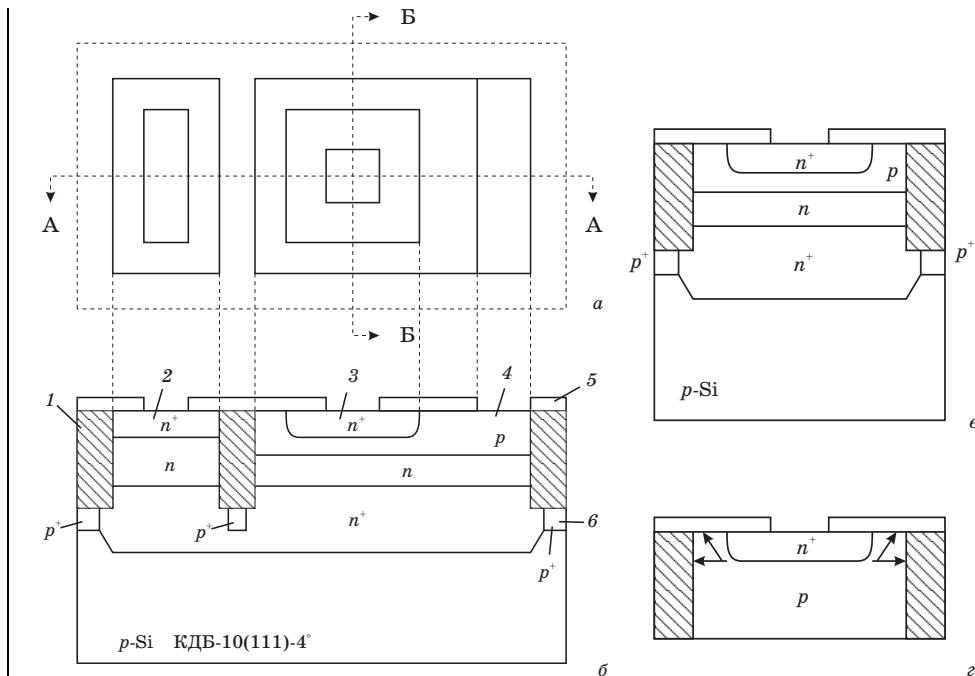
$p$ - $n$ -переходом (рис. 9) складові струму бази є зв'язані з поверхневою і об'ємними рекомбінаційними складовими електричного струму, наступним співвідношенням

$$I_{ns} = J_s \Pi_E, \quad I_{nv} = J_v A_E, \quad (24)$$

де  $I_{ns}$ ,  $J_s$  — струм і густина струму поверхневої рекомбінації на одиниці довжини емітера;  $I_{nv}$ ,  $J_v$  — струм і густина струму рекомбінації в об'ємі структури, яка наведена на рис. 9;  $\Pi_E$ ,  $A_E$  — периметер і площа емітерної області. У випадку квадратного емітера із стороною  $a$  це співвідношення визначатиметься виразом:

$$\frac{I_{ns}}{I_{nv}} = \frac{J_s}{J_v} \frac{4}{a}. \quad (25)$$

Так як відношення питомих густин струмів не залежить від топологічних розмірів структури, то зменшення величини  $a$  призво-



**Рис. 10.** Топологія (а), структура в перерізах А-А (б) і Б-Б (в) інтегрального транзистора з оксидною ізоляцією, виконаною за технологією «Ізопланар-1» термокомпресійним оксидуванням з глибоким анізотропним щавленням і областю поверхневої рекомбінації (з): 1 — діелектрична ізоляція; 2 — колектор глибокий; 3 — емітер; 4 — база; 5 — пасивуючий оксид ФСС; 6 —  $p^+$ -область для збільшення порогової напруги паразитного транзистора.

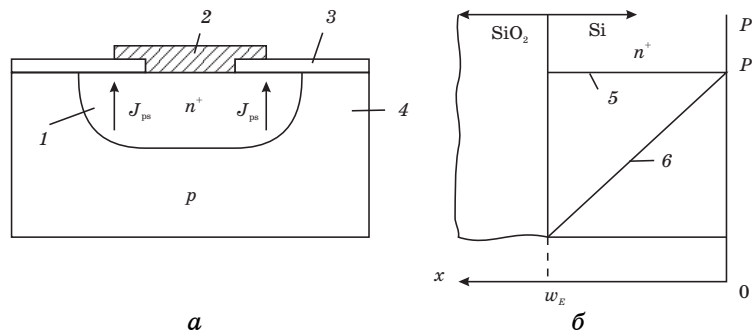


дить до збільшення внеску рекомбінаційного струму на поверхні.

Як і у випадку ізоляції  $p-n$ -переходом на поверхневих пастках пасивуючого оксиду ФСС або на стінці ізолюючого оксиду, рекомбінують електрони, інжектовані боковою поверхнею емітера (рис. 10,  $z$ ), а активні області бази віддалені від межі розділу. Відмінність полягає в тому, що між захованими  $n^+$ -областями може з'явитись каналний струм втрат. Тому ці області підлеговуються домішкою  $p^+$ -типу ( $B^+$ ), що суттєво підвищує порогову напругу паразитного транзистора.

В такій структурі при субмікронних топологічних розмірах та глибинах залягання емітерного і колекторного переходів складова коефіцієнта підсилення транзистора, що зв'язана з процесами в об'ємі бази і емітера, визначається головним чином коефіцієнтом інжекції дірок із бази в емітер, а не рекомбінаційними процесами в області активної бази. Тому в таких транзисторах з використанням оксинітридного гетера можна досягти досить високих значень коефіцієнта підсилення, тобто є можливість формування так званих супер-бета-транзисторів. Останні широко використовують як вхідні каскади в прецизійних операційних підсилювачах.

З точки зору радіаційних властивостей, в цьому випадку дуже важливий той факт, що коефіцієнт підсилення починає сильно залежати від швидкості поверхневої рекомбінації на поверхні вже самого емітера  $S_p$  (рис. 11). Якщо частина емітера покрита оксидною ізоляцією або емітер сформований із легованого арсеном ( $As^+$ ) полікремнію, то вихідне значення швидкості поверхневої рекомбінації  $S_p$  в цих областях є досить малим, що і забезпечує дуже високий коефіцієнт підсилення транзистора при малій глибині залягання емітера  $w_E$ . Під дією йонізуючого випромінення відбувається чітке зростання рекомбінаційних втрат на поверхні, що вже призводить до інжекції дірок із базової  $p$ -області в  $n^+$ -емітер, тобто збільшується базовий струм, що веде до зменшення коефіцієнта підсилення.



**Рис. 11.** Структура емітера біполярного транзистора з діелектричною ізоляцією (*a*) і розподіл інжектованих в емітер дірок під шаром пасивуючого оксиду ФСС (фосфоросилікатного скла) (*б*).

Рахуючи в першому наближенні  $J_{ps} = qD_p \frac{dp}{dx}$  при  $S_p \rightarrow 0$ , величина  $J_{ps}$  є досить малою, тому  $\frac{dp}{dx} \rightarrow 0$ , а при  $S_p \rightarrow \infty$ ,  $J_{ps} = qD_p \frac{p_{gp}}{w_E}$ ,

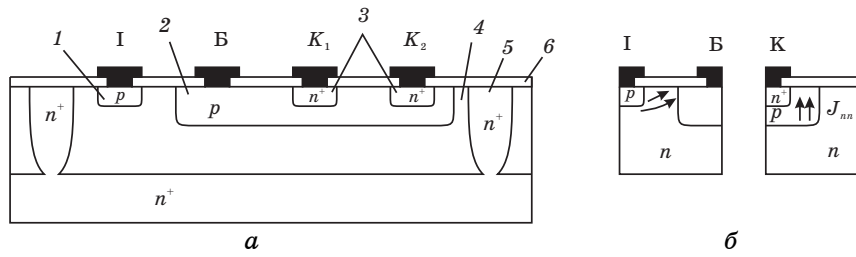
де  $p_{gp}$  — концентрація дірок в емітері на межі області об'ємного заряду емітерного переходу (рис. 11, б). Збільшення струму інжекції дірок при зміні швидкості поверхневої рекомбінації під ФСС тим сильніше, чим менша глибина залягання емітера. Тому для збільшення коефіцієнта підсилення формуванням супер-бета-транзисторів використовують слабологовану область бази  $p^-$ , чим і забезпечується висока ефективність емітера, яка пригнічує вище розглянутий радіаційний ефект. Така слабологована база досягається багатозарядною імплантацією бору ( $B^{++}$ ) і забезпечує поверхневий опір вже на рівні 1500–3000 Ом/□.

Аналогічні процеси проходять і в структурах із інжекційним живленням, так звані інжекційні транзистори, що забезпечують високу швидкодію ІС. Ця структура подана на рис. 12.

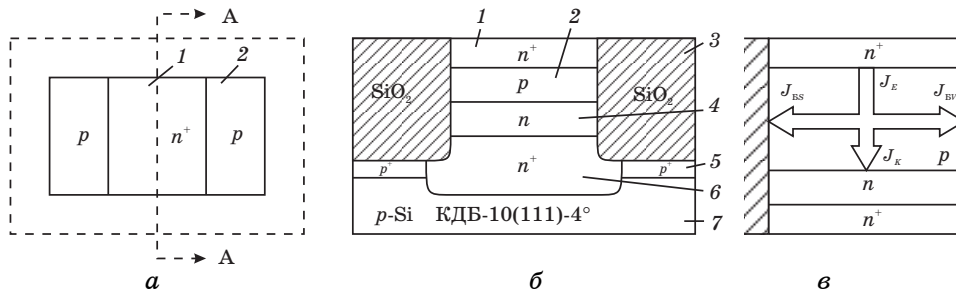
В цій структурі окрім горизонтального  $p-n-p$  транзистора, де вплив поверхні вже не залежить від конструкторських розмірів, струм інжекції електронів в пасивні області бази  $J_{nn}$  (рис. 12, б) вертикального транзистора може сильно змінитись під пасивуючим оксидом.

Для усунення цього негативного явища використовують гетерування базового шару фосфоросилікатним склом [15], яке має оригінальне технологічне рішення.

В особливий клас структур з точки зору впливу поверхневих властивостей на електричні параметри інтегральних транзисторів слід віднести транзистори з глибоким розділенням, що виконуються за технологією «Ізопланар-2» [16]. Ці структури мають ряд переваг перед структурами, що одержані за звичайною планарно-епітаксійною технологією: 1) інтегральний транзистор можна зробити субмікронних розмірів, так як структура оточена діоксидом і не вимагається точного збігу фотошаблонів  $< 0,1$  мкм; 2) зменшення розмірів і відсутність емнісних бокових стінок сильно зменшує паразитні ємності, що призводить до збільшення швидкодії та підсилювальних властивостей транзистора на високій частоті (рис. 13). Все це робить транзисторні структури типу «Ізопланар-2» дуже перспективними для субмікронних, надшвидкісних та радіаційнотривких інтегральних схем. Роль поверхні в такій структурі виконує межа поділу кремній-діелектрична ізоляція, до якої безпосередньо прилягає область бази. Так як поверхневі рекомбінаційні центри діють разом із об'ємними пастками, то відбувається покращення підсилювальних властивостей транзистора і за рахунок інжекції (ефективності) емітера і зменшення їх чутливості до радіа-



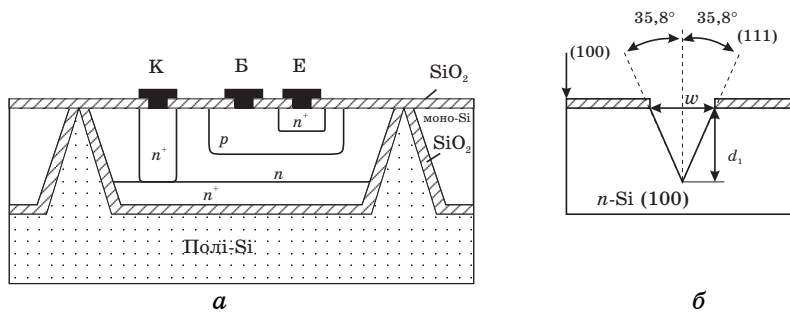
**Рис. 12.** Структура транзистора із інжекційним живленням (а) і його області поверхневої рекомбінації (б): 1 — інжектор; 2 — база; 3 — колектори; 4 — емітер; 5 — ізоляція; 6 — ФСС.



**Рис. 13.** Топологія (а) й структура по перерізу А-А (б) і розподіл густини базового струму (в) для інтегрального транзистора, виконаного за технологією «Ізопланар-2»: 1 — емітер; 2 — база; 3 — діелектрична ізоляція; 4 — колектор; 5 — охоронна область  $p^+$ ; 6 — захований  $n^+$ -шар; 7 — Si-підложжя.

ційних йонізуючих ефектів. Дана технологія є особливо ефективною при реалізації локального епітаксійного процесу формування біполярних транзисторних структур [28].

Особливо високу радіаційну тривкість до  $\alpha$ -опромінення має так



**Рис. 14.** Дікед-структура (а) та ізолююча канавка в монокремнії, виготовлена методом анізотропного щавлення (б).

звана «дікед-структура» (рис. 14), яка містить в собі як області моно-Si, так і області полікристалічного кремнію, який по суті справи є майже ізолятором. Це знижує рівень струмів втрат, як мінімум, на порядок, а швидкість поверхневої рекомбінації зменшується на два і більше порядки.

Вихідним матеріалом для формування інтегральних транзисторів є вже монокремній  $n$ -типу з орієнтацією (100). Так як площини (100) і (111) в кристалічній ґратниці кремнію розміщені під кутом  $35,8^\circ$  одна відносно другої, глибину ізолюючої канавки можна визначити через ширину  $w$  вікна в шарі  $\text{SiO}_2$  згідно з формулою

$$d_1 = \frac{w}{2} \operatorname{tg}^{-1} 35,8^\circ = \frac{w}{\sqrt{2}}. \quad (24)$$

Недоліком такої технології є використання прецизійного шліфування та полірування Si-пластин після нанесення полікристалічного кремнію, які вносять додаткову дефектність.

А тепер після розгляду особливостей топологічних структур інтегральних біполярних транзисторів повернемося до феноменологічного підходу до аналізу радіаційних ефектів, викликаних йонізуючим  $\alpha$ -опроміненням. Електрофізичні параметри структур можна визначити як інваріанти технологічного або фізичного рівня. Саме ці параметри, як правило, є основою побудови фізико-топологічних моделей, які використовуються при проектуванні ВІС. Так як електрофізичні параметри структур для фізико-топологічних моделей є вихідними або інакше внутрішніми параметрами, то при розрахунках треба знати їх числові значення. Проте безпосереднє вимірювання фізичних величин в інтегральній схемі представляє складну задачу, коли використовують тестовий контроль. Тому в ролі інваріантних параметрів зручно використовувати величини, які є функцією лише електрофізичних характеристик, можуть бути виміряні звичайними електрофізичними методами і мають тісний зв'язок з важливими параметрами транзисторів. Такі узагальнені параметри розглядаються як інваріанти інженерного рівня (розрахунку). В ролі таких інваріантів можна використати густини струмів рекомбінаційних втрат в різних областях біполярних транзисторів і густину струму інжекції емітерного переходу. Ці обрані нами параметри є інваріантними до топології ВІС. В загальному випадку базовий струм можна подати як

$$I_B = \sum_i I_{vi} + \sum_j I_{sj}, \quad (25)$$

де  $\sum I_{vi}$  — сума об'ємних складових струму рекомбінації;  $\sum I_{sj}$  — сума поверхневих рекомбінаційних втрат.

Кожна із складових струму об'ємної рекомбінації може бути

подана у вигляді  $I_{vi} = J_{vi} A_i$ , де  $J_{vi}$ ,  $A_i$  — густина струму об’ємних рекомбінаційних втрат і площа  $i$ -ої області.

Густина струму  $J_{vi}(F, R, K, U_{EB})$  є функцією вихідних електрофізичних ( $F$ ) параметрів структури (час життя носіїв  $\tau$ , концентрація домішок  $N$ , рухливості носіїв  $\mu$ ), радіаційних ( $R$ ) параметрів (переріз захоплення, швидкість введення радіаційних центрів, швидкість вилучення носіїв), конструктивних ( $K$ ) параметрів (глибини залягання переходів, товщина епі-шару, поверхневий опір шару) і режимів роботи ( $U_{EB}$ ,  $U_{KB}$  — напруги зміщення емітерного та колекторного переходів).

Аналогічно ми можемо подати і поверхневі рекомбінаційні втрати, які вже виражаються через густину струмів поверхневої рекомбінації:

$$I_{sj} = J_{sj} \Pi_{Ej},$$

де  $J_{sj} = J_{sj}(F, R, K, U_{EB}, U_{KB})$  — густина струму на одиницю довжини емітера, яка, як і об’ємна складова, залежить від фізичних ( $F$ ), радіаційних ( $R$ ), конструктивних ( $K$ ) параметрів, і від режимів зміщення переходів  $U_{EB}$ ,  $U_{KB}$ ;  $\Pi_{Ej}$  — периметер емітерної  $j$ -області.

Густина струму інжекції емітера в базову область визначається співвідношенням [17]:

$$J_E = \frac{qD_n n_i^2}{\int_0^{w_B} N(x) dx} \exp(qU_{EB}/kT), \tag{26}$$

де  $q$  — заряд електрона;  $D_n$  — коефіцієнт дифузії електронів;  $n_i$  — концентрація власних носіїв заряду;  $w_B$  — ширина бази;  $N(x)$  — концентраційний профіль в базі;  $k$  — Больцманнова стала;  $T$  — температура;  $U_{EB}$  — напруга зміщення емітерного переходу.

Струм інжекції  $J_E$  з точністю до коефіцієнта переносу через базу є рівним струму колектора  $J_K$ , причому величина  $J_E(F, K, U_{EB})$  визначається вже фізичними параметрами структури, зміна яких під дією йонізуючого опромінення проходить лише після дії достатньо великих доз, тобто густина струму емітера слабо залежить від радіаційних параметрів  $R$ .

Як бачимо, величини  $J_{vi}$ ,  $J_{si}$  і  $J_E$  є інваріантами по відношенню до однотипних областей структур і топологічних розмірів (площі чи периметрів) окремих компонентів. Маючи набір таких параметрів, легко обчислити коефіцієнт підсилення будь-якої транзисторної структури з довільною геометрією.

Для експериментального визначення густини струмів рекомбіна-

ції використовують спеціальний набір тестових структур, виготовлених в єдиному технологічному циклі кристала ВІС. Геометрію приладу (компонента) тестового набору обирають із умови виділення окремих складових рекомбінаційних втрат в різних областях структури інтегральної схеми та в різних режимах вимірювання. Такий тестовий набір піддають поетапному опроміненню в заданому діапазоні потоків чи доз опромінення. Перехід від інваріантних параметрів до електрофізичних характеристик здійснюють, розв'язуючи обернену задачу з використанням кореляційного зв'язку між електрофізичними параметрами і густиною струмів рекомбінації. Маючи набір таких феноменологічних залежностей густини струмів рекомбінації в заданому інтервалі  $\alpha$ -потоків опромінення, можна, виходячи із геометричних розмірів будь-якого інтегрального транзистора, сформованого за заданим видом технології, обчислити чи виміряти сумарний струм бази і тим самим визначити зміну коефіцієнта підсилення в залежності від дози опромінення.

Дальше, порівнюючи набори таких феноменологічних залежностей для різних модифікацій технологічного циклу формування структур ВІС, можна завжди вибрати найбільш оптимальний радіаційно-тривкий варіант. В цьому випадку використовують автоматизовані системи вимірювань типу Т-4503, АUK-TEST.

А тепер спробуємо визначити фізико-математичні моделі поверхневих радіаційних ефектів в біполярних транзисторах при  $\alpha$ -опроміненні. Утворення додаткових поверхневих станів (ПС) і зсув поверхневого потенціалу  $\phi_s$  внаслідок накопичення заряду в оксиді при його  $\alpha$ -опроміненні призводить до зміни кінетики рекомбінаційних процесів і розподілу електричного поля в приповерхневих областях. Внаслідок цього змінюються основні електричні параметри транзисторів: обернені струми переходів, коефіцієнт підсилення транзистора на різних частотних режимах.

Ріст швидкості поверхневої рекомбінації призводить до таких ефектів:

- зменшення коефіцієнта підсилення транзистора за рахунок збільшення поверхневої складової струму бази;
- збільшення струму, що протікає через обернено зміщені р-п-переходи;
- зміни низькочастотного шуму із спектральною густиною, що обернено пропорційна частоті  $1/f$  шуму;
- зміни часу розсмоктування носіїв із бази.

Введення додаткових швидких поверхневих станів (ШПС) призводить також до зміни кінетики накопичення і розсмоктування неосновних носіїв заряду, тобто до зміни швидкодії транзисторів.

Перерозподіл електричного поля в приповерхневих областях призводить до:

- зміни величини пробивних напруг обернено зміщених переходів;

— зміни бар’єрних і дифузійних ємностей внаслідок зміни ефективною площі переходів біля поверхні структури, що веде до зміни його амплітудно-частотної і фазово-частотної характеристик;

— зміни коефіцієнта підсилення транзистора на високій частоті та його граничної частоти.

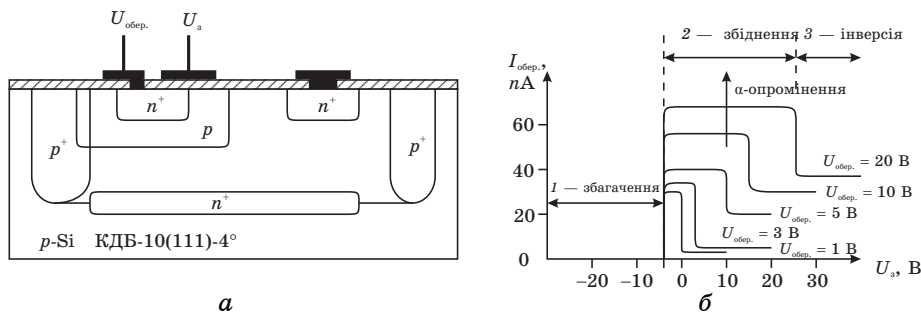
В своїх дослідженнях основну увагу зосередимо на зміні оберненого струму і коефіцієнта підсилення транзисторів. В Si-приладах обернений струм утворюється в основному за рахунок генерації носіїв в області просторового заряду [17]. Густина поверхневої складової генераційного струму визначається співвідношенням:

$$J_{\text{ген.с}} = qn_i S, \tag{27}$$

де  $J_{\text{ген.с}}$  — густина оберненого струму поверхневої генерації;  $S$  — швидкість поверхневої рекомбінації,  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  — власна концентрація носіїв.

Якщо швидкість поверхневої рекомбінації після  $\alpha$ -опромінення досягає величини  $10^5 \text{ см/с}$ , то для Si, для якого  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  значення  $J_{\text{ген.с}} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$ .

Розширення можливостей експериментальних діагностичних методик з вимірювання таких електрофізичних параметрів, як концентрація рекомбінаційних центрів, величина заряду в діоксиді кремнію та на межі Si-SiO<sub>2</sub>, швидкість поверхневої рекомбінації досягається за рахунок використання ТС біполярних транзисторів з керуючим електродом або затвором (рис. 15). Тут за допомогою поля затвора дуже чітко виявляються зони збагачення, збіднення та інверсії поверхні. При оберненій напрузі > 20 В дуже чітко видно області: 1 — збагачення (обернений струм дуже малий); 2 — збід-



**Рис. 15.** Тестова структура і ВАХ біполярного транзистора з керуючим затвором для визначення впливу режиму поверхні поділу Si-SiO<sub>2</sub> (збагачення, збіднення, інверсія) та  $\alpha$ -опромінення на величину оберненого струму: *a* — тестова структура; *б* — вольт-амперні характеристики при різних обернених зміщеннях.

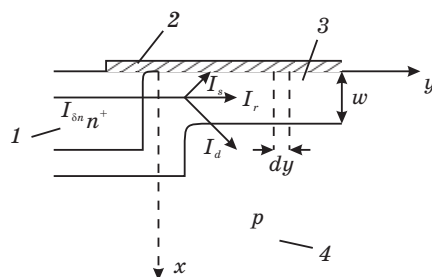
нення (під затвором уже утворюється область об'ємного заряду, що призводить до різкого зростання генераційного струму), і  $\mathcal{Z}$  — інверсії (обернений струм знову різко падає, внаслідок зменшення проміжка, в якому область об'ємного заряду контактує з оксидом). Після  $\alpha$ -опромінення генераційний струм різко збільшується і в залежності від дози приймає різні значення. Інверсія провідності базової області, що призводить до утворення таких каналних втрат між емітером і колектором, викликає сильну деградацію електричних параметрів біполярних транзисторів. Ця методика діагностичного контролю дозволяє визначити вплив різних гетерних покриттів ( $\text{ФСС}$ ,  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ ) та металізації (алюмінівовой, полікремнівовой, поліцидної) на радіаційну тривкість біполярних ІС.

Під дією  $\alpha$ -опромінення як радіаційного оброблення змінюється також і коефіцієнт підсилення біполярного транзистора. В типовій структурі  $n$ - $p$ - $n$ -транзистора з ізоляцією  $p$ - $n$ -переходом або виконаною за технологією «Ізопланар-1» зменшення коефіцієнта підсилення під дією поверхневих радіаційних дефектів проводять за рахунок збільшення радіаційних втрат на поверхні бази, що прилягає до периферії емітерного переходу і росту струму інжекції неосновних носіїв із бази в емітер в областях під оксидною плівкою. Розглянемо їх вплив окремо: струму рекомбінації в пасивній області бази та струму інжекції дірок в емітер.

Струм інжекції із бічної стінки емітерного переходу в базу можна подати у вигляді суми струмів, зумовлених рекомбінацією на поверхневих станах межі  $\text{Si-SiO}_2$   $I_s$ , рекомбінацією на глибоких пастках в збідненому шарі  $I_r$  і рекомбінацією в нейтральній пасивній базі  $I_d$  (рис. 16). Виходячи із цього, можна записати

$$dJ_{\text{Бн}} = dJ_s + dJ_r + dJ_d, \quad (28)$$

де  $dJ_s$ ,  $dJ_r$ ,  $dJ_d$  — зміни густини струмів в інтервалі  $dy$ , що зв'язані з поверхневою рекомбінацією, рекомбінацією в області



**Рис. 16.** Структура емітерного переходу біполярного транзистора і складові базового струму рекомбінації: 1 — емітер; 2 —  $\text{SiO}_2$ ; 3 — область збіднення бази; 4 — нейтральна пасивна база.



об'ємного заряду (збіднення) та в нейтральній базі. Тоді

$$dJ_s = qU_s dy; dJ_r = q \left( \int_0^w U_r dx \right) dy; dJ_d = q \left( \int_w^\infty \frac{n - n_0}{\tau_n} dx \right) dy, \quad (29)$$

де  $U_s$  — темп поверхневої рекомбінації;  $U_r$  — швидкість об'ємної рекомбінації в шарі збіднення,  $\tau_n$  — час життя електронів в пасивній базі,  $n_0$  — рівноважний рівень неосновних носіїв  $n$  в базі.

Густина базового струму  $dJ_{Bn}$  можна визначити із співвідношень:

$$dJ_{Bn} = \sqrt{J_1^2 + J_2^2 + J_3^2}, \quad (30),$$

де

$$J_1 = 2qD_n \int_0^{U_{EB}/\phi_T} Q_n U_s d\eta, \quad J_2 = 2qD_n \int_0^{U_{EB}/\phi_T} Q_n \left( \int_0^w U_r dx \right) d\eta,$$

$$J_3 = 2qD_n \int_0^{U_{EB}/\phi_T} Q_n \frac{n_i^2 L_n}{\tau_n N_{as}} (e^\eta - 1) d\eta,$$

$\eta = (E_{Fn} - E_{Fp})/kT$  — зсув Фермієвого рівня в області об'ємного

заряду (при  $y = 0$ ,  $\eta = qU_{EB}/kT$ ),  $n(w) = \frac{n_i^2}{N_{as}} e^\eta$ ,  $Q_n = q \int_0^w n(x, y) dx$ .

Як бачимо, кожна компонента густини струму залежить від добутку двох множників: перший визначається зарядом неосновних носіїв в області просторового заряду біля поверхні  $Q_n$ ; другий — темпом рекомбінації у відповідних областях ( $s$ ,  $r$ ,  $d$ , що зв'язані з поверхневою рекомбінацією, рекомбінацією в області об'ємного заряду (збіднення) та в нейтральній базі).

Для  $e^\eta \gg 1$ , що завжди має місце в транзисторі,

$$U_s = S_0 \frac{n_s p_s}{p_s + n_s} \ln \frac{p_s + n_s}{n_i}, \quad (31)$$

де  $S_0 = 2kT\sigma_{st}D_{st}v_T$  — питома швидкість поверхневої рекомбінації,  $n_s$ ;  $p_s$  — поверхневі концентрації носіїв;  $\sigma_{st}$  — переріз захоплення на поверхневі пастки;  $v_T$  — теплова швидкість.

Швидкість рекомбінації в області просторового заряду —

$$U_r = \sigma_t v_T N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i}, \quad (32)$$

де  $\sigma_t$ ,  $N_t$  — переріз захоплення і концентрація пасток в області збіднення.

Розглянутий підхід дозволяє виразити струм рекомбінації по периферії бази та емітерного переходу через чотири параметри: 1) ефективний заряд в оксиді; 2) швидкість поверхневої рекомбінації  $S_0$ ; 3) концентрацію легуючої домішки  $N_{as}$ ; 4) час життя в області пасивної бази.

Для типових планарних структур [18] густина струму визначається головним чином складовою, що зв'язана з рекомбінацією на поверхневих станах межі поділу Si-SiO<sub>2</sub> співвідношенням:

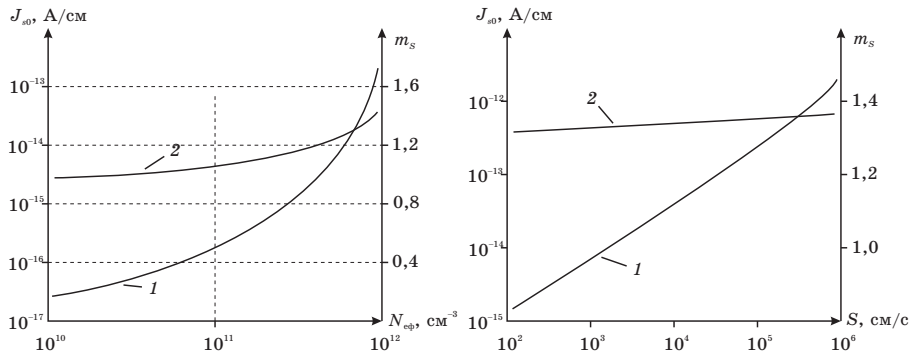
$$J_s = J_{s0} \exp\left(\frac{U_{ЕБ}}{m_s \phi_T}\right), \quad (33)$$

де величина  $m_s$  визначається зарядом в оксиді SiO<sub>2</sub>;  $J_{s0}$  — залежить як від заряду в оксиді, так і швидкості поверхневої рекомбінації. На рисунку 17 надані залежності  $J_{s0}$  і  $m_s$  як функції заряду в оксиді  $N_{еф}$  та швидкості поверхневої рекомбінації.

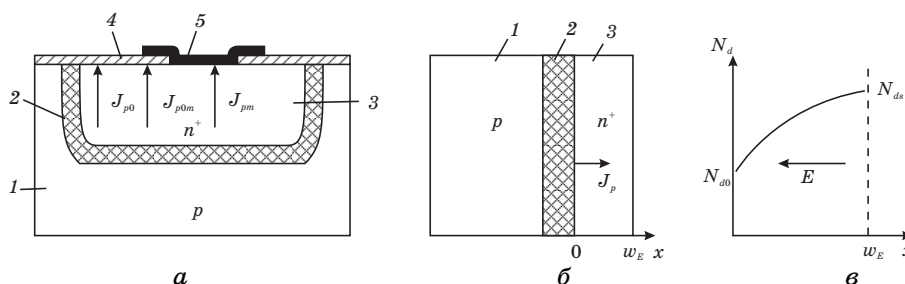
Вплив  $\alpha$ -опромінення (дозы) на величину  $m$ -фактора розглянемо дещо нижче при аналізі експериментальних даних. А тепер повернемося до впливу струму інжекції дірок із бази в емітер.

Необхідність врахування струму інжекції при розгляді поверхневих радіаційних ефектів зв'язано із ефектом звуження ширини забороненої зони при великих ступенях легування емітерної області, що ведеться для збільшення ефективності емітера. Так звуження забороненої зони при концентраціях донорної домішки в емітері до  $10^{19}$ – $10^{21}$  см<sup>-3</sup> і сприяє зростанню струму інжекції дірок в базу. Саме з цим зв'язаний той факт, що коефіцієнт підсилення транзисторів практично повністю визначається ефективністю емітера [17, 18].

Як правило, високий ступінь легування емітера одночасно супроводжує як зменшення глибини залягання емітерного переходу,



**Рис. 17.** Залежність струму насичення  $J_{s0}$  і  $m$ -фактора від густини ефективного заряду в оксиді  $N_{еф}$  та швидкості поверхневої рекомбінації  $S$ : (1 —  $J_{s0}$ , 2 —  $m_s$ );  $N_{еф}$  і  $S$  змінювали  $\alpha$ -опроміненням.



**Рис. 18.** Структура емітерного переходу (а), область об’ємного заряду (б) і розподіл донорних домішок (в): 1 — база (p); 2 — область об’ємного заряду; 3 — емітер (n<sup>+</sup>); 4 — SiO<sub>2</sub>; 5 — металізація Al.

так і витіснення емітером бази, а захованим шаром — колекторної області. Поверхню емітера можна розділити на області, які є покриті металом і оксидом, причому частина оксиду теж покрита металом (рис. 18). В цьому випадку струм інжекції дірок із бази в емітер буде визначатись наступним співвідношенням:

$$I_p = J_{p0}A_0 + J_{p0m}A_{0m} + J_{pm}A_m, \quad (34)$$

де  $I_p$  — повний струм інжекттованих дірок;  $A_0, A_{0m}, A_m$  — площі емітерної області, покритої оксидом, металізованої частини оксиду над емітером та омичного контакту;  $J_{p0}, J_{p0m}, J_{pm}$  — їх відповідні густини.

Швидкість поверхневої рекомбінації в даних трьох областях бази є різною. До опромінення вона мінімальна над оксидною плівкою і максимальна під областю металізації. Різниця швидкостей поверхневої рекомбінації під відкритим оксидом і покритим металом зв’язана з різною величиною поверхневого потенціалу в цих областях  $\phi_s$ . Після опромінення швидкість поверхневої рекомбінації під оксидом значно зростає, а під металом залишається на цьому ж рівні. Тому струм інжекції дірок під шаром оксиду при опроміненні зміниться. Якщо емітер виконаний із легованого (P, As) полікремнію, то введення поверхневих радіаційних дефектів опроміненням призводить вже до помітної зміни швидкості рекомбінації по всій площі емітера.

Обчислимо струм інжекції дірок для довільної величини швидкості поверхневої рекомбінації. Якщо донорна домішка  $N_d$  в емітерній області розподілена за Гавсовим законом (це завжди має місце),

$$N_d = N_{ds} \exp \left[ - \left( \frac{w_E - x}{L_d} \right)^2 \right], \quad (35)$$

де  $N_{ds}$  — поверхнева концентрація донорної домішки,  $w_E$  — ширина нейтральної області емітера,  $L_d$  — характеристична довжи-

на донорної домішки.

На рисунку 18, в початок координат співпадає з межею області просторового заряду емітерного переходу, а поверхня емітера відповідно має координату  $x = w_E$ .

Як правило, поверхнева концентрація  $N_{дс}$  емітерної домішки (Р, Аs) складає  $10^{20}$ – $10^{21}$   $\text{см}^{-3}$ , а значення  $N_{дс}$  домішки в області збіднення емітерного переходу складає  $10^{17}$ – $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ . Такий перепад концентрацій викликає ефект звуження ширини забороненої зони внаслідок появи «хвоста» густини домішкових станів. Експериментальні дані, що дають величини звуження ширини забороненої зони для  $n$ - і  $p$ -Si, подано на рис. 19 [19].

Для концентрацій  $10^{17}$ – $10^{20}$   $\text{см}^{-3}$  звуження можна подати функцією:

$$\Delta E_q = E_q \left( \ln \frac{N}{N_d} \right)^{K_q}, \quad (36)$$

де  $E_q$ ,  $N_d$ ,  $K_q$  — коефіцієнти апроксимації, які рівні для  $n$ -Si: ( $E_q = 18 \cdot 10^{-3}$  еВ,  $N_d = 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $K_q = 1$ ); для  $p$ -Si ( $E_q = 4,2 \cdot 10^{-3}$  еВ,  $N_d = 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $K_q = 1,85$ ). Звуження забороненої зони кремнію викликає також зміну концентрації власних носіїв заряду:

$$n_i^2 = n_{i0}^2 \exp(\Delta E_q / kT), \quad (37)$$

де  $n_{i0} = 1,5 \cdot 10^{10}$   $\text{см}^{-3}$ .

Густина інжектованих в емітер дірок із бази буде визначатися із сумісного розв'язку рівнянь дифузійного та генераційно-рекомбінаційних процесів:

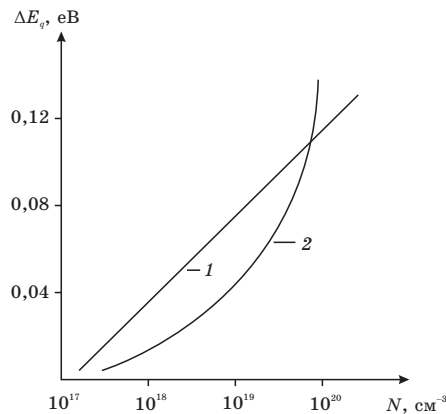


Рис. 19. Залежність величини звуження ширини забороненої зони від рівня легування Si: 1 —  $p$ -Si; 2 —  $n$ -Si.

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} + \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0, \quad (38)$$

де  $p$ ,  $\mu_p$ ,  $D_p$ ,  $\tau_p$  — концентрація, рухливість, коефіцієнт дифузії і час життя дірок;  $E$  — напруженість електричного поля;  $p_0$  — рівноважна концентрація дірок.

При нерівномірному легуванні емітерної області в емітері діє сильне гальмівне електричне поле, величина якого визначається із співвідношення [19]:

$$E = \phi_T \left[ \frac{1}{n_i^2} \frac{dn_i^2}{dt} - \frac{1}{N_d} \frac{dN_d}{dx} \right], \quad (38')$$

яке з врахуванням ефекту звуження ширини забороненої зони приймає вигляд:

$$E = \frac{2\phi_T}{L_d^2} (w_E - x) \left[ \frac{E_G K_G}{kT} \left( \ln \frac{N_d}{N_q} \right)^{K_q - 1} - 1 \right]. \quad (39)$$

Графічно це виглядає так (див. рис. 20).

Поблизу емітерного переходу електричне поле  $E$  є гальмівним (обл. I), а починаючи з деякого граничного значення  $x_{гр}$ , міняє знак і стає пришвидшувальним. Значення граничної координати і концентрації донорної домішки в точці  $x_{гр}$  виразимо співвідношенням

$$x_{гр} = w_E - L_d \sqrt{\ln \frac{N_{as}}{N_G} - \left( \frac{kT}{E_q K_q} \right)^{1/(K_q - 1)}}, \quad N_d(x_{гр}) = N_q \exp \left[ \left( \frac{kT}{E_G K_q} \right)^{1/(K_q - 1)} \right], \quad (40)$$

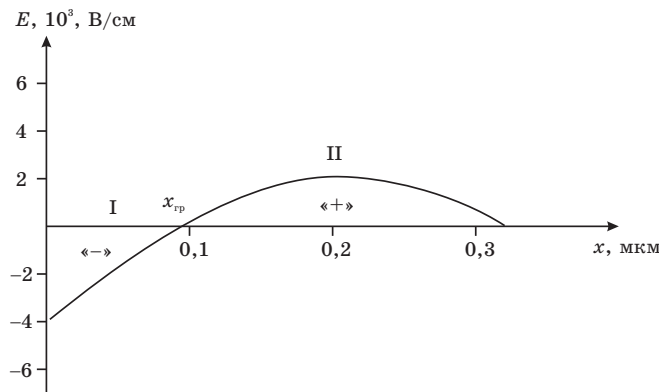


Рис. 20. Зміна напруженості електричного поля в області емітера.

В області I, де діє гальмівне поле, залежність напружености електричного поля від координати апроксимується виразом:

$$E = E_{\text{макс}} \left( \frac{x}{x_{\text{гp}}} - 1 \right), \quad (41)$$

де  $E_{\text{макс}}$  — це поле  $|E|$  при  $x = 0$ .

$$E_{\text{макс}} = \frac{2\phi_T}{L_d^2} w_E \left[ 1 - \frac{E_q K_q}{kT} \left( \ln \frac{N_{d0}}{N_q} \right)^{K_q - 1} \right].$$

Час життя носіїв заряду (дірок) в емітері  $\tau_p$  зв'язаний із рекомбінацією на пастках  $\tau_n$  і Оже-рекомбінацією  $\tau_{\text{оже}}$  [19]

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{\text{оже}}},$$

де  $\tau_{\text{оже}} = \frac{1}{C_n N_d^2}$ ,  $C_n = 2,8 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ .

В області II емітера, де поле є пришвидшувальним, рекомбінація проходить за Оже-механізмом, а в області I, де поле гальмівне, — рекомбінацією на пастках. Тому для області II можна вважати  $\tau_p = \tau_{\text{оже}}$ .

На поверхні емітера рекомбінація визначається вже швидкістю рекомбінації  $S_p$ . Тоді густину струму інжекції дірок із бази в високолеговану область емітера можна подати виразом [19]:

$$J_p = J_{p0} \exp(U_{\text{EB}}/\phi_T), \quad (42)$$

де  $J_{p0} = J_{01} + J_{02} + J_{0s}$  — густина струму насичення, що рівна сумі струмів рекомбінації в області I —  $J_{01}$ ; в області II —  $J_{02}$ ; і струму рекомбінації на поверхні емітера  $J_{0s}$  і визначаються наступними співвідношеннями:

$$J_{01} = q \frac{n_{iE}^2}{\tau_n N_{d0}} \frac{1}{1 + K_3} \int_0^{x_{\text{гp}}} \exp \left[ \frac{K_1 x}{2} (x - 2x_{\text{гp}}) \right] \left[ 1 + K_3 \frac{\text{erf} \sqrt{\frac{K_1}{2}} (x_{\text{гp}} - x)}{\text{erf} \sqrt{\frac{K_1}{2}} x_{\text{гp}}} \right] dx;$$

$$J_{02} = q \frac{n_{iE}^2}{N_{d0}} \exp \left( -\frac{K_1 x_{\text{гp}}^2}{2} \right) \frac{K_2}{(1 + K_3) \left( 1 + \frac{w_E - x_{\text{гp}}}{D_{p2}} S_p \right)};$$

$$J_{0s} = q \frac{n_{iE}^2}{N_{d0}} \exp\left(-\frac{K_1 x_{gp}^2}{2}\right) \frac{S_p}{(1 + K_3) \left(1 + \frac{w_E - x_{gp}}{D_{p2}} S_p\right)};$$

$\tau_n$  — час життя дірок в області гальмівного поля I;

$$K_1 = \frac{E_{\max}}{\Phi_T x_{gp}};$$

$$K_2 = C_n N_{ds}^2 L_d \sqrt{\frac{\pi}{8}} \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \frac{w_E - x_{gp}}{L_d}\right) + C_n N_{ds}^2 \frac{S_p L_d^2}{4D_{p2}} \operatorname{erf}\left\{1 - \exp\left(-2\left(\frac{w_E - x_{gp}}{L_d}\right)^2\right)\right\};$$

$$K_3 = \frac{(K_2 + S_p) \operatorname{erf}\sqrt{\frac{K_1}{2} x_{gp}}}{\sqrt{\frac{2K_1}{\pi}} D_{p1} \left(1 + \frac{w_E - x_{gp}}{D_{p2}} S_p\right)};$$

$D_{p1}, D_{p2}$  — усереднені значення коефіцієнтів дифузії дірок в областях I і II відповідно.

Аналіза одержаних закономірностей показує, що струм інжекції дірок із бази в емітер суттєво залежить від швидкості рекомбінації дірок на поверхні  $S_p$  емітера.

Якщо взяти зміну  $S_p = 0$ , що відповідає відбиваючому контакту, до значення  $S_p = \infty$  при вбираючому контакті, густина струму інжекції дірок змінюється монотонно. Розрахунок, проведений для  $N_{ds} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{d0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $w_E = 0,4 \text{ мкм}$  для  $S_p = 0$  і  $S_p = \infty$  дає наступні графічні залежності: 1 —  $J_{p0}$  при  $S_p = \infty$ ; 2 —  $J_{p0}$  при  $S_p = 0$ ; 3 —  $J_{0s}$  при  $S_p = \infty$ ; 4 —  $J_{01}$  при  $S_p = \infty$ ; 5 —  $J_{02}$  при  $S_p = \infty$ .

Основний внесок струмів рекомбінації в області гальмівного поля  $J_{01}$ , в області Оже-рекомбінації  $J_{02}$  і поверхневої рекомбінації  $J_{0s}$  складають: 20, 10 і 70% для  $N_{d0} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 10, 15, 75% для  $N_{d0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 5, 20, 75% для  $N_{d0} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При  $S_p = 0$  складова  $J_{0s} = 0$ , а відносна доля струмів рекомбінації в областях I і II дорівнює: 40, 60% для  $N_{d0} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 10, 90% для  $N_{d0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 5, 95% для  $N_{d0} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Основний внесок у струм насичення дає область Оже-рекомбінації.

### 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНИХ ЕФЕКТІВ В БІПОЛЯРНИХ ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМАХ. КОНСТРУКТОРСЬКО-ТЕХНОЛОГІЧНІ АСПЕКТИ ПІДВИЩЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ ТРИВКОСТІ БІПОЛЯРНИХ ІС

На всіх етапах виробництва і випробувань напівпровідникових при-

ладів і інтегральних схем опромінення призводить до утворення і відпалу дефектів структури, а також до релаксації нерівноважних атомових конфігурацій і активацій різних квазіхімічних реакцій [20].

Опромінення монокристалічного кремнію  $\alpha$ -,  $\beta$ - чи  $\gamma$ -променями дає можливість впливати на зміну електрофізичних параметрів приладових структур ВІС. У випадку кремнію основною дією йонізуючого опромінення є генерація електронно-діркових пар, які змінюють електрофізичні параметри структур ВІС [21].

При виготовленні ВІС у субмікронній технології використовують ряд радіаційних технологічних процесів: електронну, йонну, Рентгенову літографію, йонну імплантацію, ультрафіолетове експону-

**ТАБЛИЦЯ 1.** Енергетичні рівні в Si при його опроміненні  $\alpha$ -частинками.

<i>n</i> -кремній			<i>p</i> -кремній		
Пік	$\Delta E$ , eV	$\sigma_n \cdot 10^{-12}$ , см <sup>2</sup>	Пік	$\Delta E$ , eV	$\sigma_p \cdot 10^{-15}$ , см <sup>2</sup>
$E_1$	$0,12 \pm 0,01$	$(5-60) \cdot 10^{-6}$	$H_0$	$E_v + 0,13$	4,8
$E_1$	$0,16 \pm 0,015$	$(3-90) \cdot 10^{-4}$	$H_2$	$E_v + 0,29$	25
$E_2$	$0,21 \pm 0,02$	$(1-8) \cdot 10^{-4}$	$H_3$	$E_v + 0,55$	10
$E_2$	$0,38 \pm 0,03$	$(6-25) \cdot 10^{-5}$	$H_4$	$E_v + 0,35$	1-3
$E_3$	$0,44 \pm 0,03$	$(1-4) \cdot 10^{-3}$	$H_5$	$E_v + 0,20$	1,1
$E_4$	$0,48 \pm 0,05$	(1-15)	$H_6$	$E_v + 0,22$	2
			$H_7$	$E_v + 0,26$	2,1

**ТАБЛИЦЯ 2.** Експлуатаційні характеристики радіаційної устави АОИС-17Б.

№ п/п	Параметри	Значення параметра
1	Площа робочого вікна джерела	15 см <sup>2</sup>
2	Активність джерела опромінення АИПЕЛ-3	5,5(0,15)ГБ, (Ки)
3	Потік зовнішнього $\alpha$ -опромінення	> 1,0 мВт
4	Енергія вихідного $\alpha$ -опромінення	4,5-5,0 МеВ
5	Густина потоку $\alpha$ -частинок із джерела	$5 \cdot 10^7$ с <sup>-1</sup> ·см <sup>-2</sup>
6	Поверхнева нерівномірність опромінення	< 20%
7	Загальна активність опромінювача	3,5 Ки
8	Діапазон регулювання віддалі між об'єктом (Si-пластиною) і опромінювачем	5-20 см
9	Температура при опроміненні	120-150°C
10	Рівень гальмівного випромінення на зовнішній поверхні	1,4 мР/Г
11	Кількість оброблюваних Si-пластин $\varnothing 150$ мм	10 шт.
12	Доза опромінення	$10^{10}-10^{14}$ см <sup>2</sup>



вання, електронно-променеве напорошення контактних металів, плазмохемічне осадження діелектриків і металів, підгонку порогових напруг і коефіцієнта підсилення йонним легуванням або  $\alpha$ -опроміненням. Величина дози вбирання  $D_n$  йонізуючого випромінювання за один технологічний цикл може складати  $10^4$ – $10^8$  рад. Оскільки довжина вільного пробігу електронів і  $\alpha$ -частинок, що використовуються в таких процесах, складає 0,2–8 мкм, то частина електронів або  $\alpha$ -частинок буде йонізувати як діелектрик, так і напівпровідник. Надзвичайно важливим для радіаційної технології є дослідження накопичення заряду в діелектрику і зміни концентрації носіїв заряду в області просторового заряду  $p$ – $n$ -переходу чи МОН-структури, розглянутих нами вище.

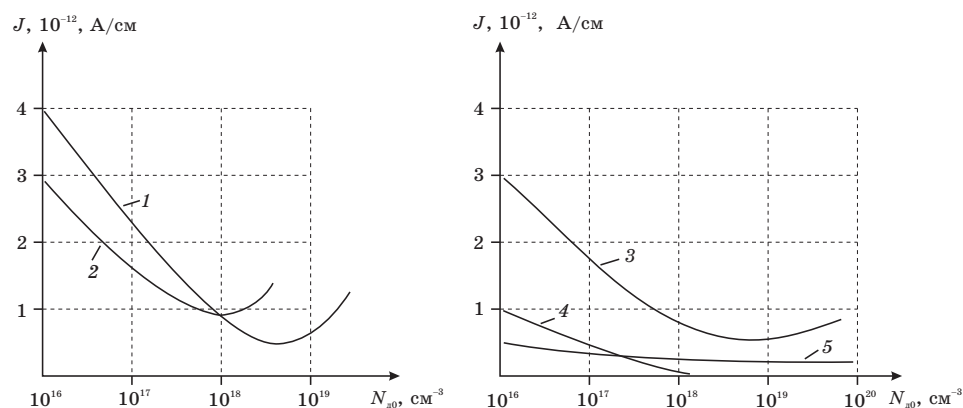
При опроміненні кремнію зарядженими частинками високих енергій ( $\alpha$ -частинками чи променями) утворюється неоднорідний по глибині розподіл радіаційних дефектів (РД), які можна використати для локальної зміни параметрів напівпровідника і створених на їх основі приладових структур.

Методами нестаціонарної спектроскопії глибоких рівнів (DLTS) в  $n$ - і  $p$ -Si визначено енергетичні рівні ( $E_i$ ,  $H_i$ ) і перерізи захоплення носіїв заряду ( $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$ ) дефектів, що генеруються  $\alpha$ -частинками (табл. 1) [22].

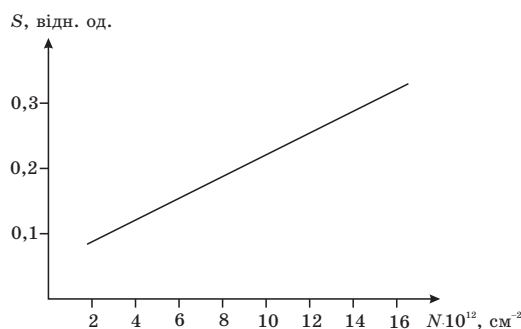
Радіаційне оброблення приладових структур ВІС (як біполярних, так і МОН-структур) проводилось на спеціально розробленій установі АОИС-17Б з використанням тестових структур і радіонуклідних джерел  $\alpha$ -опромінення  $^{238}\text{Pu}$ , що забезпечувала стабільність параметрів поля опромінення, дозові зміни режимів опромінення, високу технологічність і чистоту процесу. Технічні характеристики установи наведені в табл. 2.

Устава  $\alpha$ -опромінення АОИС-17Б виконана на базі напорошувальної установи УВН-75Р2 і містить опромінювач із  $\alpha$ -джерелом, камеру опромінення з вікном для візуального спостереження, систему вакуумного відсмоктування, пульт управління з радіометричним приладом з давачем детектування  $\alpha$ - і  $\gamma$ -променів. Попередньо устава калібрувалася за допомогою дозиметричних (полімерних) плівок типу ЦДП-4-2, у яких після  $\alpha$ -опромінення за допомогою спектрометра СФ-26 фіксувалася оптична щільність в залежності від інтегрального потоку  $\alpha$ -частинок для конкретних джерел АИПЕЛ-3, АИПЕЛ-4 (рис. 22).

Кремнієві пластини  $\varnothing 100(150)$  мм із структурами ВІС опромінювали на установі АОИС-17Б несфокусованим потоком  $\alpha$ -частинок з енергією 5,0–5,5 МеВ від джерела АИПЕЛ-3 ( $\text{Pu}^{238}$ ) при кімнатній температурі. Для одержання необхідних величин електрофізичних параметрів густина  $\alpha$ -потoku складала  $5 \cdot 10^7$  см<sup>2</sup>/в·с дози  $1,2 \cdot 10^{10}$ – $1,4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Висока рівномірність і стабільність опромінення досягалась за рахунок термостабілізації  $\alpha$ -джерела, обертання підкладкотримача і вакуумної системи відсмоктування.



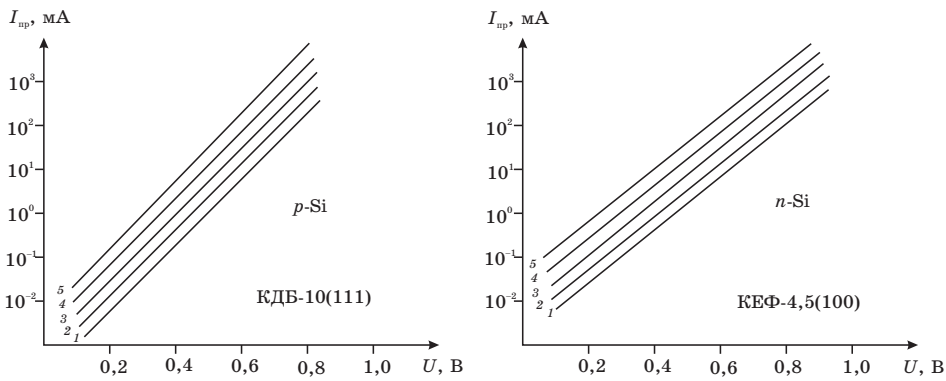
**Рис. 21.** Залежність складових густини струму насичення інжектованих дірок із бази в емітер від концентрації донорів на межі емітерного переходу: 1 —  $J_{p0}$  при  $S_p = \infty$ ; 2 —  $J_{p0}$  при  $S_p = 0$ ; 3 —  $J_{0s}$  при  $S_p = \infty$ ; 4 —  $J_{01}$  при  $S_p = \infty$ ; 5 —  $J_{02}$  при  $S_p = \infty$ .



**Рис. 22.** Калібрувальний графік залежності оптичної густини дозиметричної плівки ЦДП-4-2 від потоку  $\alpha$ -частинок джерела АИПЕЛ-3.

Зміну характеристик кремнієвих  $p$ - $n$ -переходів біполярних транзисторів під дією  $\alpha$ -частинок досліджували на спеціально сформованих тестових структурах з використанням стандартної технології ІС серії 140. ВАХ  $p$ - $n$ -переходів вимірювали в інтервалі струмів  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  А (прямі гілки — ПГ) і  $10^{-8}$ – $10^{-5}$  А (зворотні гілки — ЗГ) при зміні напруги від 0 до 1,5 В.

Експериментальні залежності ВАХ для діодних структур до і після опромінення різними дозами зображені на рис. 23. Для неопромінених зразків  $m$ -фактор ( $m = 1,23$  для  $p$ -Si і  $m = 1,41$  для  $n$ -Si) вказує на переважаючу роль дифузійної складової для  $p$ -Si і значний вклад генераційно-рекомбінаційних процесів для  $n$ -Si. При опроміненні  $\alpha$ -частинками таких ТС по глибині структур та в оксиді утворюються неоднорідні за розподілом радіаційні дефекти (РД), які



**Рис. 23.** Прямі ВАХ  $p-n$ -переходів із радіаційним обробленням  $\alpha$ -частинками з потоком  $\varnothing 10^{12} \text{ см}^{-2}$ : 1 —  $\varnothing = 0$ ; 2 —  $\varnothing = 1,8$ ; 3 —  $\varnothing = 3$ ; 4 —  $\varnothing = 5$ ; 5 —  $\varnothing = 14$ .

суттєво впливають уже на генераційно-рекомбінаційні процеси. Поява радіаційних дефектів з рівнями  $E_1, E_2, E_3$ , які виявляють акцепторну дію, призводить до зменшення провідності базової області ( $n$ -Si). Однак при дозі  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  спостерігається зниження  $m$ -фактора з величини  $m = 1,41$  до  $1,34$ , що вказує на переважаючу вже роль дифузійної складової струму. Із збільшенням дози до  $18 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$   $m$ -фактор збільшується вже до величини  $m = 1,59$ , що вказує на переважаючу роль генераційно-рекомбінаційних процесів в  $p-n$ -переходах інтегральних транзисторів.

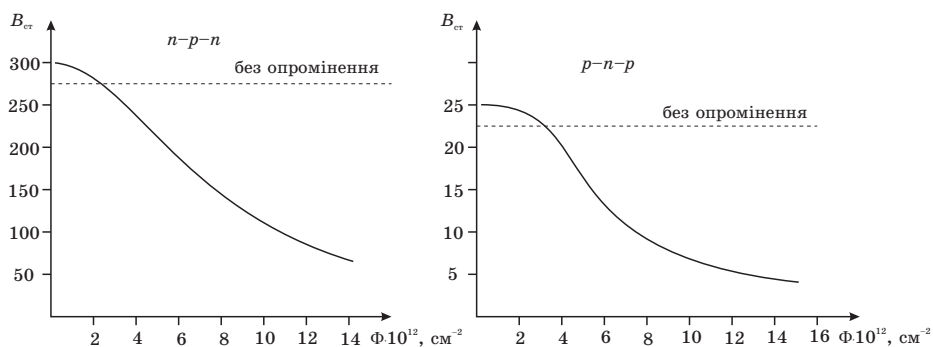
У зразках на основі  $p$ -Si утворення РД, що згенерувалися  $\alpha$ -частинками, призводить до появи рівнів  $E_v$ :  $+0,2 \text{ eV}, +0,29 \text{ eV}, +0,55 \text{ eV}$ . З ростом дози опромінення до  $18 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$   $m$ -фактор зростає з  $m = 1,23$  до  $m = 1,49-1,51$ , що вказує на збільшення генераційно-рекомбінаційних процесів. Лінійність гілок ВАХ може бути апроксимована виразами:

$$m = 1,23 + 0,111\varnothing \text{ для } p\text{-Si}, m = 1,41 + 0,127\varnothing \text{ для } n\text{-Si}. \quad (43)$$

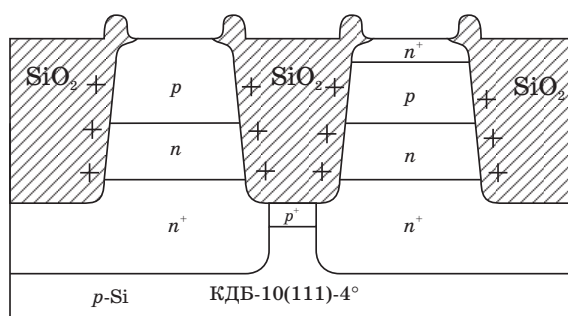
Обернені гілки ВАХ описуються залежністю  $I = AU^B$ , де показник  $B = 0,42-0,45$ ; і константа  $A = 2,2-2,6$ , що вказує на переважаючу роль генераційно-рекомбінаційних процесів. Підтвердженням цьому є зменшення часу життя носіїв заряду з  $240-360 \text{ мс}$  до  $12-86 \text{ мс}$  для дірок і з  $86-104 \text{ мс}$  до  $6-15 \text{ мс}$  для електронів.

Додатково досліджувались ТС із сформованими біполярними транзисторами:  $n-p-n$  і  $p-n-p$ -типів. Слід відзначити великий вплив  $\alpha$ -опромінення на величину коефіцієнта підсилення  $B_{ст}$  (рис. 24).

При  $\alpha$ -опроміненні із-за рекомбінаційних процесів у базі різко зменшується коефіцієнт підсилення транзисторів  $B_{ст}$  і майже не змінюється коефіцієнт підсилення на високій частоті ( $f = 100 \text{ МГц}$ ,



**Рис. 24.** Зміна коефіцієнтів підсилення  $n-p-n$  і  $p-n-p$  інтегральних транзисторів в залежності від дози  $\alpha$ -опромінення.



**Рис. 25.** Інтегральна мікроелектронна структура з ізопланарною ізоляцією елементів.

де  $|\beta| = 8-10$ ). Це вказує на високу ефективність використання цієї методи в біполярній технології ВІС для цілеспрямованого керування параметрами транзисторів без зменшення їх швидкодії, особливо  $p-n-p$ -типу. Крім цього, дана метода використовувалася для оцінки радіаційної тривкості конструкторсько-технологічних варіантів реалізації субмікронних структур ВІС, а саме дікед-технології, планарно-епітаксійної з ізоляцією  $p-n$ -переходом та оксинітридною пасивацією, ізопланарною технологією з льокальною епітаксією та багатозарядною імплантацією.

Використання ізопланарної ізоляції (рис. 25) дозволяє зменшити поздовжні геометричні розміри транзисторних структур, наблизив їх до субмікронного рубежу проекційної літографії. Однак ізопланарні структури теж мають ряд специфічних властивостей, так як оксидна плівка в таких структурах контактує з активною областю бази та ізолюючою підкладкою  $p$ -типу (КДБ-10), внаслідок чого радіаційні дефекти на межі оксид-напівпровідник сильно впливають на характеристики транзисторів. В результаті йонізуючого  $\alpha$ -опромінен-

ня зростає заряд в оксиді та накопичуються поверхневі стани, які спричиняють наступне:

— утворення каналних струмів втрат між колектором і емітером за рахунок інверсії провідності базової  $p$ -області, що прилягає до стінок оксиду;

— виникнення каналних струмів втрат між окремими ізолюючими областями внаслідок інверсії провідності підкладки під даною частиною оксиду між двома  $n^+$ -захованими областями;

— поява ефекту нерівномірного розподілу струму, що інжектується емітером, у прилягаючі до оксиду області до настання інверсії провідності;

— збільшення рекомбінаційних втрат на бічних стінках оксиду.

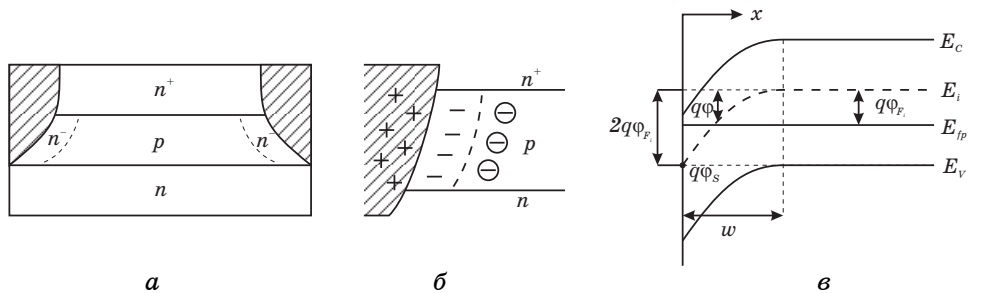
Поява таких ефектів зумовила подальший розвиток ізопланарної технології в частині підвищення її радіаційної тривкості при переході в субмікронний діяпазон, що наблизило її по величині радіаційної тривкості до дікед-технології.

Розглянемо ці конструкторсько-технологічні аспекти ізопланарної технології.

1. Умова утворення інверсного провідного шару для однорідно легованої бази при нульовому зміщенні на переході емітер-база. Нехай в оксиді на межі з напівпровідником локалізований деякий ефективний заряд, що відповідає позитивному заряду в діелектрику і заряду поверхневих станів на межі Si-SiO<sub>2</sub>. Під дією цього сумісного заряду в базовій області виникає електричне поле, перпендикулярне до стінки оксиду і проходить згин енергетичних зон (рис. 26).

Для густини струму дірок, що направлений до пристінної області бази, буде визначатися як

$$J_p = q\mu_p E_x - qD_p \frac{dp}{dx} = 0, \tag{44}$$



**Рис. 26.** Явище інверсії провідності в ізопланарній структурі в пристінних областях бази:  $a$  — структура з інверсією бази;  $b$  — баланс заряду в приповерхневій області бази;  $c$  — зонна діаграма області бази.

звідки визначимо величину електричного поля  $E_x = \frac{\phi_T}{p} \frac{dp}{dx}$ .

З іншої сторони, об'ємний заряд і електричне поле зв'язані між собою Пуассоновим рівнянням:

$$\frac{dE_x}{dx} = q \frac{p - n - N_a}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (45)$$

де  $Q(x) = q(p - n - N_a)$  — об'ємний заряд в напівпровіднику, що утворюється за рахунок дії електричного поля.

Враховуючи ці два вирази та  $pn = n_i^2$ , одержуємо

$$E_x dE_x = \frac{q\phi_T}{\epsilon \epsilon_0} \left( 1 - \frac{N_a}{p} - \frac{n_i^2}{p^2} \right) dp. \quad (46)$$

Інтегруючи ліву частину від 0 до  $E_s$ , а праву — від  $N_a$  до  $p_s$ , де  $E_s$  і  $p_s$  — напруженість поля і концентрація дірок на межі з оксидом, маємо:

$$E_s = \frac{\sqrt{2}\phi_T}{L_d} \sqrt{\frac{p_s}{N_a} - 1 + \ln \frac{N_a}{p_s} + \left( \frac{N_a}{p_s} - 1 \right) \frac{n_i^2}{N_a}}, \quad (47)$$

де  $L_d = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{qN_a}} \phi_T$  — Дебайова довжина, а умова створення каналу

$$\epsilon p_s = \frac{n_i^2}{N_a}$$

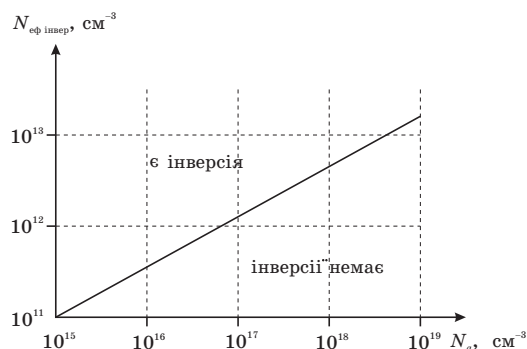
$$E_s = \frac{2\phi_T}{L_d} \sqrt{\ln \frac{N_a}{n_i}} = \frac{Q_{\text{еф}}}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (48)$$

Звідси

$$(Q_{\text{еф}})_{\text{інв}} = 2\sqrt{kT\epsilon\epsilon_0 N_a \ln \frac{N_a}{n_i}}, \quad N_{\text{еф}} = \frac{Q_{\text{еф}}}{q}, \quad (N_{\text{еф}})_{\text{інв}} = 2\sqrt{\phi_T \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} N_a \ln \frac{N_a}{n_i}}. \quad (49)$$

Тобто ефективна густина заряду в оксиді, при якій проходить утворення каналу інверсії, визначається ступенем легування базової області. Для різних концентрацій акцепторів в базі  $N_a$  ефективна густина заряду в оксиді, що спричиняє інверсію, графічно виглядає так (рис. 27). Як бачимо, для усунення інверсії треба збільшувати ступінь легування бази.

Ефективним способом усунення цього ефекту  $\epsilon$ : 1) двостадійний процес формування локального оксиду — окиснення в сухому кисні + окиснення за підвищеного тиску на уставі термокомпресійного



**Рис. 27.** Залежність ефективної густини заряду в оксиді, при якій проходить інверсія базової області, від рівня її легування.

окиснення «Термоком». Окиснення в сухому кисні знижує густину поверхневого заряду  $< 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; 2) легування бази слід проводити багатозарядною імплантацією, що зміщує максимум концентраційного профілю вглибину базової області і забезпечує усунення інверсії.

Ширина області збіднення досягає максимального значення при інверсії провідності і є рівною:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_a} 2\phi_{F_i}}, \tag{50}$$

де  $\phi_{F_i} = \phi_T \ln \frac{N_a}{n_i}$ ,  $Q_{\text{еф}} = Q_a + Q_n$  — сума заряду акцепторних домішок і заряду електронів в каналі.

Якщо  $Q_a = qN_a w = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 N_a (2\phi_{F_i} \pm U_{\text{ЕБ}})}$ , де  $2\phi_{F_i} \pm U_{\text{ЕБ}}$  — значення поверхневого потенціалу з врахуванням дії Si-підкладки, то струм каналу (польового транзистора) (рис. 28) виразиться через заряд в каналі як [17]:

$$I_{\text{канал}} = Z\mu_n Q_n U_{\text{КЕ}} / w_B, \tag{51}$$

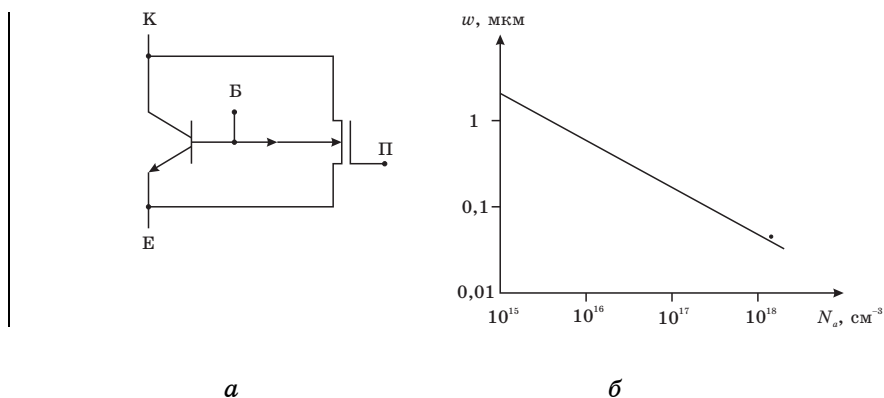
де  $Q_n = Q_{\text{еф}} - Q_a$ ,  $Z$  — ширина каналу;  $w_B$  — довжина базової області;  $\mu_n$  — рухливість електронів;  $U_{\text{КЕ}}$  — напруга  $U_{\text{КЕ}}$  біполярного транзистора. Тоді

$$I_{\text{канал}} = \frac{Z}{w_B} \mu_n U_{\text{КЕ}} \left[ Q_{\text{еф}} - \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 q N_a (2\phi_{F_i} - U_{\text{ЕБ}})} \right]. \tag{52}$$

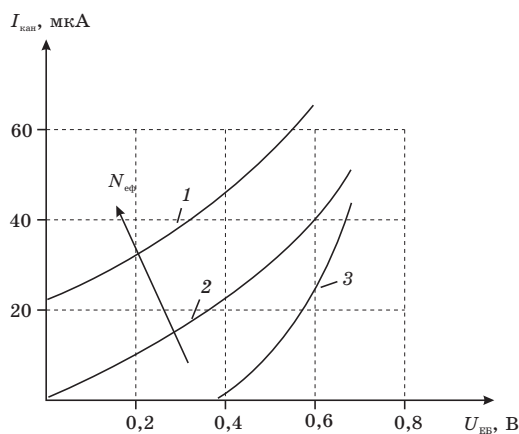
Це дуже важливий висновок, який підтверджений експериментально і за допомогою співвідношення (52); використовуючи тесто-

вий транзистор, ми можемо в ході технологічного процесу визначати як ефективний заряд в окисі  $Q_{\text{еф}}$ , так і рухливість електронів. Для цього достатньо виміряти струм каналу для двох напруг  $U_{\text{ЕБ}}$  і  $U_{\text{КЕ}}$  та скласти систему двох рівнянь. Ця залежність має наступний вигляд (рис. 29).

2. Утворення струму каналу між захованими  $n^+$ -шарами виявляється як збільшення вхідного струму логічного вентиля при високому рівні напруги на вході  $I_{\text{вх}}^{(1)}$  [23]. Із рисунка 25 видно, що на вхідну характеристику впливає струм паразитного МОН-транзистора, утво-



**Рис. 28.** Індукування каналу між емітером і колектором біполярного транзистора за рахунок модуляції каналу польового транзистора (а) та залежність максимальної області збіднення при інверсії від ступеня легування бази (б).



**Рис. 29.** Залежність струму каналу від напруги  $U_{\text{ЕБ}}$  для тестового транзистора:  $Z/w_{\text{Б}} = 50$ ;  $N_{\text{а}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $\mu_{\text{п}} = 300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ;  $2\phi_{\text{Е}} = 0,69$ ;  $U_{\text{КЕ}} = 1 \text{ В}$ ; 1 —  $N_{\text{еф}} = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; 2 —  $N_{\text{еф}} = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; 3 —  $N_{\text{еф}} = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .



реного охоронною областю  $p^+$  та польовим товстим оксидом. Це має місце в схемах різних світових фірм: «Fairchild», «Signetics», «Motorola», «Texas Instruments». Зменшити величини струму втрат між захованими  $n^+$ -областями можна за допомогою наступних технологічних рішень:

— використанням високолегованого  $p^+$ -шару в донній частині оксиду, сформованого багатозарядною імплантацією бору ( $B^{++}$ ), або формуванням ретроградної охоронної  $p^+$ -області;

— заміна  $p^+$ -області на область  $p^+$ -область леговану цезієм ( $Cs^+$ ). Мала рухливість цих йонів забезпечує високий рівень порогових напруг паразитного транзистора;

— введенням в оксид від'ємного заряду за рахунок галогенів, наприклад  $F^-$ ;

— зменшенням позитивного заряду в оксиді попереднім оксидуванням донної частини охоронних областей в сухому кисні.

3. Ефект нерівномірного розподілу струму інжекції емітера. Цей ефект створюється за рахунок позитивного заряду, що створює збіднення граничних областей бази  $n-p-n$ -транзисторів з пристінковим емітером (рис. 30) основними носіями  $p$  і збагачення неосновними  $n$ .

Строге рішення даної задачі вимагає розгляду дво- або тривимірного моделю. Для спрощення розрахунків будемо використовувати двовимірне наближення, вважаючи, що електрони, які інжектуються в базу із емітера, рухаються лише по осі  $y$ , а вплив заряду в оксиді відображується лише на зміні потенціалу і концентрації вільних носіїв заряду по осі  $x$ . Біля границі поділу через позитивний заряд в оксиді концентрація електронів зростає і база звужується, а струм інжекції зростає. Визначимо область сильної інжекції, що відповідає проникненню електричного поля в глибину напівпровідника (Si).

Прийmemo, що для дифузійно легованої бази густина струму інжекції електронів з емітерного переходу описується виразом [17]:

$$J_E = qD_n \frac{p_E}{w_B} \left[ 2 \frac{n_E}{p_E} - \ln \left( 1 + \frac{n_E}{p_E} \right) \right], \quad (53)$$

де  $w_B$  — ширина нейтральної бази;  $p_E, n_E$  — концентрації дірок і електронів в базі на межі об'ємного заряду емітерного переходу, які зв'язані між собою співвідношенням  $n_E p_E = n_i^2 \exp(U_{EB}/\phi_T)$ . Із виразу (53) випливає, що при малому рівні інжекції, коли  $n_E \ll p_E$ ,

$$J_E = qD_n \frac{n_E}{w_B}, \text{ а при великому рівні інжекції, коли } n_E \gg p_E,$$

$$J_E = 2qD_n \frac{n_E}{w_B}.$$

Пуассонове рівняння для даного випадку запишеться як

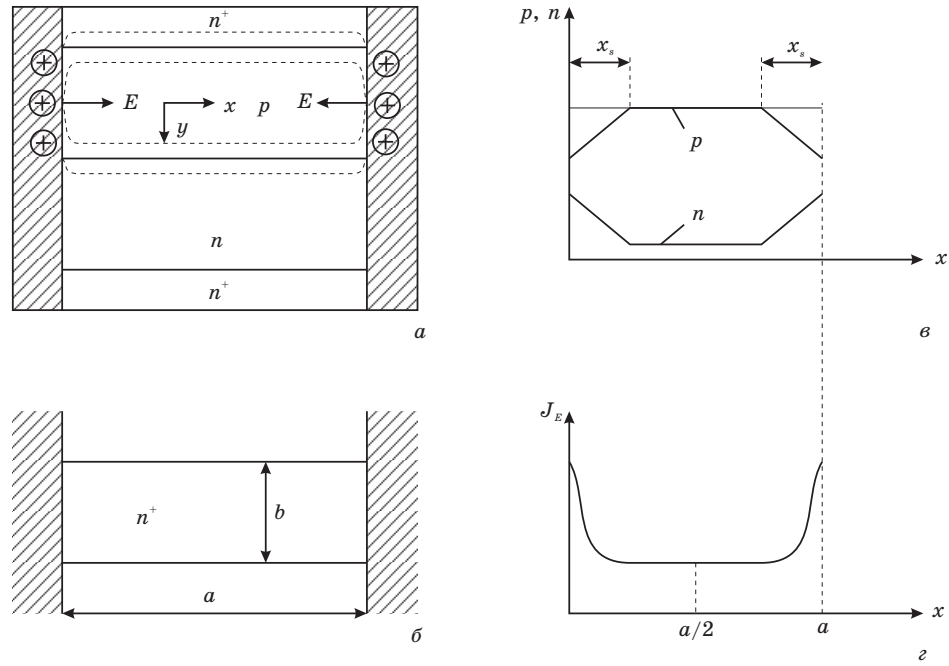


Рис. 30. Структура  $n^+p-n^+$ -транзистора з пристінним емітером (а), топологія емітерної області (б), розподіл вільних носіїв заряду (в), розподіл густини струму інжекції емітера (г).

$$\frac{dE_x}{dx} = q \frac{p_E - n_E - N_a}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (54)$$

бо об'ємний заряд  $Q(x) = q(p_E - n_E - N_a)$  і рівняння

$$\frac{dE_x}{dx} = q \frac{p_E - N_a - \frac{n_i^2}{p_E} \exp(U_{EB}/\phi_T)}{\epsilon \epsilon_0}$$

при  $E_x = \frac{\phi_T}{p_E} \frac{dp_E}{dx}$  перетвориться як

$$E_x dE_x = \frac{q\phi_T}{\epsilon \epsilon_0} \left[ 1 - \frac{N_a}{p_E} - \frac{n_i^2}{p_E^2} \exp(U_{EB}/\phi_T) \right] dp. \quad (55)$$

В глибині напівпровідника, коли  $E_x = 0$  і виконується умова електронейтральності,  $p_{Ev} = n_{Ev} + N_a$ . Тоді об'ємна концентрація дірок буде

$$p_{Ev} = \frac{N_a}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + 4K_E} \right), \quad (56)$$

де  $K_E = \frac{n_i^2}{N_a^2} \exp(U_{EB}/\phi_T)$ , а  $n_{Ev} = \frac{n_i^2}{N_a} \exp(U_{EB}/\phi_T)$ .

Інтегруючи ліву частину рівняння (55) від 0 до  $E_x$ , а праву від  $p_{Ev}$  до  $p_E$ , одержуємо:

$$E_x = \frac{\phi_T}{L} F(z), \quad (57)$$

де  $F(z) = \sqrt{z - 1 + z_v \ln(1/z) + K(1/z - 1)}$ ,  $z = p_E/p_{Ev}$ ,  $z_v = \frac{N_a}{p_{Ev}}$ ,

$K = K_E z_v^2$ ,  $L = \sqrt{z_v/2} L_d$ ,  $L_d = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{qN_a}} \phi_T$  — Дебайова довжина.

Враховуючи, що  $E_x = \frac{\phi_T}{p_E} \frac{dp_E}{dx}$ , одержуємо наступне рівняння:

$$\frac{dz}{zF(z)} = \frac{dx}{L}. \quad (58)$$

Виходячи із межової умови:  $x = 0$ ,  $E_x = E_s = \frac{Q_{ef}}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\phi_T}{L} F(z_s)$ , де  $z_s$  — значення приведеної концентрації дірок на межі з оксидом,

з (58) одержуємо:  $F(z_s) = \sqrt{\frac{z_v}{2}} \lambda$ , де  $\lambda = \frac{N_{ef}}{N_a} L_d$  — коефіцієнт, що

рівний відношенню ефективної густини заряду в діелектрику  $\text{SiO}_2$  до густини акцепторної домішки в базі на Дебайовій віддалі і визначає ступінь збіднення приповерхневої області.

Рішення рівняння (58) з межовою умовою  $F(z_s) = \sqrt{\frac{z_v}{2}} \lambda$  дозволяє обчислити  $z(x)$  і  $p_E(x)$ . Тобто зміна густини струму емітера за координатою  $x$  зв'язано із зміною граничної концентрації  $p_E$  або  $n_E$ . Ступінь збіднення приповерхневої області характеризується коефіцієнтом  $\lambda$ , а рівень інжекції в об'ємі нейтральної бази — коефіцієнтом  $K_E$ .

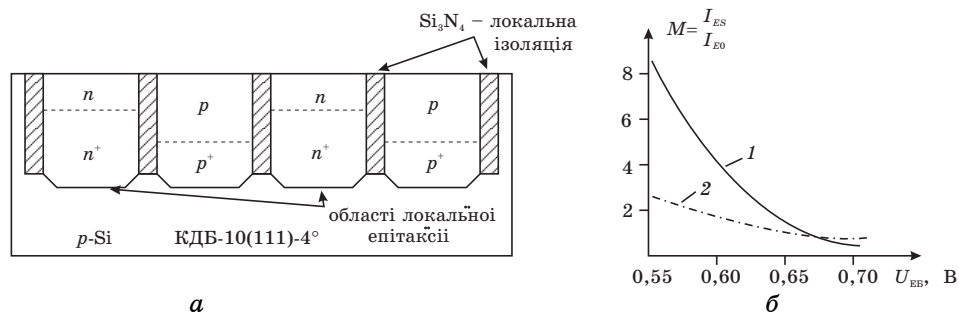
Із даної фізичної аналізи витікає наступний висновок. З ростом збіднення змінюється характер приграничного струму від напруги  $U_{EB}$ : при слабому збідненні в пристінній області цей струм є пропорційний  $\exp(U_{EB}/\phi_T)$ , а при сильному збідненні величина поверхневого струму вже не залежить від  $U_{EB}$ . Але вважаючи, що з врахуванням генераційно-рекомбінаційних процесів  $J_s$  є пропорційний

$\exp(U_{EB}/m_s\phi_T)$ , з ростом збіднення буде сильно зростати  $m_s$ , тобто характеристика  $I_E = f(U_{EB})$  буде сильно відрізнятись від ідеальної, що і спостерігається на практиці.

Які ж технологічні прийоми використати для пригнічення радіаційного ефекту нерівномірного розподілу емітерного струму? Це формування кишень льокальною епітаксією з пристінною діелектричною ізоляцією нітридом кремнію. Ця технологія підвищує на один-два порядки радіаційну тривкість біполярних структур до йонізуючого опромінення.

Такий технологічний процес льокальної епітаксії вписується в стандартну технологію формування біполярних субмікронних структур з високою щільністю та здійснюється в такій послідовності.

На Si-підкладці з орієнтацією (111) формують звичайні кремнієві епітаксійні структури із захованим сильнолегованим  $p^+$ -шаром та епітаксійно слаболегованим  $p$ -шаром. На епітаксійному  $p$ -шарі методом амонілізи дисилану (моносилану) в реакторі пониженого тиску типу «Ізотрон-4» при  $T = 680-720^\circ\text{C}$  формують плівку  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Методом фотолітографії над майбутніми областями  $n$ -канальних транзисторів наноситься фотомаска і методом ПХТ відкривають вікна під області льокальної епітаксії. За допомогою реактивного йонного щавлення льокально вищавлюється захисна плівка  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , епітаксійний  $p$ - і захований  $p^+$ -шари монокремнію. Режим РІТ вибирають таким чином, щоб забезпечити поліруюче щавлення з вертикальними стінками і мінімальною бічною щавою. У таких колодязях льокальною епітаксією формують майбутні активні області  $n$ -канальних чи біполярних  $n-p-n$ -транзисторів (рис. 31). Для цього після хемічного очищення на всю вищавлену поверхню колодязя наносять діелектрик у вигляді сендвіча  $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$  (500 + 1200) Å. Такий діелектрик на вертикальних стінках виконує роль льокаль-



**Рис. 31.** Структура льокальної КЕС з діелектричною ізоляцією (а) та залежність коефіцієнта  $M = \frac{I_{ES}}{I_{ES0}} = 1 + \frac{\lambda}{1-\lambda} \frac{L_d}{a}$  від напруги  $U_{EB}$  для  $n-p-n$ -транзисторів (б), виготовлених на звичайних — 1 і льокальних КЕС — 2.

них ізолюючих областей, а діелектрик з латеральних областей знімають анізотропним щавленням. Після відповідного хемічного оброблення таких колодязів епітаксійно льокально нарощують легований  $n^+$  і нелегований  $n$ -монокремній у реакторі устави епітаксійного нарощування УНЕС-2ПКА або «Епіквар-100(150)» відповідної товщини. Сильно легований  $n^+$ -шар може формуватись також багатозарядною імплантацією арсену ( $As^{++}$ ). Зняттям нітридної маски з поверхні  $p$ -областей завершується формування КЕС з льокальними епітаксійними шарами.

На таких льокальних КЕС можна формувати або вже ВіР ВіС з використанням комплементарних пар, або К-МОН ВіС чи Ві-К-МОН ВіС. Але в таких транзисторах вже відсутній ефект нерівномірного розподілу емітерного струму (рис. 31, б).

4. Збільшення рекомбінаційних втрат базового струму. Складова струму бази, яка зв'язана з рекомбінацією на поверхневих пастках межі поділу оксид-напівпровідник, транзисторну структуру якого наведено на рис. 30, дорівнює

$$I_{BS} = 2qb \int_0^{w_B} U_s dy, \quad (59)$$

де  $U_s$  — темп поверхневої рекомбінації, що визначається через швидкість поверхневої рекомбінації:  $U_s = s_0 \frac{n_s p_s}{n_s + p_s} \ln \frac{n_s + p_s}{n_i}$  ( $s_0 = 2kT\sigma_{st}D_{st}N_T$ ).

Якщо прийняти, що в будь-якій точці бази виконується рівність:

$$p_s n_s = n_i^2 e^\eta, \quad (60)$$

де  $\eta = (E_{Fn} - E_{Fp})/kT$  — відносний зсув Фермієвого рівня в області об'ємного заряду при прямому зміщенні емітерного переходу. При  $y = 0$   $\eta = qU_{EB}/kT$ , а при великих  $y$   $\eta = 0$ .

Якщо розподіл неосновних носіїв, інжекттованих емітером в базу до колектора, має лінійний характер, то його величину можна виразити через концентрації електронів в емітері і колекторі:

$$\eta = \ln \frac{N_a}{n_i^2} \left[ n_{Ev} \left( 1 - \frac{y}{w_B} \right) + n_{Kv} \frac{y}{w_B} \right] \quad (61)$$

або  $n_{vB} = n_{Ev} \left( 1 - \frac{y}{w_B} \right) + n_{Kv} \frac{y}{w_B}$ .

Якщо прийняти  $n_{Ev} = \frac{n_i^2}{N_a} \exp(U_{EB}/\phi_T)$ , а  $n_{Kv} = n_{Ev} / \left( 1 + \frac{w_B V_{дп}}{D_n} \right)$ , то

$$\eta = \frac{qU_{\text{ЕБ}}}{kT} + \ln\left(1 - \delta \frac{y}{w_{\text{Б}}}\right), \quad (62)$$

де  $\delta = 1/(1 + D_n/w_{\text{Б}}v_{\text{др}})$ ,  $v_{\text{др}}$  — дрейфова швидкість електронів.

$$\text{При } y = 0 \quad \eta_{\text{Е}} = qU_{\text{ЕБ}}/\phi_T, \text{ а при } y = w_{\text{Б}} \quad \eta_{\text{К}} = \frac{qU_{\text{ЕБ}}}{kT} - \ln\left(1 + \frac{w_{\text{Б}}v_{\text{др}}}{D_n}\right).$$

Для значень  $w_{\text{Б}} = 0,5$  мкм,  $v_{\text{др}} = 10^7$  см/с,  $D_n = 20$  см/с (при  $N_a = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) одержуємо  $\eta_{\text{К}} = \frac{qU_{\text{ЕБ}}}{kT} - 3,2$ , тобто квазірівень функції  $E_{Fn}$  біля колектора зміщується майже на  $3kT$  відносно емітера.

Знаючи залежності концентрацій дірок і електронів на поверхні,

$$p_s = \frac{n_i^2}{N_a \lambda^2} e^{\eta}, \quad n_s = N_a \lambda^2,$$

де  $\lambda = \frac{N_{\text{еф}}}{N_a} L_d$ , можна визначити рекомбінаційний струм бази  $I_{\text{БС}}$ :

$$I_{\text{БС}} = 2qbs_0 \int_0^{w_{\text{Б}}} \frac{n_i^2 \left(1 - \delta \frac{y}{w_{\text{Б}}}\right) \exp(U_{\text{ЕБ}}/\phi_T)}{N_a \lambda^2 + \frac{n_i^2}{N_a \lambda^2} \left(1 - \delta \frac{y}{w_{\text{Б}}}\right) \exp(U_{\text{ЕБ}}/\phi_T)} \times \\ \times \ln \left\{ N_a \lambda^2 + \frac{n_i^2}{N_a \lambda^2} \left(1 - \delta \frac{y}{w_{\text{Б}}}\right) \exp(U_{\text{ЕБ}}/\phi_T) / n_i \right\} dy. \quad (63)$$

Яким же чином цей рекомбінаційний струм звести до мінімального значення, щоб можна було формувати супер-бета-транзистори (транзистори з дуже високим коефіцієнтом підсилення)? Така необхідність є для формування входних диференціальних каскадів операційних підсилювачів та помножувачів.

Нами розроблено два технологічних прийоми, які мінімізують рекомбінаційні втрати базового струму, коли фактор — поле  $m_s \rightarrow 1$ .

Сюди відносять:

гетерування домішок і дефектів з базового оксиду за рахунок фосфоросилікатного скла з концентрацією фосфору 3–5% [26];

гетерування домішок і дефектів із оксидів всієї транзисторної структури біполярних ІС за рахунок оксинітриду кремнію, сформованого високочастотним магнетронним розпорощенням кремнійової цілі КДБ-80 в плазмі азоту [25].

Таким чином, викладені вище конструкторсько-технологічні рі-

шення формування субмікронних структур біполярних ІС дозволять мінімізувати радіаційні ефекти і сформувати радіаційно-тривку до йонізуючого  $\alpha$ -опромінення технологію для біполярних ІС.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. С. П. Новосядлий, *Фізико-технологічні основи субмікронної технології ВІС* (Івано-Франківськ: Сімик: 2003).
2. N. S. Saks, J. M. Killiany, and P. R. Reid, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, **26**, No. 6: 5074 (1979).
3. Б. И. Козлов, А. В. Данов, *Электронная техника. Сер. Микроэлектроника*, **34**, вып. 8: 68 (1971).
4. В. Г. Литовченко, *Физика и техника полупроводников*, **6**, № 5: 802 (1972).
8. *Полевые транзисторы* (Москва: Советское радио: 1971).
9. А. С. Березин, О. Р. Мочалкина, *Технология и конструирование интегральных микросхем* (Москва: Радио и связь: 1983).
10. Y. Yuriume, *J. Electrochemical Soc.*, **129**, No. 9: 2070 (1982).
11. M. Shimbo and T. Matsuo, *J. Electrochemical Soc.*, **130**, No. 1: 135 (1983).
12. В. А. Болисов, Л. Н. Патрикеев, В. Д. Попов, *Микроэлектроника*, **12**, № 5: 477 (1983).
13. A. G. Revesz, *J. Non-Crystalline Solids*, **11**: 309 (1973).
14. S. T. Pantelides, *Thin Solid Films*, **89**, No. 1: 103 (1982).
15. В. А. Болисов, В. Д. Попов, А. В. Сизов, *Кинетические явления в полупроводниках и диэлектриках* (Ред. А. И. Руденко) (Москва: Энергоатомиздат: 1985).
16. Е. Н. Ванина, В. А. Гуртов, Э. Е. Дагман, *Пакет программ для расчета характеристик пространственного заряда кремния* (Новосибирск: Институт физики полупроводников АН СССР: 1982).
17. В. М. Кулаков, Е. А. Ладыгин, В. И. Шеховцов, *Действие проникающей радиации на изделия электронной техники* (Москва: Советское радио: 1980).
18. С. П. Новосядлий, *Вісник Прикарпатського університету: математика, фізика, хімія*, вип. 2: 105 (1999).
19. У. Тилл, Дж. Лансон, *Интегральные схемы: материалы, приборы, изготовление* (Ред. М. В. Пальперин) (Москва: Мир: 1985).
20. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов* (Ред. Р. А. Сурис) (Москва: Мир: 1984).
21. M. W. Hilln and J. Holsbrink, *Solid State Electronics*, **26**, No. 5: 453 (1983).
22. J. G. Fossum and M. A. Shilib, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **28**, No 9: 1018 (1981).
23. В. С. Вавилов, Б. Н. Горин, Н. С. Данилин, *Радиационные методы в твердотельной электронике* (Москва: Радио и связь: 1990).
24. С. П. Новосядлий, *Металлофиз. новейшие технол.*, № 7: 1003 (2002).
25. Г. И. Губская, П. В. Кучинский, В. М. Ломако, *ФТП*, **20**, вып. 6: 1055 (1999).
26. Б. Пирсон, *Электроника*, **58**, № 17: 104 (1985).
27. С. П. Новосядлий, *Металлофиз. новейшие технол.*, **24**, № 3: 353 (2002).
28. С. П. Новосядлий, *Матеріали міжнародної конференції «Ефективність*

*реализации научного, ресурсного и промышленного потенциала в современных условиях» (Славсько: 2002), с. 93.*

29. С. П. Новосядлий, Є. В. Матюшин, В. Я. Малайда, *Спосіб виготовлення структур ІС* (Патент на винахід. Україна (UA) №11382, 4НОІЛ21/82 від 23.12.1993 р.).
30. С. П. Новосядлий, М. Д. Гнип, Я. М. Білоган, *Спосіб створення захисту поверхні інтегральної схеми з алюмінієвою металізацією* (Патент на винахід, Україна (UA) №11380, 5НОІЛ23/48 від 25.12.1996 р.).
31. С. П. Новосядлий, В. М. Бережанський, *Східно-європейський журнал передових технологій*, 25, № 1: 40 (2007).